

07;12

О волновом каналировании пучка рентгеновского излучения в шероховатых пограничных каналах

© Т.А. Боброва, Л.И. Огнев

Российский научный центр "Курчатовский институт",
123182 Москва, Россия
e-mail: ognev@nfi.kiae.ru

(Поступило в Редакцию 31 июля 2000 г.)

Эффект прохождения рентгеновского излучения через шероховатый узкий диэлектрический канал исследован путем численного моделирования с учетом дифракции и затухания когерентности. Обнаружено, что прохождение может сильно уменьшаться для каналов с периодическими деформациями. Влияние шероховатостей объяснено с помощью статистической теории рассеяния рентгеновского излучения в шероховатом переходном слое. Коэффициенты затухания мод масштабируются как $\beta \sim 1/d^3$ (d — ширина канала) и пропорциональны амплитуде шероховатостей. Дано возможное объяснение наблюдавшейся аномалии прохождения через тонкие каналы Cr/C/Cr.

Управление пучками рентгеновского излучения при захвате рентгеновского пучка в шероховатый узкий диэлектрический канал в лазерной физике [1], получение тонких рентгеновских пучков для субмикронного дифракционного анализа [2,3] и другие приложения [4,5] возможны благодаря эффекту полного внешнего отражения.

В данной работе рассматривается роль дифракции, которая может быть важна для узких пучков, в особенности если шероховатость поверхности велика. Рассеяние на поверхностях с высокой шероховатостью требует специального подхода, потому что методы слабых возмущений становятся неприменимыми [6].

Рассеяние рентгеновского излучения на шероховатых поверхностях обычно исследуется в рамках приближения Андронова–Леонтовича [7]. 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 использованием комплексного показателя преломления, учитывающего затухание когерентности при некогерентном рассеянии [8] на основе статистического метода Татарского [9,10]. 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. В [1,4] предполагалось, что число возбуждаемых волновых мод мало для очень малых углов скольжения входного пучка. Рассеянием на большие углы пренебрегаем, причем углы с учетом малой ширины пучка

$$\partial^2 A(x, z) / \partial z^2 \ll k \cdot \partial A(x, y, z) / \partial z,$$

$$\partial^2 A(x, y, z) / \partial z^2 \ll \partial^2 A(x, y, z) / \partial x^2.$$

С учетом сделанных допущений прохождение рентгеновской моды может быть описано в рамках "параболического уравнения" для электрического вектора $A(x, z)$ [12]

$$2ik \frac{\partial A}{\partial z} = \Delta_{\perp} A + k^2 \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_0} A,$$

$$A(x, z = 0) = A_0(x),$$

где z и x являются координатами вдоль и поперек канала (рассмотрение ограничено случаем 2-мерных каналов), $k = \sqrt{\varepsilon_0} \frac{\omega}{c}$.

В данном случае ε_0 — это диэлектрическая проницаемость "канала", ε_1 — диэлектрическая проницаемость "стенок". Предлагаемый метод легко может быть обобщен на случай 3-мерного капилляра.

Результаты прямого моделирования рассеяния на модельной шероховатой поверхности интегрированием уравнения (1), рассчитанные для энергии $E = 10 \text{ keV}$, ширины канала $d = 0.5 \mu\text{m}$, $\sigma = 400 \text{ \AA}$ и корреляционной длины шероховатостей $z_{\text{corr}} = 5 \mu\text{m}$ усредненные по 40 реализациям, показаны на рис. 1, нормированными

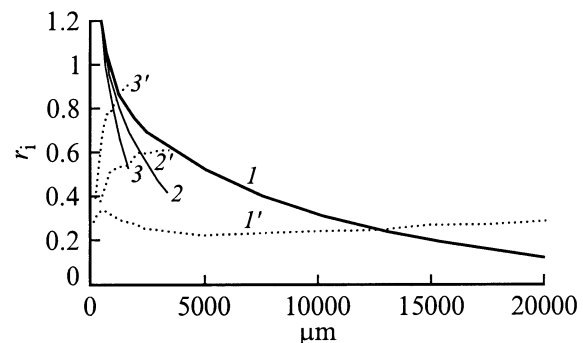


Рис. 1. Эволюция полной интегральной нормированной интенсивности пучка r_{tot} и нормированной некогерентной части $r_{\text{part}} = r_{\text{inc}}/r_{\text{tot}}$ для различных углов падения ϑ . $\vartheta = 0$, r_{tot} (1), r_{part} (1'); $\vartheta_F/10$ (2 и 2'); $\vartheta_F/5$ (3 и 3').

на полную интенсивность пучка r_{tot} ; некогерентная часть r_{inc} , где $r_i = \int_{-\infty}^{\infty} I_i(x) dx / \int_{-d/2}^{d/2} I_0(x) dx$. Начальные углы были $\vartheta = 0, 3 \cdot 10^{-4}$ и $6 \cdot 10^{-4}$ rad. Из приведенных на рисунке результатов видно, что потеря когерентности пучка в узком канале приводит к быстрому убыванию его интенсивности.

Предполагая малое изменение $A(x, z)$ на длине корреляции шероховатостей z_{corr} , мы можем воспользоваться свойством коррелятора

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

справедливым для δ -коррелированной флюктуирующей среды [10]. Когерентная часть амплитуды $A(x, z)$ может быть рассчитана из статистически усредненного "параболического" уравнения (угловые скобки соответствуют усреднению) [8,10]

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

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

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

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

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

Таким образом, коэффициенты ослабления могут быть найдены как интегралы перекрытия $\beta_l = -(k/2) \times$

$\times \int \varphi_l^*(x) [\operatorname{Im}(\chi(x)) + W(x)] \varphi_l(x) dx$. Для нижних мод коэффициенты ослабления пучка вследствие некогерентного рассеяния пропорциональны σ , так как высота шероховатостей определяет в основном ширину $W(x)$

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

Пропорциональность потерь интенсивности пучка высоте шероховатостей канала при сверхмалых углах скольжения отмечается также и в результатах прямого численного интегрирования параболического уравнения со случайной границей ([11], рис. 5).

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 коэффициента ослабления возрастает в 1.5 раза. Возрастание β при уменьшении энергии E происходит быстрее, чем $\sim 1/E$, что связано как с возрастанием роли дифракции, так и увеличением оптической плотности материала стенок канала.

Перспективным методом получения субмикронных пучков жесткого рентгеновского излучения является каналирование в тонком слое вещества с малой плотностью заключенного между слоями металла [3]. В экспериментах с каналом Cr/C/Cr длиной $L = 3$ nm и толщиной $d = 1620$ Å углеродного слоя [2] наблюдалась немонотонная зависимость прохождения 0 моды

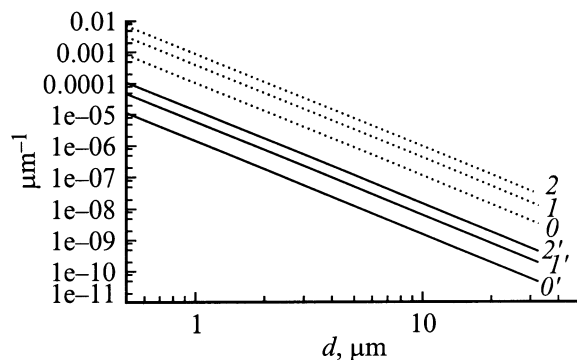


Рис. 2. Зависимость коэффициентов ослабления рентгеновского пучка с энергией 1 keV в канале между пластинами кремния от ширины щели d для мод 0, 1 и 2; $\sigma = 400$ Å; $z_{corr} = 5$ μm. Ослабление, связанное с рассеянием $\beta_{scatter}$, обозначено пунктиром, а обусловленное поглощением β_{absorp} — сплошными кривыми.

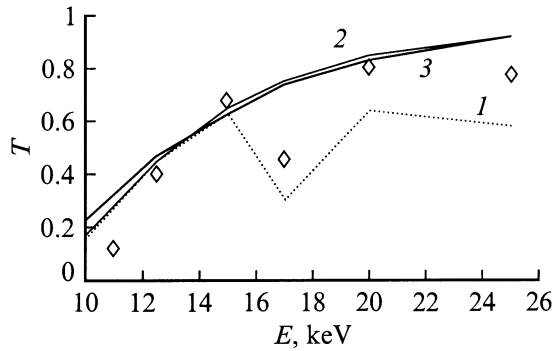


Рис. 3. Зависимость прохождения моды 0 от энергии излучения E . Амплитуда деформации $a = 120 \text{ \AA}$; период Λ , μm : 1 — 100, 2 — 500, 3 — 1000; $\sigma = 0$. \diamond — экспериментальные точки из [2].

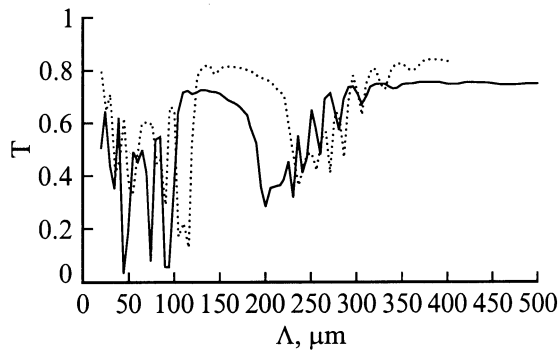


Рис. 4. Зависимость прохождения моды 0 от периода деформации. $\sigma = 0$; $L = 3 \text{ mm}$; $E = 17$ (сплошная кривая), 20 keV (пунктир).

от энергии рентгеновского пучка (рис. 3, \diamond). Как предполагалось [2], шероховатость линии раздела не превышает $\sim 10 \text{ \AA}$.

Для исследования зависимости прохождения мод 0 и 1 от амплитуды шероховатостей было выполнено прямое численное моделирование прохождения рентгеновского пучка с помощью уравнения (1). Учет шероховатостей уменьшает прохождение основной моды с $E = 17 \text{ keV}$ на величину 1.3% для $\sigma = 10 \text{ \AA}$ и на 5% для $\sigma = 20 \text{ \AA}$, что не может объяснить провала на экспериментальной зависимости (рис. 3) даже при значительно худших характеристиках границ раздела, учитывая линейный характер роста коэффициента ослабления от высоты шероховатостей.

Для объяснения аномальной зависимости прохождения основной моды с энергией 17 keV через каналы Cr/C/Cr [2] было принято во внимание возможное присутствие периодических возмущений канала. Результаты показаны на рис. 3.

Зависимость прохождения от периода деформации Λ для $E = 17 \text{ keV}$, $a = 120 \text{ \AA}$ и без учета шероховатостей (влияние шероховатостей не существенно; см. выше) показано на рис. 4. В области коротких Λ можно

заметить несколько резонансов. Можно отметить, что результаты, показанные на рис. 3 и 4, сходны со сложными эффектами сильной перестройки волновой функции каналированных электронов в сверхрешетках [13].

Изменение полной интенсивности в пучке по мере его прохождения через канал Cr/C/Cr , а также основной волновой моды показано на рис. 5 и 6 для различных периодов деформации канала Λ . Начальное условие для рентгеновского пучка на входе в канал соответствует основной моде 0. В случае мелкомасштабных деформаций, когда период деформации близок к периоду волновых осцилляций амплитуды основной моды (рис. 5), коэффициент прохождения T определяется совпадением (I и I' для $\Lambda = 45 \mu\text{m}$) или несовпадением (2 и $2'$ для $\Lambda = 40 \mu\text{m}$) периода деформации Λ с периодом (или его гармониками) осцилляций волны в прямом канале. Наличие резонансного взаимодействия приводит к быстрому поглощению рентгеновского пучка.

В случае крупномасштабных деформаций ($\Lambda \geq 400 \mu\text{m}$, рис. 6) убывание полной интенсивности пучка слабо отличается от убывания интенсивности в прямом канале (ср. кривые 1 и 2). Однако наличие деформаций все же приводит к осцилляторной перекачке энергии из основной моды 0 (кривая $2'$) в низшие

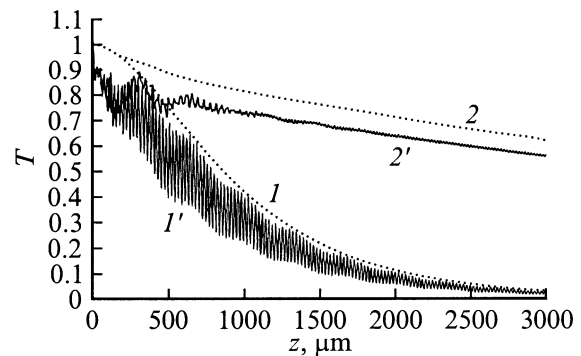


Рис. 5. Изменение полной интенсивности (I и 2 , точки) и основной моды 0 (I' и $2'$) рентгеновского пучка. $E = 17 \text{ keV}$, $d = 1620 \text{ \AA}$, $\Lambda = 45 \mu\text{m}$ (I и I') и $40 \mu\text{m}$ (2 и $2'$), $\sigma = 0$, $L = 3 \text{ mm}$, $a = 120 \text{ \AA}$.

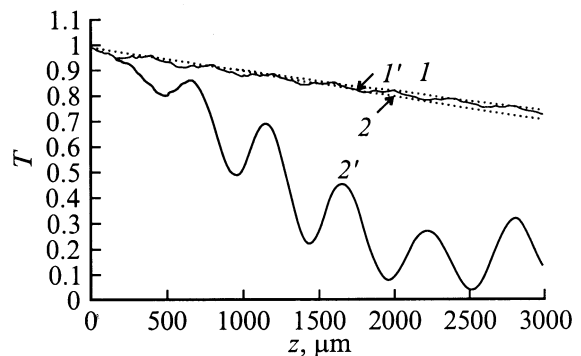


Рис. 6. То же, что и на рис. 5, но для прямого канала (I и I') и для деформаций с периодом $\Lambda = 1000 \mu\text{m}$ (2 и $2'$).

моды 1, 2 и др. Это должно приводить к уширению углового спектра пучка на выходе из канала.

Таким образом, провал прохождения при энергии $E = 17 \text{ keV}$ на рис. 3, наблюдавшийся в [2], может быть объяснен периодическими возмущениями слоя Cr/C и интерференцией возникающих при этом высших волновых мод, что и приводит к возрастанию потерь рентгеновского пучка.

Полученные результаты позволяют также дать новую интерпретацию и для экспериментов с "бесщелевым рентгеновским коллиматором" [14,15]. По данным об угловом расстоянии между интерференционными пиками в прошедшем пучке с учетом дифракции щель между полированными пластинами имеет ширину $\sim 10 \mu\text{m}$ [11], а не $1 \mu\text{m}$, как следует из работы [15] в приближении геометрической оптики. При наклонном падении входного пучка возбуждаются высшие поперечные моды, дающие много дифракционных пиков в прошедшем пучке. В то же время, если в пластинах оставляется поперечный непотированный участок, независимость выходного пучка от наклона на входе объясняется сильным поглощением высших поперечных мод с сохранением низшей симметричной моды.

Экспериментально эффект также 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.

Список литературы

- [1] *Kukhlevsky S.V., Lubkovic G., Negrea K., Kozma L.* // Pure Appl. Opt. 1999. Vol. 6. P. 97.
- [2] *Jark W., Di Fonzo S., Soullie G., Cedola A., Lagomarsino S.* // J. Alloys and Compounds. 1999. Vol. 286. P. 9–13.
- [3] *Riekel C.* // Report Progress Phys. 2000. Vol. 63. P. 232.
- [4] *Kantsyrev V.L., Bruch R., Bailey M., Shlyaptseva A.* // Appl. Phys. Lett. 1995. Vol. 66. P. 3567.
- [5] *Егоров В.К., Зуев А.П., Малоков Б.А.* // Изв. вузов. Цветная металлургия. 1997. № 5. С. 54–63.
- [6] *Fanchenko S.S., Nefedov A.A.* // Phys. St. Sol. (b). 1999. Vol. 212/1. P. R3.
- [7] *Виноградов А.В., Зорев Н.Н., Кожевников И.В., Якушкин И.Г.* // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. Вып. 6. С. 2124–2132.
- [8] *Огнев Л.И.* // Тезисы докл. XXVII Междунар. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., 1997. С. 76.
- [9] *Holý V., Gabrielyan K.T.* // Phys. St. Sol. (b). 1987. Vol. 140. N 1. P. 39–50.
- [10] *Огнев Л.И.* // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 5. С. 78–90.
- [11] *Боброва Т.А., Огнев Л.И.* // Препринт ИАЭ-6051/11. М., 1997. 20 с.
- [12] *Bobrova T.A., Ognev L.I.* // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 69. С. 686.
- [13] *Боброва Т.А., Огнев Л.И.* // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 2. С. 32–37.

[14] *Мингазин Т.А., Зеленов В.И., Лейкин В.Н.* // ПТЭ. 1981. № 1. С. 229.

[15] *Лейкин В.Н., Мингазин Т.А., Зеленов В.И.* // ПТЭ. 1984. № 6. С. 33.