

Пространственное распределение каналирующего длинноволнового рентгеновского излучения на выходе поликапиллярных структур

М. И. Мазурицкий¹⁾, А. М. Лерер

Физический факультет Южного федерального университета, 344090 Ростов-на-Дону, Россия

Поступила в редакцию 22 июля 2015 г.

Экспериментально и теоретически исследовано распределение интенсивности длинноволнового рентгеновского излучения на выходе микроканальных пластин при скользящем падении монохроматического излучения на стенки микрокапилляров. Угловое распределение излучения, прошедшего через микроканалы, исследовано для энергий, соответствующих Si $L_{2,3}$ - и O K -краям поглощения. Определены условия, при которых первичное излучение возбуждает рентгеновскую флуоресценцию, распространяющуюся внутри и за пределами полых микрокапилляров.

DOI: 10.7868/S0370274X15190169

Распространение рентгеновских лучей через микрокапилляры представляет собой сложный процесс, зависящий от энергии излучения, а также от многих характеристик и параметров оптической системы. На основе анализа структуры поля излучения в каналах волновода показано, что распространение гармоник обусловлено модовым характером трансмиссии, которую можно представить как “приповерхностное каналирование” [1–3] излучения. При этом основная часть переносимой энергии в капиллярах сосредоточена в непосредственной близости от поверхности стенок микроканалов.

В отличие от плоскопараллельных волноводов поликапиллярная оптика, обладающая сравнительно малыми размерами, предназначена для увеличения плотности, изменения расходимости и однородности излучения, поворота и формирования профиля пучка [4–6]. Задача управления пучками рентгеновского излучения весьма актуальна в связи с развитием целого ряда направлений науки и техники (рентгеновская микроскопия и микрофлуоресцентный анализ [6, 7], диагностика плазмы, рентгеновская литография и т.д.). Принципиально новые возможности появились в связи с разработкой предложенных М.А. Кумаховым [8–10] элементов рентгеновской оптики, основанной на многократном отражении рентгеновского луча от поверхности специальным образом изогнутых полых стеклянных цилиндрических микрокапилляров. Создаваемые сегодня на этих принципах различные рентгенооптические поликапиллярные системы позволяют формировать рентгеновские пучки в широком спектре энер-

гий и углов. Рентгенооптические системы наряду с эффективной фокусировкой рентгеновского излучения обеспечивают фильтрацию энергии, увеличивая во много раз плотность пучков, достигающих мишени. Микроканальные пластины (МКП) представляют собой поликапиллярные системы, содержащие стеклянные цилиндрической формы микроканалы на силикатной основе, упакованные в поперечном сечении МКП с определенной симметрией расположения пор. Они используются не только для управления потоками заряженных частиц, но также и для фокусировки электромагнитного излучения [7, 11, 12].

В работах [13, 14] высказано предположение о возможности транспортировки рентгеновской флуоресценции, возбуждаемой внутри микро- и наноканалов. Установлено [15, 16], что длинноволновое рентгеновское флуоресцентное излучение, возбуждаемое внутри полых стеклянных микроканалов, способно направленно распространяться вдоль них. В работах [17–19] исследован эффект возбуждения флуоресценции и поверхностного каналирования рентгеновского излучения внутри микроканалов МКП, имеющих диаметр 10 мкм. Тонкая структура рентгеновских спектров отражения и флуоресценции для микронных микрокапилляров представлена в работе [20]. В настоящей работе исследовано угловое распределение излучения, прошедшего сквозь полые стеклянные микроканалы МКП в области энергий электронных переходов в окрестности Si $L_{2,3}$ - и O K -краев поглощения.

Образцы МКП (изготовленные ВТЦ “Баспик” [21]), представляющие собой тонкие (≈ 0.3 мм) “дырчатые” (диаметр каналов 3.4 мкм) с гексагональной

¹⁾e-mail: mazurmik@gmail.com

упаковкой микроканалов (шаг структуры 4.2 мкм) пластины, состоящие преимущественно из силикатного стекла, исследованы в режиме пропускания рентгеновского излучения. Экспериментальные спектры с угловым разрешением 1.4 мрад получены в синхротронном центре BESSY II на экспериментальной станции Polarimeter [22].

На рис. 1 показана схема экспериментального исследования пространственного распределения излу-

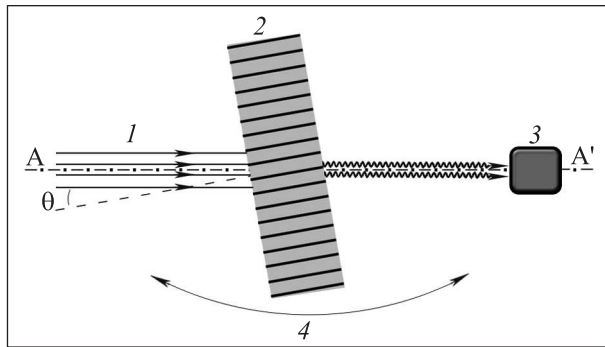


Рис. 1. Экспериментальная схема регистрации излучения, прошедшего сквозь микроканальную пластину, при ее повороте относительно направления падающего луча: 1 – первичное излучение; 2 – микроканальная пластина; 3 – фотодиод; 4 – направление изменения наклона образца относительно первичного пучка

чения на выходе МКП. Квазипараллельный пучок 1 синхротронного излучения имел расходимость менее 1 мрад. Первичное монохроматическое рентгеновское излучение (энергетическое разрешение 0.05 эВ) направлялось на входную поверхность МКП 2. Интенсивность излучения на выходе регистрировалась фотодиодом 3. При наклоне пластины ее положение определялось углом θ (см. рис. 1), под которым первичное излучение падало на стенки микроканалов. За нулевое положение МКП принималось направление нормали к поверхности пластины (параллельно осям микроканалов) в случае, когда оно совпадает с направлением на детектор первичного луча (штрих-пунктир AA'). В описываемом эксперименте положение фотодиода (детектора) не изменялось, а энергия падающего излучения считалась параметром, постоянным во время поворота МКП.

В данной работе применялся теоретический подход, использующий представление микрокапилляра как волновода рентгеновского излучения. Приповерхностный слой цилиндрического микрокапилляра предполагался неоднородным по радиусу. Первичное рентгеновское излучение попадает под определенным углом внутрь полого микроканала. Поперечные размеры этого микроканала много больше дли-

ны волны. Поэтому в нем распространяются десятки типов волн. Для большинства из них наблюдается эффект полного внешнего отражения на границе вакуум–вещество. Они слабо проникают внутрь переходного слоя и поэтому имеют небольшие потери и выходят из открытого конца волновода под малыми углами к оси цилиндрического волновода. Существуют также высшие типы волн, для которых полное отражение осуществляется от границы, расположенной внутри переходного слоя. Координата этой границы зависит от геометрических размеров волновода, длины волны излучения и постоянной распространения волны. Такие волны имеют значительные потери, которые тем больше, чем глубже проникает волна в переходный слой. Они быстро затухают, что обуславливает малую интенсивность выхода первичного излучения под большими углами.

В случае, когда энергии первичного излучения достаточно для возбуждения внутриатомных переходов, в волноводе возникает флуоресцентное рентгеновское излучение, которое характеризуется усилением излучения на выходе. Это возбужденное излучение можно наблюдать выходящим из открытого конца волновода под углами, соответствующими решению волнового уравнения для волновода-микроканала. Таким образом, наряду с затуханием возможно возбуждение и усиление части излучения, выходящего из микрокапилляров.

Исследование тонкой структуры рентгеновских спектров отражения в окрестности Si $L_{2,3}$ -края поглощения, выполненное ранее в работе [18], позволило получить действительную и мнимую части диэлектрической проницаемости, необходимые для проведения теоретического моделирования углового распределения излучения на выходе МКП.

В настоящей работе процесс усиления или затухания определялся знаком мнимой части диэлектрической проницаемости. Переходный кольцевой слой в круглом сечении цилиндрического неоднородного диэлектрического волновода с комплексной диэлектрической проницаемостью разбивался на несколько колец. В каждом кольце диэлектрическая проницаемость была постоянной и равной диэлектрической проницаемости переходного слоя при радиусе, равном радиусу середины кольца. Число колец произвольное. Оно выбиралось из условия достижения требуемой точности расчетов. Задача о распространении волны в таком диэлектрическом волноводе – векторная. Электромагнитное поле для волн с вариацией поля по полярному углу имеет все шесть компонент. Однако в случае рентгеновского волновода, диэлектрическая проницаемость которо-

го $|\varepsilon| \cong 1$, можно пренебречь поляризацией волны и описать поле скалярным потенциалом $\Psi(r, \varphi, z) = U(r) \cos m\varphi \exp(-i\gamma z)$, где γ – комплексная постоянная распространения. Функция $\Psi(r, \varphi, z)$ удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$\Delta\Psi(r, \varphi, z) + k^2\varepsilon(r)\Psi(r, \varphi, z) = 0,$$

где Δ – оператор Лапласа, $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны в вакууме.

Граничные условия ($\Psi(r, \varphi, z)$ и ее нормальная производная) должны быть непрерывными на границах раздела диэлектриков.

Решение находили, комбинируя функции Бесселя (J_m, N_m) и Макдональда (K_m):

- внутри волновода (вакуум, радиус r_1)

$$\Psi_1 = J_m(\chi_1 r)/J_m(\chi_1 r_1);$$

- внутри стекла вне переходного слоя с внешним радиусом r_N

$$\Psi_N = A_N K_m(\hat{\chi}_N r)/K_m(\hat{\chi}_N r_N);$$

- в кольце с номером $1 < n < N$ при $r_{n-1} \leq r \leq r_n$

$$\Psi_n = A_n^- \Phi_n^-(\gamma_n r) + A_n^+ \Phi_n^+(\gamma_n r),$$

$$\Phi_n^-(r) = Y_{m,n}(r, r_{n-1})/Y_{m,n}(r_n, r_{n-1}),$$

$$\Phi_n^+(r) = Y_{m,n}(r, r_n)/Y_{m,n}(r_{n-1}, r_n),$$

$$Y_{m,n}(R_1, R_2) = J_m(\chi_n R_1)N_m(\chi_n R_2) - J_m(\chi_n R_2)N_m(\chi_n R_1),$$

$$\chi_n = \sqrt{k^2\varepsilon_n - \gamma^2}, \quad \hat{\chi}_N^2 = -\chi_N^2.$$

Из условия непрерывности Ψ , $\partial\Psi/\partial r$ на границах раздела диэлектрических колец были найдены неизвестные коэффициенты A_N , A_n^\pm и получено комплексное дисперсионное уравнение, т.е. трансцендентное уравнение для нахождения комплексной постоянной распространения γ при заданных длине волны и параметрах волновода. Затем волноводная модель распространения рентгеновского излучения в микрокапиллярах использовалась при решении в приближении Кирхгофа задачи возбуждения волноводов и выхода излучения из микроканальной пластины. В этом приближении в задаче возбуждения волн в волноводе поле на входе волновода полагается равным полю, падающему на МКП, а в задаче излучения, выходящего из МКП, поле на выходе

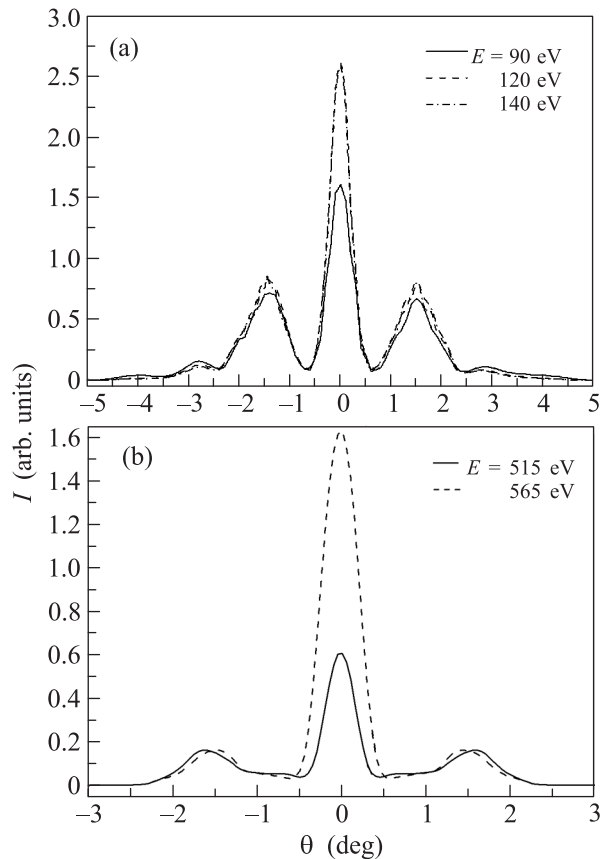


Рис. 2. Угловое распределение излучения на выходе МКП: зависимость интенсивности зарегистрированного детектором излучения от угла поворота пластины для различных энергий первичного пучка

волновода полагается равным сумме только распространяющихся полей мод волноводов.

На рис. 2а и б показаны экспериментально наблюдаемые угловые зависимости распространения рентгеновского излучения, прошедшего сквозь микроканалы, для различных энергий первичного пучка. Угол наклона пластины отсчитан от нулевого положения, когда оси микроканалов параллельны направлению на детектор первичного монохроматического излучения (ось AA' , рис. 1). Выбор значений энергий первичного излучения определялся значениями энергий краев поглощения. Энергия Si $L_{2,3}$ -края поглощения равна ≈ 100 эВ, энергия O K -края – ≈ 543 эВ.

Для энергий 120 и 140 эВ (выше края поглощения кремния) интенсивность центрального максимума почти в 1.5 раза больше, чем для фотонов ($E = 90$ эВ), несущих энергию, меньшую Si $L_{2,3}$ -края поглощения. При этом боковые максимумы на рис. 2а, имеющие близкие значения интенсивностей, несколько изменяют свою структуру в зависимости

от энергии первичного пучка. Последнее свидетельствует в пользу волнового характера распространения излучения на выходе МКП под этими углами. Основные отличия спектров определяются значением энергии возбуждающего излучения, которое может вызывать появление рентгеновской флуоресценции. Таким образом, флуоресценция, возбуждаемая при энергиях, превышающих соответствующий электронный уровень, распространяется в направлении, близком к оси микроканалов.

Аналогичные угловые распределения, представленные на рис. 2b, получены экспериментально для диапазона энергий в окрестности O K-края поглощения. Отличие в энергии первичного пучка (до и после края поглощения) определяет различия в интенсивностях центрального максимума (почти в 3 раза), тогда как боковые пики практически не изменяют интенсивностей и находятся примерно в тех же угловых положениях. Таким образом, экспериментально обнаруженный эффект каналирования рентгеновской флуоресценции в длинноволновой области излучения существует вне зависимости от того, какие электронные оболочки атомов материала волновода возбуждает первичное излучение.

Ранее в работе [20] была представлена тонкая структура рентгеновских спектров – зависимость интенсивности от энергии излучения, прошедшего через микрокапилляры, – при постоянном значении угла падения первичного пучка на образец. Анализ спектров XANES также показал распространение возбужденной рентгеновской флуоресценции под малыми углами к оси микроканалов.

В настоящей работе были проведены теоретический расчет и сравнение с экспериментом зависимости интенсивности излучения на выходе МКП от угла наклона микроканалов относительно первичного пучка. Кривые, отнормированные на интенсивность центрального максимума, довольно хорошо соответствуют друг другу, хотя полученные в расчете детали тонкой структуры боковых пиков несколько отличаются от эксперимента. Последнее может объясняться большим разрешением “теоретического детектора” по сравнению с экспериментальным. В качестве примера на рис. 3а приведены результаты, полученные для $E = 120$ эВ. Расчеты показывают, что вращение микроканалов относительно направления падения первичного пучка на детектор (ось AA' , рис. 1) не изменяет структуры спектра. Это является следствием того, что при данных геометрии, шаге структуры МКП, длине волны и разрешении детектора неподвижным детектором регистрируется только нулевой (основной) максимум дифракции рентге-

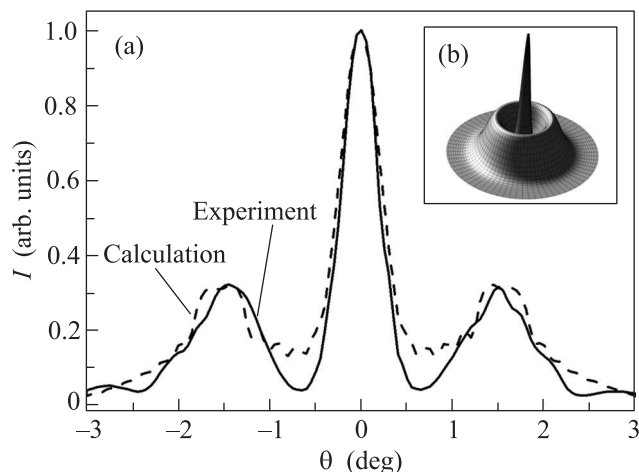


Рис. 3. (а) – Зависимость интенсивности излучения на выходе МКП от угла наклона микроканалов к первичному пучку при $E = 120$ эВ (рис. 1). (b) – Зависимость интенсивности излучения на выходе МКП от угла наклона микроканалов к первичному пучку ($E = 120$ эВ), рассчитанная при дополнительном вращении образца вокруг оси AA'

новского излучения. На рис. 3b изображена сглаженная поверхность, полученная при вращении образца МКП относительно оси AA' и одновременном изменении угла падения (в диапазоне $-3^\circ \leq \theta \leq 3^\circ$) первичного излучения на стенки микроканалов.

Таким образом, в результате экспериментально-теоретического исследования установлено, что возбужденная внутри микрокапилляров флуоресценция может выходить под малыми углами к осям микроканалов, если энергия первичного пучка будет превышать соответствующую энергию Si $L_{2,3}$ - и O K-краев поглощения.

Работа выполнена при частичной поддержке Южного федерального университета (проект 213.01-07-2014/08ПЧВГ), а также синхротронного центра BESSY (project HZB#15101998).

1. С. Б. Дабагов, УФН **173**, 1083 (2003) [S. B. Dabagov, Physics Uspekhi **46**, 1053 (2003)].
2. F. Pfeiffer, C. David, M. Burghammer, C. Riekel, and T. Salditt, Science **297**, 230 (2002).
3. C. Fuhse and T. Salditt, Physica B **357**, 57 (2005).
4. C. Bergemann, H. Keymeulen, and J. F. van der Veen, PRL **91**, 204801-1 (2003).
5. D. H. Bilderback, X-Ray Spectrometry **32**, 195 (2003).
6. X-Ray Spectrometry: Recent Technological Advances, ed. by K. Tsuji, J. Injuk, and R. Van Grieken, John Wiley & Sons (2004).

7. Q. Zhang, Q. Zhang, K. Zhao, J. Li, M. Chini, Y. Cheng, Y. Wu, E. Cunningham, and Z. Chan, *Opt. Lett.* **39**, 3670 (2014).
8. В. А. Аркадьев, А. И. Коломийцев, М. А. Кумахов, И. Ю. Пономарев, И. А. Ходеев, Ю. П. Чертов, И. М. Шахпаронов, *УФН* **157**, 529 (1989).
9. M. A. Kumakhov and F. F. Komarov, *Phys. Rep.* **191**, 289 (1990).
10. S. B. Dabagov, S. V. Nikitina, M. A. Kumakhov, N. S. Ibrahimov, G. A. Vartaniants, and A. N. Nikitin, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **103**, 99 (1995).
11. A. P. Martin, A. N. Brunton, G. W. Fraser, and A. F. Abbey, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **460**, 316 (2001).
12. A. G. Peele, K. A. Nugent, A. V. Rode, K. Gabel, M. C. Richardson, R. Strack, and W. Siegmund, *Appl. Opt.* **35**, 4420 (1996).
13. А. В. Окотруб, С. Б. Дабагов, А. Г. Кудашов, А. В. Гусельников, И. Кинлох, А. Х. Виндл, А. Л. Чувиллин, Л. Г. Булушева, *Письма в ЖЭТФ* **81**, 37 (2005) [A. V. Okotrub, S. B. Dabagov, A. G. Kudashov et al., *JETP Letters* **81**, 34 (2005)].
14. М. И. Мазурицкий, *Письма в ЖЭТФ* **84**, 455 (2006) [M. I. Mazuritskiy, *JETP Lett.* **84**, 381 (2006)].
15. М. И. Мазурицкий, П. В. Махно, *Письма в ЖЭТФ* **88**, 404 (2008) [M. I. Mazuritskiy and P. V. Makhno, *JETP Lett.* **88**(6), 351 (2008)].
16. M. I. Mazuritskiy, *J. Synchrotron Rad.* **19**, 129 (2012).
17. M. I. Mazuritskiy, S. B. Dabagov, K. Dziedzic-Kocurek, and A. Marcelli, *NIM B* **309**, 240 (2013).
18. М. И. Мазурицкий, А. М. Лерер, А. А. Новакович, Р. В. Ведринский, *Письма ЖЭТФ* **98**, 150 (2013).
19. M. I. Mazuritskiy, S. B. Dabagov, A. Marcelli, A. Lerer, A. Novakovich, and K. Dziedzic-Kocurek, *J. Opt. Soc. Am. B* **31**, 2182 (2014).
20. M. I. Mazuritskiy, S. B. Dabagov, A. Marcelli, K. Dziedzic-Kocurek, and A. M. Lerer, *NIM B* **355**, 293 (2015).
21. <http://www.baspik.com/eng/products/nauka/>.
22. F. Shafers, H.-Ch. Martins, A. Gaupp, W. Gudat, M. Mertin, I. Packe, F. Schmolla, S. Di Fonzo, G. Soullie, W. Jark, R. Walker, X. Le Cann, R. Nyholm, and M. Eriksson, *Appl. Phys.* **38**, 4074 (1999).