

АНОМАЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ, ТРАНСПОРТИРОВКА И ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ НА ВЫХОДЕ ПОЛИКАПИЛЛЯРНЫХ СТРУКТУР

*М. И. Мазурицкий**, *А. М. Лерер*, *П. В. Мазно*

*Южный федеральный университет
344090, Ростов-на-Дону, Россия*

Поступила в редакцию 28 февраля 2016 г.

Представлены результаты исследования углового распределения интенсивности рентгеновского излучения на выходе микроканальных пластин при скользком падении монохроматического излучения на стенки микрокапилляров. Определены углы и энергии квантов первичного излучения, при которых пучок синхротронного излучения возбуждает рентгеновскую флуоресценцию, распространяющуюся внутри поликапиллярных структур. Теоретически и экспериментально исследованы угловые зависимости распределения интенсивности рентгеновского излучения, прошедшего через микрокапилляры, для энергий, соответствующих области аномальной дисперсии вблизи $L_{2,3}$ -краев поглощения кремния. Выполнено математическое моделирование процессов распространения волн в полых поликапиллярных волноводах, возбуждения рентгеновской флуоресценции и дифракции рентгеновского излучения на выходе микроканальных пластин. Математическая модель учитывает наличие переходного слоя на поверхности микроканалов.

DOI: 10.7868/S0044451016120038

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема управления пучками рентгеновского излучения, возникшая более четверти века назад, сегодня по-прежнему является весьма актуальной в связи с развитием целого ряда направлений науки и техники; таких как рентгеновская микроскопия и микрофлуоресцентный анализ [1, 2], диагностика плазмы, рентгеновская литография и др. Принципиально новые возможности появились в связи с разработкой предложенных Кумаховым [3–5] 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 [6, 7] позволяют формировать рентгеновские пучки в широком диапазоне углов и энергий.

Физические принципы (основы) оптики рентгеновского излучения связаны с явлением полного внешнего отражения под скользящими углами к гладкой поверхности твердого тела. При этом коэффициент преломления, являясь комплексной величиной, близок к единице для любых материалов. В связи с этим проблемами являются фокусировка, поворот на большие углы, изменение профиля пучков рентгеновского излучения [8].

Фокусирующая поликапиллярная рентгеновская оптика, содержащая полые микроканалы, применяется вместе с рентгеновскими трубками и источниками синхротронного излучения. Главное назначение таких систем состоит в увеличении плотности излучения, фокусируемого на поверхности образца. Поликапиллярные линзы обладают сравнительно малыми размерами, основаны на многократном отражении рентгеновских лучей от внутренних стенок микроканалов [8–10] и предназначены для увеличения плотности, изменения расходимости излучения, поворота и формирования профилей пучков.

Исследование распространения рентгеновского излучения через микрокапилляры представляет большой интерес в связи с эффективностью транс-

* E-mail: mazurmik@gmail.com

портировки излучения полыми микроканалами [10–12]. Технология, основанная на элементах капиллярной оптики, позволяет в принципе обеспечить высокую плотность потока излучения в пределах субмикронной фокусировки, необходимой для разработки новых современных оптических систем.

Рентгеновская спектроскопия зарекомендовала себя как эффективный инструмент анализа состояния поверхности твердых тел. Отражение происходит от гладкой поверхности [13] с малых глубин, спектрально характеризуя электронные и оптические свойства самых верхних слоев вещества. Тонкая структура спектров в области аномальной дисперсии (вблизи краев поглощения) чувствительна к химическому состоянию поглощающего атома и ближайшему окружению.

При углах скольжения, меньших критического, наряду с упругим рассеянием возникает рентгеновская флуоресценция, если падающие фотоны способны возбуждать соответствующие атомные уровни. В работах [14, 15] высказано предположение о возможности возбуждения и транспортировки рентгеновской флуоресценции микро- и наноканалами. Установлено [16, 17], что рентгеновская флуоресценция, возбуждаемая внутри, способна распространяться направленно вдоль полых стеклянных микроканалов.

В работах [18, 19] экспериментально и теоретически исследована тонкая структура рентгеновских спектров отражения, полученных при скольжении падения излучения на плоскую поверхность и стенки микроканалов. Рассчитанные для рентгеновских спектров отражения значения комплексной диэлектрической проницаемости использованы при теоретическом анализе углового распределения интенсивности на выходе микрокапилляров. Теоретические расчеты в длинноволновом диапазоне выполнены с учетом переходного слоя, т. е. в модели распределенной по глубине диэлектрической проницаемости.

Обнаружены эффекты возбуждения рентгеновской флуоресценции и транспортировки (поверхностное каналирование) излучения внутри каналов микроканальных пластин [20–22]. Получено пространственное и спектральное распределения каналирующего длинноволнового рентгеновского излучения на выходе поликапиллярных структур.

Настоящая работа посвящена описанию теоретической модели, теоретико-экспериментальному исследованию углового распределения интенсивности синхротронного излучения, прошедшего

сквозь микроканальные пластины, в длинноволновом рентгеновском диапазоне, соответствующем области аномальной дисперсии, т. е. энергии возбуждения электронных переходов в окрестности $L_{2,3}$ -края поглощения кремния.

2. ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Исследуемыми поликапиллярными структурами являлись микроканальные пластины (МКП), специально изготовленные ВТЦ «Баспик» [23]. Заготовки МКП представляли собой тонкие (толщиной примерно 0.3 мм) «дырчатые» (диаметр каналов 3.4 мкм) с гексагональной упаковкой микроканалов (рис. 1) пластины (шаг структуры 4.2 мкм), состоящие преимущественно из силикатного стекла. Образцы плоских пластин, исследованные в режиме пропускания рентгеновского излучения, имели наклон стенок цилиндрических микроканалов менее 5 мрад относительно нормали к торцевой поверхности пластины.

Как известно, при падении рентгеновской волны из оптически более плотной среды (вакуум) в оптически менее плотную среду – вещество (комплексная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon < 1$) под углами

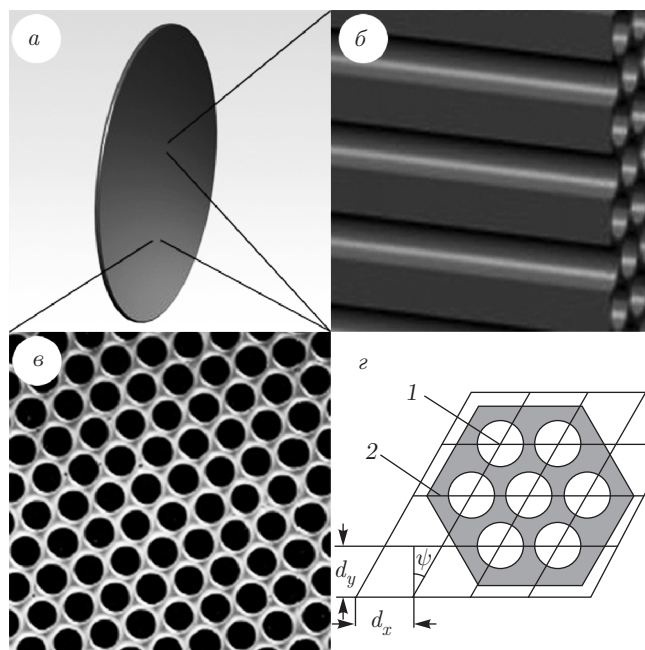


Рис. 1. Микроканальная пластина: а — общий вид; б — продольное (вдоль микроканалов) сечение; в — вид спереди; г — схематичное изображение расположения микроканалов в поперечном сечении пластины (1 — полые цилиндрические волноводы; 2 — силикатное стекло)

скольжения θ_0 , меньшими критического угла полного внешнего отражения θ_c ,

$$\theta_0 < \theta_c = \sqrt{\delta}, \quad \varepsilon = 1 - \delta - i\beta,$$

волна почти не проникает внутрь вещества и отражается обратно в вакуум. В данном случае первичное монохроматическое рентгеновское излучение попадает под малым углом внутрь полого цилиндрического волновода, поперечные размеры (диаметр) которого много больше длины волны, поэтому в нем распространяются десятки типов волн. Для большинства из них наблюдается эффект полного внешнего отражения на границе вакуум–стекло. Эти волны мало проникают внутрь переходного слоя, поэтому имеют небольшие потери и выходят из открытого конца волновода под малыми углами к оси цилиндрического волновода. Существуют также волны, для которых полное отражение происходит от границы, расположенной внутри переходного слоя и за его пределами. Координата этой границы зависит от геометрических размеров волновода, его электродинамических параметров и длины волны (энергии) излучения. Эти волны имеют значительные потери, которые тем больше, чем глубже проникает волна в переходный слой. Такие волны затухают быстро, что обуславливает для транспортируемого излучения под большими углами малую интенсивность на выходе.

В случае, когда энергия первичного излучения достаточна для возбуждения внутриатомных электронных переходов, в волноводе возбуждается вторичная рентгеновская флуоресценция, которая характеризуется увеличением экспериментально регистрируемой интенсивности излучения на выходе волновода. Известно, что глубина выхода отраженного излучения определяется слоем, толщиной $\Delta d_{\perp} = 2\pi c/\omega_0 \approx 50 \text{ \AA}$ [8]. Глубина проникновения излучения и выхода флуоресценции при аномальном рассеянии определяется мнимой частью диэлектрической проницаемости, что в окрестности L -края кремния (100 эВ) в стекле составляет величину порядка 500 \AA . Возбужденную флуоресценцию также можно наблюдать на выходе из открытого конца волновода под углами, соответствующими решению волнового уравнения для соответствующей длины волны. Таким образом, наряду с затуханием возможны возбуждение и выход вторичного излучения из микрокапилляров. Однако в данных экспериментальных условиях на выходе МКП не проводилось прямого разделения флуоресценции и упругорассеянного излучения.

В используемой модели процесс затухания или возбуждения излучения, распространяющегося внутри волновода, определяется знаком мнимой части диэлектрической проницаемости (затуханию соответствует $\text{Im } \varepsilon < 0$). В общем случае мы полагали, что возбуждение рентгеновской флуоресценции возникает как совокупность некогерентных волн и происходит на относительно коротком по длине начальном участке волновода (микрокапилляра), зависящем от угла наклона и сечения первичного пучка (геометрический фактор). В рамках используемой модели мы не учитывали фазы волн, поэтому считали возможным описать процесс распространения возбуждаемого излучения как распространение поля внутри канала с $\text{Im } \varepsilon > 0$.

С другой стороны, экспериментально установлено, что возбуждаемая флуоресценция направленно распространяется внутри микрокапилляров. Расчеты показывают, что спектры нулевых мод первичного и возбужденного излучений во многом совпадают. В связи с этим мы полагали длину начального участка волновода, где возбуждается флуоресценция, соответствующей длине свободного пробега фотона возбуждающего первичного излучения. Данные [24] по сечению поглощения в SiO_2 для энергии в окрестности L -края поглощения кремния дают возможность оценить длину свободного пробега возбуждающего фотона, которая при скользящих углах падения определяет длину участка волновода, где происходит возбуждение рентгеновской флуоресценции. В наших расчетах это расстояние внутри микрокапилляра принималось порядка 5000 \AA , что соответствует и геометрическому фактору, определяемому углом падения излучения.

Проведенные ранее исследования [19, 20] показали, что между поверхностью капилляра и материалом пластины существует переходный слой с плавно изменяющимися профилем концентрации химических элементов, поверхностной плотностью и, как следствие, физико-химическими свойствами. Наличие переходного слоя обусловлено технологией обработки, воздействием влаги и воздуха и другими причинами. Взаимодействие длинноволнового рентгеновского излучения с веществом происходит в приповерхностном слое и должно учитывать наличие области с изменяющейся по глубине диэлектрической проницаемостью.

В данной работе был использован теоретический подход представления приповерхностного слоя материала стекла микроканала в качестве волновода, в который излучение попадает из полый части канала (вакуума). В круглом сечении цилиндриче-

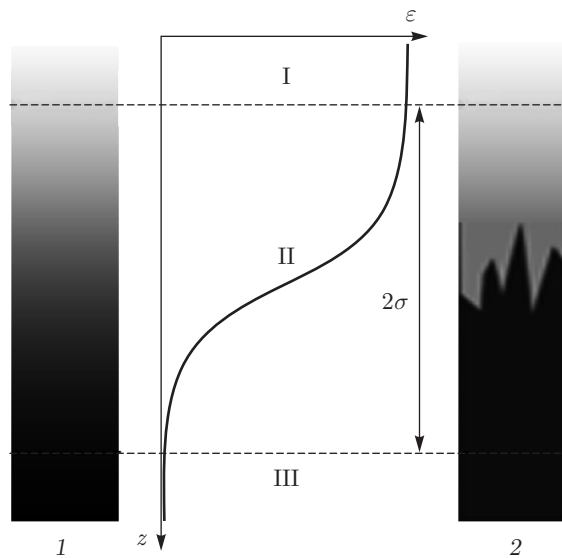


Рис. 2. Графическая модель переходного слоя: изменение диэлектрической проницаемости ϵ с глубиной z . При переходе из вакуума I в вещество III предполагается наличие переходного слоя II, ширина которого характеризуется величиной 2σ

ского неоднородного волновода с комплексной диэлектрической проницаемостью приповерхностный переходной кольцевой слой разбивали на несколько подслоев-колец, в каждом из которых диэлектрическая проницаемость постоянна и равна значению при радиусе, равном радиусу середины кольца. Число колец внутри этого переходного слоя выбиралось из условия достижения требуемой точности расчета.

Глубже, за переходным слоем, расположен материал стекла — стенки микроканалов МКП (рис. 2). Исследование тонкой структуры рентгеновских спектров отражения, выполненные ранее в работе [19], позволили получить действительную и мнимую части диэлектрической проницаемости, чтобы выполнить теоретическое моделирование транспортировки и углового распределения интенсивности излучения на выходе МКП. В рамках этой слоистой модели мы полагали, что излучение сосредоточено внутри приповерхностного слоя, который являлся волноводом для первичного излучения и флуоресценции.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ И СОБСТВЕННЫХ МОД ПОЛЫХ ПОЛИКАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛНОВОДОВ

Основные этапы математического моделирования следующие.

1) Рассчитываются постоянные распространения и усиления (затухания) волноводных мод в одиночном капилляре. Для теоретического моделирования и анализа свойств собственных мод полых капиллярных систем нами использовалась модель многослойного цилиндрического оптического волновода, описанная ранее [25]. В отличие от оптического диапазона в рентгеновском диапазоне можно не учитывать поляризацию электромагнитной волны.

2) Предполагается, что параметры мод в капиллярах поликапиллярной системы такие же, как и в одиночном волноводе (это допущение облегчает решение задачи о расчете мод и сокращает на несколько порядков время вычислений).

3) Методом Кирхгофа – Гюйгенса рассчитываются амплитуды мод на входе капилляров.

4) С помощью найденных постоянных усиления (затухания) рассчитываются амплитуды мод на выходе капилляров.

5) Методом Кирхгофа – Гюйгенса рассчитывается диаграмма направленности излучения, вышедшего из капилляров поликапиллярной системы, исследуется угловое распределение интенсивности излучения на удаленном расстоянии.

3.1. Расчет параметров волноводных мод в одиночном капилляре

Рассмотрим волновод, у которого между капилляром радиуса r_1 и материалом пластины вводится слой, диэлектрическая проницаемость которого плавно меняется от единицы до значения диэлектрической проницаемости материала пластины $\epsilon(r)$ (см. рис. 2).

Задача о распространении волны в диэлектрическом волноводе — векторная: электромагнитное поле для волн с вариацией поля по полярному углу имеет все шесть компонент. Однако для рентгеновского волновода, в котором $|\epsilon| \approx 1$, можно пренебречь поляризацией волны и описать поле скалярным потенциалом $\Psi(r, \varphi, z)$, который удовлетворяет уравнению Гельмгольца

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

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

Решение этого уравнения ищется методом разделения переменных в цилиндрической системе координат r, φ, z :

$$\Psi(r, \varphi, z) = U_m(r) \cos(m\varphi) \exp(-i\gamma_m z),$$

где $m = 0, 1, \dots$ — азимутальный индекс, γ_m — постоянная распространения. Функция $U_m(r)$ удовлетворяет уравнению Бесселя

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dU}{dr} \right) - \frac{m^2}{r^2} U - \gamma^2 U + k^2 \varepsilon(r) U = 0, \quad (1)$$

в котором для упрощения опущен нижний индекс « m ».

В рамках предлагаемой математической модели цилиндрический переходный слой разбиваем на $N - 2$ колец. Диэлектрическая проницаемость кольца является постоянной и определяется диэлектрической проницаемостью переходного слоя при радиусе, равном радиусу середины кольца, причем внешний (с самым большим радиусом) слой с номером N — полубесконечный. Внешний радиус кольца с номером n равен r_n .

Функция $U(r)$ должна удовлетворять граничным условиям — условиям непрерывности U и $\partial U / \partial r$ на границах раздела диэлектрических слоев.

Решение уравнения (1) ищем в виде

$$U_1(r) = \frac{A_1 J_m(\chi_1 r)}{J_m(\chi_1 r_1)} = A_1 \Phi_1^-(r) \quad (2)$$

во внутренней области ($n = 1$, капилляр, $r \leq r_1 = R$),

$$U_N(r) = A_N \frac{K_m(\hat{\chi}_N r)}{K_m(\hat{\chi}_N r_{N-1})} = A_N \Phi_N^+(r) \quad (3)$$

во внешней области ($n = N$, кристалл, $r \geq r_{N-1}$) и

$$U_n(r) = B_n \Phi_n^-(r) + C_n \Phi_n^+(r) \quad (4)$$

во внутренних областях ($1 < n < N$, $r_{n-1} \leq r \leq r_n$).

В выражениях (2)–(4) $\chi_n = \sqrt{k^2 \varepsilon_n - \gamma^2}$, $\hat{\chi}_n^2 = -\hat{\chi}_n^2$, A_1 , A_N , B_n , C_n — неизвестные коэффициенты, $J_m(\chi_n r)$ — функция Бесселя, $K_m(\hat{\chi}_n r)$ — функция Макдональда. Функции $\Phi_n^\pm(r)$ при $1 < n < N$ будут построены ниже. Потребуем, чтобы эти функции удовлетворяли граничным условиям

$$\begin{aligned} \Phi_n^-(r_n) &= 1, & \Phi_n^-(r_{n-1}) &= 0, \\ \Phi_n^+(r_n) &= 0, & \Phi_n^+(r_{n-1}) &= 1. \end{aligned} \quad (5)$$

Из непрерывности функции $U_n(r)$ при $r = r_n$ следует, что $B_n = C_{n+1}$, $B_{N-1} = A_N$. Таким образом, формулы (2)–(4) можно объединить:

$$U_n(r) = B_n \Phi_n^-(r) + B_{n-1} \Phi_n^+(r), \quad 1 \leq n \leq N$$

при условии $B_0 = B_N = 0$. Из условия равенства $U'_n(r_n) = U'_{n+1}(r_n)$, где $U'_n(r) = dU_n(r)/dr$, следует, что

$$\begin{aligned} B_n (\Phi_n^-(r_n))' + B_{n-1} (\Phi_n^+(r_n))' &= \\ = B_{n+1} (\Phi_{n+1}^-(r_n))' + B_n (\Phi_{n+1}^+(r_n))'. \end{aligned} \quad (6)$$

Из выражения (6) получим рекуррентную схему

$$\begin{aligned} B_{n+1} &= \frac{1}{(\Phi_{n+1}^-)' } \left\{ B_n \left[(\Phi_n^-(r_n))' - (\Phi_{n+1}^+(r_n))' \right] + \right. \\ &\quad \left. + B_{n-1} (\Phi_n^+(r_n))' \right\}, \quad n = 1, 2, \dots, N-1 \end{aligned} \quad (7)$$

при начальных условиях

$$B_0 = 0, \quad B_1 = 1. \quad (8)$$

Из (7) с начальными условиями (8) находим

$$B_N = 0. \quad (9)$$

Уравнение (9) — дисперсионное уравнение относительно неизвестной постоянной распространения γ .

Найдем теперь функции $\Phi_n^\pm(r)$ при $1 < n < N$. Внутри каждого слоя решение уравнения Гельмгольца представим в виде

$$\Phi_n^\pm(r) = C^\pm J_m(\chi_n r) + D^\pm N_m(\chi_n r),$$

где $N_m(\chi_n r)$ — функция Неймана. Из условий (5) находим неизвестные коэффициенты. После несложных преобразований получим

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

где

$$\begin{aligned} Y_{m,n}(r_1, r_2) &= J_m(\chi_n r_1) N_m(\chi_n r_2) - \\ &\quad - J_m(\chi_n r_2) N_m(\chi_n r_1). \end{aligned}$$

Дисперсионное уравнение (9) решаем численно. Основная сложность состоит в том, что диэлектрическая проницаемость материала волновода — комплексная величина. По этой причине будут комплексными дисперсионное уравнение и постоянная распространения γ . Для численного решения комплексного уравнения (9) использован метод, предложенный в работах [26–28]. Для каждого индекса находим все решения, относящиеся к распространяющимся в капилляре модам. Таким образом, каждая мода будет описываться потенциалом $\Psi_{mn}(r, \varphi, z)$ с двумя индексами, « m » и « n ».

3.2. Расчет амплитуды мод на входе капилляров

Координаты торцов волновода: $z = 0$ (вход), $z = h$ (выход). Падают плоская волна

$$\Psi^{ext}(x, z) = \exp[i(k_x x + k_z z)], \quad (10)$$

где $k_x = k \sin \varphi$, $k_z = k \cos \varphi$, φ — угол падения. В плоскости $z = 0$

$$\Psi^{ext}(x, 0) = \exp(ik_x x) = \exp(ik_x r \cos \varphi) = 2 \sum_{m=0}^{\infty} \nu_m i^m J_m(k_x r) \cos m\varphi, \quad (11)$$

где $\nu_n = 1/2$ при $n = 0$, и $\nu_n = 1$ при $n \neq 0$.

На входе капилляра ($z = 0$) амплитуду $A_{mn}(0)$ волноводной волны в приближении Кирхгофа – Гюйгенса можно оценить с помощью интеграла

$$A_{mn}(0) = \int_0^R r dr \times \int_0^{2\pi} \Psi^{ext}(r \cos \varphi, 0) \Psi_{mn}(r, \varphi, 0) d\varphi. \quad (12)$$

Подставив выражения (10) и (11) в (12), получим

$$A_{mn} = 2\pi i^m I(m, \kappa_{mn}, k_x, R),$$

где $\kappa_{mn} = \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \gamma_{mn}^2}$, γ_{mn} – постоянная распространения волны с индексами m, n

$$I(m, \kappa_{mn}, k_x, R) = \frac{1}{J_m(\kappa_{mn} R)} \times \int_0^R r J_m(k_x r) J_m(\kappa_{mn} r) dr = \frac{R}{J_m(\kappa_{mn} R)} \times \frac{\kappa_{mn} J_{m-1}(\kappa_{mn} R) J_m(k_x R) - k_x J_m(\kappa_{mn} R) J_{m-1}(k_x R)}{(\kappa_{mn})^2 - k_x^2}.$$

Амплитуда волноводной волны на выходе капилляра равна

$$A_{mn}(h) = A_{mn}(0) \exp(-\gamma_{mn}'' h),$$

где $\gamma_{mn}'' = \text{Im } \gamma_{mn}$ – коэффициент затухания ($\gamma_{mn}'' > 0$) или усиления ($\gamma_{mn}'' < 0$) волны.

Суммарное поле в капилляре равно

$$U_{\Sigma}(r, \varphi, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} U_{mn}(r, \varphi, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} J_m(\kappa_{mn} r) \cos(m\varphi) \times \exp(-i\gamma_{mn} z). \quad (13)$$

Суммирование по n в (13) только по распространяющимся модам.

3.3. Расчет диаграммы направленности излучения из капилляров микроканальной пластины

Волноводная модель распространения рентгеновского излучения в микрокапиллярах использовалась при решении в приближении Кирхгофа задачи возбуждения волноводов и выхода излучения из МКП. В этом приближении для задачи возбуждения волн в волноводе поле на входе волновода полагается равным полю, падающему на МКП; для излучения, выходящего из МКП, поле на выходе волновода полагается равным сумме только распространяющихся полей мод волноводов.

Поле излучения разложим в двойной ряд по пространственным гармоникам:

$$V(x, y, z) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} B_{pq} \exp[i\eta_{pq}(x, y, z)], \quad (14)$$

где B_{pq} – амплитуда пространственной гармоники, $\eta_{pq}(x, y, z)$ – ее фаза. Для гексагональной решетки, соответствующей структуре упаковки полых каналов в микроканальных пластинах (см. рис. 1), имеем

$$\eta_{pq}(x, y, z) = \alpha_p x + \beta_{pq} y + \gamma_{pq}(z - h),$$

$$\gamma_{pq} = \sqrt{k^2 - \rho_{pq}^2}, \quad \rho_{pq} = \sqrt{\alpha_p^2 + \beta_{pq}^2},$$

$$\alpha_p = \frac{2p\pi}{d_x} + k_x, \quad \beta_{pq} = \frac{2q\pi}{d_y} - \frac{2p\pi}{d_x} \text{tg } \psi.$$

В дальней зоне ($z \gg \lambda$) в выражении (14) нужно учитывать только распространяющиеся гармоники, у которых $\rho_{pq} < k$. Амплитуду B_{pq} пространственной гармоники волны в приближении Кирхгофа – Гюйгенса можно оценить с помощью интеграла

$$B_{pq} = \int_0^R r dr \int_0^{2\pi} V(x, y, h) U_{\Sigma}(r, \varphi, h) d\varphi. \quad (15)$$

Подставив выражения (13) и (14) в (15), получим

$$B_{pq} = 2\pi \sum_{m=0}^{\infty} i^m \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} I(m, \kappa_{mn}, \rho_{pq}, R). \quad (16)$$

Здесь в сумме по n при расчетах учитывались только распространяющиеся волноводные моды, верхний предел суммирования в сумме по m подбирался численным экспериментом, обычно он не превосходил трех.

Каждая пространственная гармоника – плоская волна, у которой проекции волнового вектора на оси

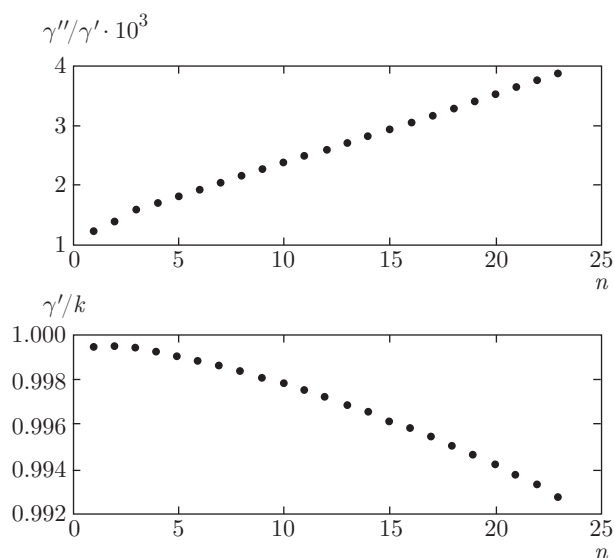


Рис. 3. Спектр волн в одиночном микрокапилляре

x и y равны соответственно α_p и β_{pq} . Углы наблюдения дифракционных максимумов, φ_{pq} и θ_{pq} (в сферической системе координат), определяются по формулам

$$k_{x,pq} = k \cos \varphi_{pq} \sin \theta_{pq} = \alpha_p,$$

$$k_{y,pq} = k \sin \varphi_{pq} \cos \theta_{pq} = \beta_{pq},$$

$$k_{z,pq} = k \cos \theta_{pq} = \gamma_{pq}.$$

Таким образом, была найдена энергия поля, которая попадает в детектор, расположенный под заданным углом к поликапиллярной системе, причем интенсивность излучения можно вычислять с конечным угловым разрешением.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Численные эксперименты показали, что для расчета распределения интенсивности рентгеновского излучения на выходе МКП с погрешностью менее 5% достаточно учитывать волны с азимутальным числом $m \leq 3$. В качестве иллюстрации спектров волн, распространяющихся в одиночном микрокапилляре, на рис. 3 представлены результаты расчетов действительной и мнимой частей постоянной распространения $\gamma = \gamma' - i\gamma''$ при $m = 0$. Для энергии первичного излучения $E = 90$ эВ в качестве параметров волновода принимались: внутренний радиус 1.7 мкм, толщина переходного слоя 0.04 мкм, диэлектрическая проницаемость стекла $0.9844 - 0.0076i$. Нумерация волн n — по степени

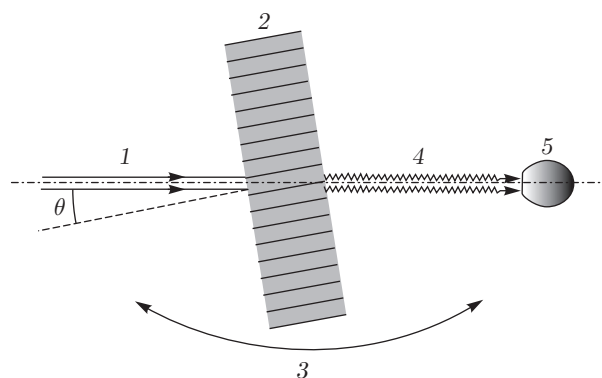


Рис. 4. Схема эксперимента: 1 — первичный монохроматический пучок; 2 — МКП; 3 — направление вращения МКП; 4 — излучение на выходе МКП; 5 — фотодиод

убывания коэффициента $\gamma'/k = c/v_f$, где c — скорость света в вакууме, v_f — фазовая скорость волны. Представленный рисунок иллюстрирует описанный выше эффект: чем меньше γ' , тем глубже проникает волна в переходный слой и, следовательно, тем больше потери (усиление).

Теоретически и экспериментально исследован режим возбуждения и транспортировки рентгеновской флуоресценции при изменении угла наклона микроканалов путем поворота поликапиллярной системы. При этом первичный монохроматический квазипараллельный пучок (расходимость менее 1 мрад) синхротронного излучения направлялся под скольльзящим углом θ на стенки микроканалов (рис. 4). Поворот пластины МКП изменял угол падения первичного пучка на стенки каналов. Значение энергии падающего первичного излучения оставалось постоянным в процессе измерения, а при математическом моделировании являлось параметром расчета. На выходе МКП интенсивность излучения регистрировалась фотодиодом. Его положение не изменялось, чтобы в отсутствие образца МКП узкий пучок первичного рентгеновского излучения попал прямо во входное окно детектора. Детали и схема эксперимента, выполненного с образцами МКП на станции Polarimeter [29] в синхротронном центре BESSY II (UE52_SGM), описаны в [30].

Был проведен теоретический расчет и сравнение с экспериментальными данными зависимости интенсивности излучения на выходе МКП от угла наклона микроканалов к первичному пучку. При расчете поворот пластины МКП математически моделировали в соответствии с условиями эксперимента (см. рис. 4), когда направление первичного пучка и угловое положение детектора оставались неизменными. Угол входа первичного излучения изменяет соотно-

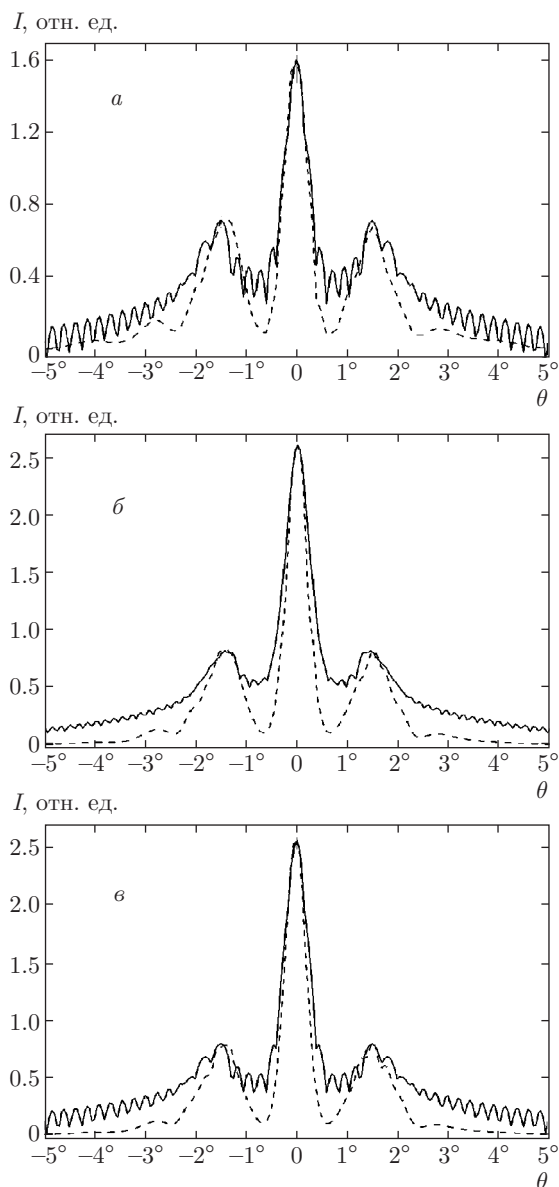


Рис. 5. Угловые распределения на выходе МКП интенсивности рентгеновского излучения (сплошные кривые — теоретический расчет, штриховые — экспериментальные данные) в зависимости от угла наклона микроканалов к первичному пучку при энергиях первичного излучения $E = 90$ эВ (а), 120 эВ (б), 180 эВ (е)

шение интенсивностей в спектре волн, распространяющихся внутри волновода. Изменение интенсивности на выходе МКП происходило за счет изменения углового положения стенок микроканалов, на которые падает первичное излучение.

На рис. 5 приведены экспериментальные и теоретические спектры при энергиях $E = 90, 120, 180$ эВ. Теоретические кривые были рассчитаны с использо-

ванием полученных ранее [19] данных по диэлектрической проницаемости.

Угловые распределения содержат три пика, нормированные на интенсивность первичного пучка. Полученные значения относительных интенсивностей на выходе МКП могут быть сопоставлены для разных энергий квантов первичного монохроматического излучения. Теоретический расчет довольно хорошо передает общую структуру спектров, хотя детали тонкой структуры боковых пиков несколько отличаются от экспериментальных, что объясняется выбором большего углового разрешения «теоретического детектора». Экспериментальное и теоретическое значения углового разрешения детектора составляли соответственно 0.5° и 0.2° . Большее угловое разрешение (меньшее значение угла детектирования), используемое при теоретическом расчете, позволяло моделировать детали изменения тонкой структуры углового распределения интенсивности при различных энергиях первичного излучения. Расчеты показывают, что варьирование энергии первичного пучка не изменяет общей структуры спектра. При этом боковые максимумы теоретических кривых на рис. 5, имеющие близкие значения интенсивности, несколько изменяют свою структуру в зависимости от энергии первичного пучка. Это свидетельствует в пользу волнового характера распространения излучения на выходе МКП под этими углами.

Форма центрального максимума не изменяется, а его ширина по порядку величины соответствует коллимационным углам микроканалов используемых МКП. Для энергий 120 эВ (рис. 5б) и 180 эВ (рис. 5е) интенсивность центрального пика почти в 1.5 раза больше, чем для фотонов с энергией $E = 90$ эВ (энергия $L_{2,3}$ -края поглощения кремния равна примерно 100 эВ). При этом боковые максимумы имеют близкие значения интенсивности, хотя несколько изменяют свою структуру в зависимости от энергии первичного пучка. Это является экспериментальным подтверждением волнового характера распространения излучения на выходе МКП под углами $\theta \approx \pm 1.5^\circ$. Основные различия спектров определяются значением энергии возбуждающего излучения, которое определяет возникновение рентгеновской флуоресценции. Таким образом, флуоресценция, возбуждаемая при энергиях, превышающих энергию соответствующего электронного уровня, распространяется в направлении, близком к оси микроканалов.

В работе [31] исследовано влияние шероховатостей на интенсивность рассеянного рентгеновского

излучения, распространяющегося в волноводах. Показано (в том числе для кварца), что вблизи краев поглощения имеет место существенное снижение некогерентного рассеяния рентгеновского излучения. Этот эффект экспериментально и теоретически [31] подтвержден как по снижению фона обратного рассеяния рентгеновского излучения, так и по уменьшению ореола в угловом распределении прошедшего излучения. Снижение некогерентного рассеяния на шероховатостях в области аномальной дисперсии вблизи краев поглощения может быть объяснено поглощением излучения непосредственно материалом стенок каналов. При этом излучение проникает глубже в стенки волновода, и относительный вклад нерегулярной составляющей шероховатого переходного слоя в общее изменение фазы пучка уменьшается. Излучение избирательно поглощается атомами материала (в том числе и шероховатостями), а возникающая рентгеновская флуоресценция регистрируется на выходе МКП преимущественно в направлении осей микроканалов (вблизи нормали к поверхности пластины). В этом случае возрастание общей интенсивности излучения на выходе обусловлено дополнительным выходом «вперед» возбуждаемой рентгеновской флуоресценции.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы структура рентгеновских спектров и угловое распределение поля, прошедшего через микроканалы, для энергии, соответствующей области аномальной дисперсии вблизи $L_{2,3}$ -краев поглощения кремния. С использованием математического моделирования процессов возбуждения и распространения рентгеновской флуоресценции в полых поликапиллярных волноводах получены угловые распределения интенсивности излучения на выходе поликапиллярных структур, которые содержат три пика: центральный максимум и два боковых под углами $\theta \approx \pm 1.5^\circ$. Экспериментально и теоретически показано, что варьирование энергии первичного пучка не изменяет общей структуры углового распределения интенсивности излучения на выходе МКП. Установлено, что рентгеновская флуоресценция, возбуждаемая при энергиях, превышающих энергию соответствующего электронного уровня, распространяется в направлении, близком к оси микроканалов.

Работа выполнена при частичной поддержке Южного федерального университета (проект

213.01-07-2014/08ПЧВГ), а также синхротронного центра BESSY (Project HZB#15101998). Направление исследований соответствует заявке в РФФИ № 16-12-10336.

ЛИТЕРАТУРА

1. *X-Ray Spectrometry: Recent Technological Advances*, ed. by K. Tsuji, J. Injuk, and R. Van Grieken, John Wiley & Sons, New York (2004).
2. Qi Zhang, Kun Zhao, Jie Li et al., *Opt. Lett.* **39**, 3670 (2014).
3. В. А. Аркадьев, А. И. Коломийцев, М. А. Кумахов и др., *УФН* **157**, 529 (1989).
4. М. А. Kumakhov and F. F. Komarov, *Phys. Rep.* **191**, 289 (1990).
5. S. B. Dabagov, S. V. Nikitina, M. A. Kumakhov et al., *Nucl. Instr. Meth. B* **103**, 99 (1995).
6. GmbH, <http://www.ifg-adlershof.de/index.php?id=15&L=6>.
7. <https://xos.com/industries/high-performance-x-ray-optics/optics/polycapillary-optics/x-tra-polycapillary-focusing-optics/>.
8. С. Б. Дабагов, *УФН* **173**, 1083 (2003).
9. C. Bergemann, H. Keymeulen, and J. F. van der Veen, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 204801 (2003).
10. D. H. Bilderback, *X-Ray Spectrometry* **32**, 195 (2003).
11. F. Pfeiffer, C. David, M. Burghammer et al., *Science* **297**, 230 (2002).
12. C. Fuhse and T. Salditt, *Physica B* **357**, 57 (2005).
13. А. В. Виноградов, Н. Н. Зорев, И. В. Кожевников и др., *ЖЭТФ* **94**(8), 203 (1988).
14. А. В. Окотруб, С. Б. Дабагов, А. Г. Кудашов и др., *Письма в ЖЭТФ* **81**, 37 (2005).
15. М. И. Мазурицкий, *Письма в ЖЭТФ* **84**, 455 (2006).
16. М. И. Мазурицкий, П. В. Махно, *Письма в ЖЭТФ* **88**, 404 (2008).
17. M. I. Mazuritskiy, *J. Synchrotron Rad.* **19**, 129 (2012).
18. M. I. Mazuritskiy, S. B. Dabagov, K. Dziejczak-Kocurek, and A. Marcelli, *Nucl. Instr. Meth. B* **309**, 240 (2013).

19. М. И. Мазурицкий, А. М. Лерер, А. А. Новакович, Р. В. Ведринский, Письма в ЖЭТФ **98**, 150 (2013).
20. M. I. Mazuritskiy, S. B. Dabagov, A. Marcelli et al., J. Opt. Soc. Amer. B **31**, 2182 (2014).
21. M. I. Mazuritskiy, S. B. Dabagov, A. Marcelli et al., Nucl. Instr. Meth. B **355**, 293 (2015).
22. М. И. Мазурицкий, А. М. Лерер, Письма в ЖЭТФ **102**, 542 (2015).
23. Vladikavkaz Technological Center "BASPIK", Microchannel Plates <http://www.baspik.com/eng/products/nauka/>.
24. NIST Scientific and Technical Databases, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/FFast/html/form.html>.
25. G. A. Kalinchenko and A. Lerer, J. Electromagn. Waves Appl. **13**, 1539 (1999).
26. А. М. Лерер, И. В. Донец, Г. А. Калининченко, П. В. Махно, Электромагн. волны и электр. системы **18**(9), 5 (2013).
27. А. М. Лерер, I. V. Donets, G. A. Kalinchenko, and P. V. Makhno, Photon. Res. **2**, 31 (2014).
28. С. О. Коноров, О. А. Колеватова, А. Б. Федотов и др., ЖЭТФ **123**, 975 (2003).
29. F. Shafers, H.-Ch. Martins, A. Gaupp et al., Appl. Opt. **38**, 4074 (1999).
30. M. I. Mazuritskiy, S. B. Dabagov, A. Marcelli et al., J. Synchrotron. Rad. **23**, 274 (2016).
31. Л. И. Огнев, Письма в ЖТФ **36**(3), 82 (2010).