

Фокусировка длинноволнового рентгеновского излучения с использованием сферических и плоских микроканальных пластин

М. И. Мазурицкий¹⁾, А. М. Лерер

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

Поступила в редакцию 8 июня 2020 г.

После переработки 8 июня 2020 г.

Принята к публикации 19 июня 2020 г.

Экспериментально и теоретически исследована возможность фокусировки (концентрации) толстыми сферически изогнутыми и плоскими микроканальными пластинами длинноволнового рентгеновского излучения. Выполнено электродинамическое моделирование излучения конечной антенной решетки, состоящей из невзаимодействующих излучателей, которыми являются полые микроканалы. Теоретически показано, что параллельный пучок синхротронного излучения можно эффективно фокусировать не только сферической микроканальной пластиной, но также с использованием пары плоских параллельно ориентированных пластин.

DOI: 10.31857/S1234567820150021

Синхротронное излучение и лазеры на свободных электронах представляют высокоинтенсивные и когерентные источники рентгеновского излучения, позволяющие на атомном уровне исследовать структуру и электронные свойства вещества. Современные требования к таким источникам предполагают разработку новых рентгенооптических элементов, способных формировать профили пучков с высокой степенью фокусировки излучения на образце, что имеет исключительное значение для развития науки и новых технологий. Таким образом, задача управления рентгеновскими пучками, возникшая в прошлом веке, сегодня по-прежнему актуальна в связи с развитием целого ряда направлений [1–3].

Фокусирующая поликапиллярная рентгеновская оптика, содержащая полые микроканалы, эффективно используется вместе с различными источниками рентгеновского излучения, увеличивая плотность потока излучения на выходе. Свойства и характеристика транспортировки рентгеновского излучения полыми микроканалами, распространение поля внутри поликапиллярных структур стали активно исследовать с начала 1990-х гг. и получили применение в связи с работами М.А. Кумахова и других авторов [4–9].

Технология, основанная на элементах капиллярной оптики, использует поликапиллярные рентгеновские линзы, представляющие собой массив из большого количества тонких длинных трубок, имеющих правильную форму упаковки с отношением

длины к диаметру порядка 10000. Эти фокусирующие устройства, хорошо работающие в диапазоне энергий 1–50 кэВ, основаны на волноводном распространении излучения [10–13] внутри полых микроканалов. Они позволяют увеличить плотность излучения, изменить расходимость, обеспечить поворот и формирование профиля первичного пучка. Создаваемые сегодня на их основе различные рентгенооптические системы [14–17] делают возможным формировать пучки в широком диапазоне углов и энергий, используются для коллимации и фильтрации рентгеновского излучения [1, 17]. Устройства обладают способностью собирать под большим телесным углом рентгеновские лучи, их используют для концентрации и формирования высокой плотности пучка [18–20] на микронном и субмикронном уровне.

Микроканальные пластины (МКП) представляют собой компактные поликапиллярные системы, подходящие для фокусировки и формирования профиля пучков, особенно длинноволнового рентгеновского диапазона. Следует отметить, что технология полых стеклянных трубок, используемая для поликапиллярных линз, отличается от технологии изготовления МКП. Относительно тонкие МКП (толщина 0.3–1.5 мм, что соответствует длине каналов) представляют собой пластины свинцово-силикатного стекла, имеющие сквозные отверстия. Отношение длины к диаметру микроканалов может составлять величину порядка 100. Миллионы полых микроканалов, ориентированных параллельно друг другу, распределены с определенной симметрией и высокой степенью регулярности структуры. В мягком рентге-

¹⁾e-mail: mazurmik@gmail.com

новском диапазоне МКП обладают дополнительными преимуществами для увеличения плотности потока и пространственного разрешения когерентного излучения.

Обладая комбинацией важных свойств (высокая эффективность – прозрачность достигает 57% [21]), МКП могут быть использованы в качестве волноводов в режиме пропускания [22–23], для фокусировки и увеличения плотности излучения, изменения профиля пучка, проходящего через микроканалы. Исследования по распространению рентгеновских лучей через МКП представляют несомненный интерес, в частности, для так называемого диапазона “water window”. Эта оптика может успешно работать в области энергий исследования различных органических (биологических) образцов, где необходимы специальные устройства, подходящие для источников синхротронного излучения и рентгеновских лазеров на свободных электронах. Увеличение эффективности транспортировки и фокусировки такого излучения через МКП является важной, но сложной задачей.

В 1990-х гг. были опубликованы работы [24–27] по использованию изогнутых МКП для фокусировки рентгеновского излучения, в которых авторы объясняли экспериментальные результаты на основе многократного отражения рентгеновских лучей от стенок микроканалов. В этих работах теоретический анализ распространения излучения через МКП основывался на зеркальном отражении без учета фаз и интерференции волн. Другими словами, объяснение фокусирующих свойств МКП было сделано на основе геометрической оптики. Однако более точное описание распространения и фокусировки излучения внутри микроканалов МКП может быть дано только в рамках волновой модели [28–29], чтобы адекватно объяснить сложные процессы и явления, конструкции новых приборов. Особенности распространения рентгеновского излучения внутри микроканалов обусловлены взаимодействием поля с внутренними поверхностями микрокапилляров, связаны с волнами, распространяющимися в приповерхностном слое стенок микроканалов (поверхностное каналирование [10]). Волноводное представление позволяет правильно интерпретировать не только распространение излучения внутри микроканалов, но и пространственное распределение, дифракцию за пределами МКП.

Плоские круглые свинцово-силикатные образцы заготовок МКП [30] по нашему заказу были специально изготовлены Владикавказским технологическим центром (ВТЦ) “Баспик” [31]. Толстые (1.3–1.5 мм) стеклянные пластины в поперечном сечении

имели гексагональное расположение микроканалов диаметром 10 мкм, шаг структуры составлял 12 мкм. Наклон стенок цилиндрических микроканалов к нормальным плоских поверхностей был менее 5 мрад.

Сферическая форма поверхности достигалась термическим изгибом исходных плоских заготовок МКП под давлением в специально изготовленных для этих целей пресс-формах из нержавеющей стали. До требуемых радиусов неупругая деформация образцов была выполнена ВТЦ “Баспик” (по совместно разработанной методике) в муфельных печах. С заданным графиком регулировки давления и температуры (до 600°) для каждого образца длительность процесса составляла несколько часов.

Образцы сферических ($R = 50$ мм) МКП исследованы в синхротронном центре BESSY II (Project # 191-07912-ST) на экспериментальной станции Reflectometer [32] (Optics Beamline) при энергии первичного излучения $E = 450$ эВ. В данных экспериментальных условиях первичный квазипараллельный пучок синхротронного излучения имел расходимость, не превышающую 2.3 мрад и профиль поперечного сечения на поверхности образца 100×100 мкм². Рисунок 1 представляет данные эксперимента, а также результаты теоретического моделирования.

Вакуумный объем позволяет исследовать на прохождение большие по размеру образцы МКП (диаметр 25 мм). В режиме пропускания сферически изогнутые МКП закреплялись в специально изготовленном для этих целей держателе, который был установлен на оси высоковакуумного манипулятора [33], обладающего высокой точностью независимого поворота и перемещения по трем осям. Поверхность сферической МКП с выпуклой стороны освещалась первичным монохроматическим пучком синхротронного излучения (см. рис. 1b). Сходящиеся после МКП лучи регистрировались детектором, к которому образец мог двигаться вдоль первичного пучка (ось “z”), по нормали к вершине сферической поверхности. Сверхвысоковакуумная станция Reflectometer имеет дополнительную возможность управлять движением детектора в плоскости, перпендикулярной первичному пучку. Изменяя расстояние (z) между образцом и детектором, измерения интенсивности излучения и профиля пучка, прошедшего через микроканалы изогнутой МКП, проводились путем сканирования детектора в плоскости, перпендикулярной пучку.

Как видно из рис. 1b, сближение МКП и детектора до $z = 20$ мм (оптимальное расстояние) приводит к уменьшению размера фокусного пятна (ширины на половине высоты), а также к возрастанию плотности

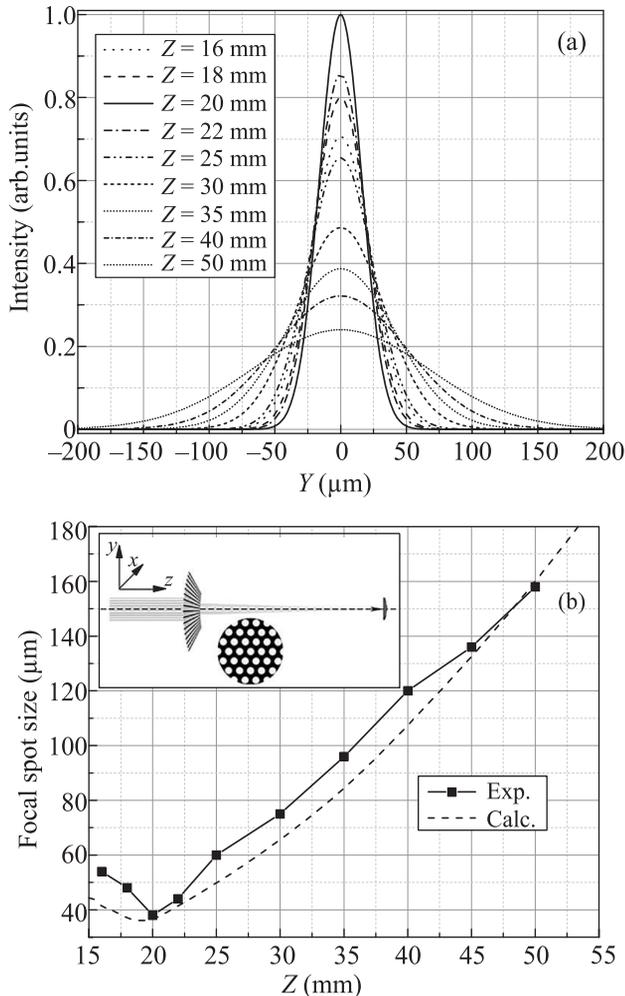


Рис. 1. Фокусировка излучения с энергией $E = 450$ эВ сферически изогнутой МКП ($R = 50$ мм): (а) – профили пучков, полученные на разных расстояниях от детектора; (б) – зависимость диаметра фокусного пятна от расстояния между МКП и детектором: сплошная линия – эксперимент; пунктирная – расчет

потока излучения. При этом диаметр пятна достигал минимального значения $d = 38$ мкм. Эффективность, измеренная как отношение интегральных интенсивностей сфокусированного к первичному пучку, составила $\eta = 38\%$.

Хорошее согласие с экспериментом для расчета профиля пучка в данной работе показала волноводная модель, описанная в [21]. В рамках этого подхода без учета поляризации были рассчитаны постоянные распространения волноводных мод в одиночном полем микрокапилляре. Параметры мод и распространения излучения полагали одинаковыми для всех каналов МКП. Методом Кирхгофа–Гюйгенса рассчитаны амплитуды мод на входе цилиндрических полых волноводов. С использованием найденных постоянных затухания были рассчитаны амплитуды мод на

выходе микроканалов. Методом Кирхгофа–Гюйгенса получена диаграмма направленности излучения, выходящего из сферически изогнутой антенной решетки – исследовалось угловое распределение излучения на удаленном расстоянии. При расчете использованы данные [34] для комплексного показателя преломления свинцово-силикатного стекла.

Расчет показал, что наилучшая фокусировка достигается при расстоянии $z = 19.2$ мм. Это значение меньше половины радиуса кривизны, что объясняется интерференцией волн, отраженных от стенок микроканалов с различной глубиной проникновения. При этом пространственное распределение в дальней зоне определяется разной степенью затухания излучения, выходящего под различными углами к оси волновода. Этот результат дополнительно подчеркивает необходимость использования волновой модели для корректного описания процессов фокусировки и распространения рентгеновского излучения через микроканалы МКП.

В настоящей работе представлены результаты еще одного математического моделирования возможности фокусировки (концентрации) мягкого рентгеновского излучения, прошедшего сквозь две специально ориентированные плоские МКП. В рассматриваемой теоретической модели в качестве первичного пучка (источника) полагали плоскую монохроматическую волну, распространяющуюся вдоль нормали к пластинам (ось “ z ”) с Гауссовым распределением амплитуды в поперечном сечении. На рис. 2а показана схема, использованная для расчета: положение двух соосных МКП, источника (S) и детектора (D).

Мы учитывали разные диаметры микроканалов и периоды структур двух МКП. Расстояние между первой (на которую падает первичный пучок) и второй МКП, а также расстояние от второй пластины до детектора являлись параметрами модели. Для обеих пластин имеет место соосность центральных отверстий микроканалов ($m = n = 0$), центры которых лежат на оси “ z ”. Для обеих МКП также полагали одинаковую симметрию расположения остальных микроканалов, причем их соответствующие центры (имеющие одинаковую нумерацию $m = n = 1, m = n = 2$, и т. д.) расположены в плоскости, содержащей ось симметрии обеих пластин – ось “ z ”.

Теоретическая модель рассматривает дифракцию в приближении Кирхгофа–Гюйгенса. В рамках этой модели не учитывается взаимодействие между каналами. Поле в дальней зоне волны, излучаемое одиночным цилиндрическим каналом j -й МКП:

$$V_j(x, y, z) = \frac{\exp(-ikr)}{r} \hat{V}_j(x, y, z), \quad r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2},$$

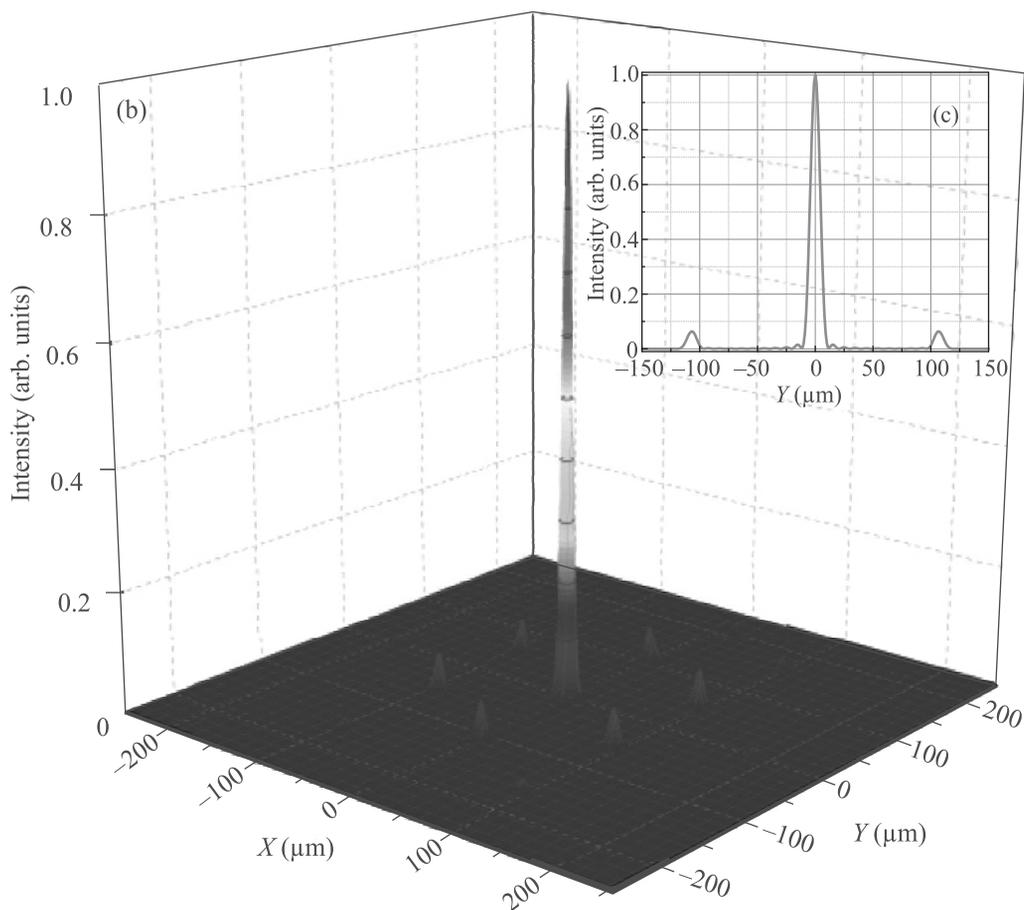
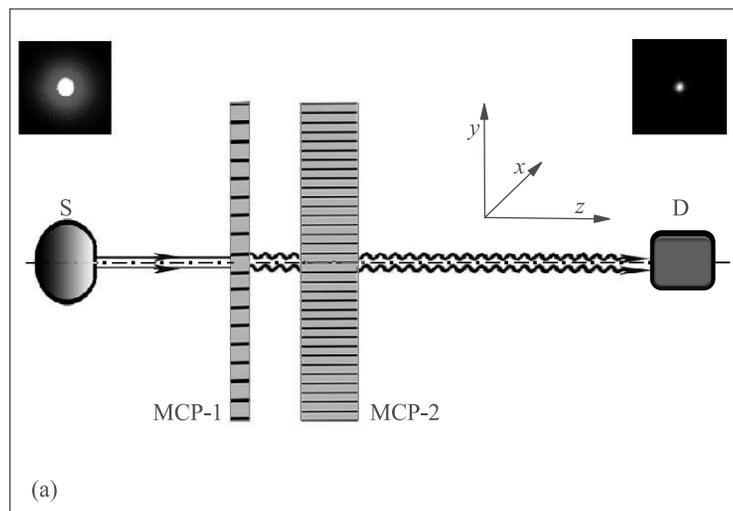


Рис. 2. (а) – Расположение двух соосных МКП, источника излучения (S) и детектора (D). (б) – Распределение интенсивности излучения. (с) – Профиль пучка в плоскости сканирования детектора

где k – волновое число; $j = 1, 2$; ось “ z ” направлена перпендикулярно плоскостям пластин, вдоль направления распространения первичного пучка.

Функция $\hat{V}(x, y, z)$ описывается [35] полем внутри полого микроканала и определяет излучение, выходящее из одиночного волновода. В данной работе для экспресс-анализа использовано приближение поля, рассеянного круглым отверстием в непрозрачном экране:

$$\hat{V}_j(x, y, z) = 2\pi\hat{R}_j^2 \frac{J_1(\rho\hat{R}_j)}{\rho}, \quad \rho = k\sqrt{x^2 + y^2}/r,$$

где \hat{R}_j – эффективный радиус отверстия микроканала – параметр расчета, выбирался исходя из расчетов [35] и экспериментов по дифракции на МКП. Для толстых пластин эффективный радиус равен реальному радиусу микрокапилляра. В рамках данного подхода уменьшение толщины пластины (длины каналов) моделируется уменьшением эффективного радиуса, поскольку приводит к увеличению телесного угла распространения излучения на выходе капилляра.

В этом приближении дифракционная картина от второй МКП в плоскости детектора ($z = d_2$) рассчитывается по формуле:

$$U_2(x, y, d_2) \approx V_2(x, y, z) \sum_{m=-N}^N \sum_{n=-N}^N U_1(x_{mn}^{(2)}, y_{mn}^{(2)}) \times \\ \times \exp[i(\chi_x^{(2)} x_{mn}^{(2)} + \chi_y^{(2)} y_{mn}^{(2)})],$$

где N определяет число освещенных каналов, $U_1(x_{mn}^{(2)}, y_{mn}^{(2)})$ – поле первой МКП.

$$U_1(x, y, d_1) \approx V_1(x, y, z) \sum_{m=-N}^N \sum_{n=-N}^N U_0(x_{mn}^{(1)}, y_{mn}^{(1)}) \times \\ \times \exp[i(\chi_x^{(1)} x_{mn}^{(1)} + \chi_y^{(1)} y_{mn}^{(1)})],$$

$\chi_x^{(1)} = k\frac{x}{d_j}$, $\chi_y^{(1)} = k\frac{y}{d_j}$, $U_0(x_{mn}^{(1)}, y_{mn}^{(1)})$ – поле первичного излучения.

При расчете мы полагали, что первая пластина (МКП-1), на которую направляется параллельный первичный пучок 100×100 мкм², имеет стандартное отношение 80 толщины к диаметру отверстий, гексагональную упаковку полых цилиндрических микроканалов с диаметрами 10 мкм (шаг структуры 12 мкм). Для моделирования концентрации излучения, направленного в детектор, вторая пластина (МКП-2) имеет большую толщину (1.5 мм), диаметры микроканалов 3.2 мкм и расстояние между

осями каналов 4.2 мкм. Параметры обеих свинцово-силикатных МКП, использованные при расчете, соответствуют образцам, выпускаемым ВТЦ “Баспик”. По нашему эскизу (специальному заказу) на предприятии была изготовлена первая экспериментальная сборка, содержащая две толстые (1.3 мм) заготовки плоских МКП. Опытный образец находится в синхротронном центре “INFN LNF Frascati (Italy)”, но к настоящему времени не был протестирован в связи с “lockdown” в синхротронных центрах.

Расчет (рис. 2b) был выполнен для энергии первичного пучка $E = 94$ эВ, расстоянии между пластинами 100 мм и дистанции 30 мм между второй МКП и детектором. Выбор энергии объясняется имеющимися данными наших предыдущих экспериментов по дифракции излучения на одиночной МКП. Размер 100 мм соответствует стандартной длине поликапиллярной линзы, которая фокусирует выходящий пучок на расстоянии 15–30 мм. Учитывались условия эксперимента, в которых фотодиод с окном 10 мкм может перемещаться в плоскости, перпендикулярной первичному пучку (Reflectometer, BESSY II (Berlin), [21]). Это также соответствует регистрации пространственного распределения длинноволнового рентгеновского излучения с использованием 2D-детектора, имеющего соответствующее разрешение (SiPo, ELETTRA Trieste (Italy), [36]).

Расчеты показывают, что волноводная фокусировка длинноволнового рентгеновского излучения возможна с использованием пары плоских параллельных пластин. Основным результатом, показанным на рис. 2b, можно считать увеличение плотности излучения на оси “ z ”, связанное с высокой контрастностью центрального пика, ширина которого на половине высоты оказалась меньше 10 мкм. Для такого способа фокусировки эффективность в длинноволновом диапазоне может составлять $\eta = 32\%$. Эта оценка сделана на основании экспериментально измеренного значения эффективности $\eta = 57\%$ [21] для плоской МКП в этом диапазоне энергий. Таким образом, можно полагать, что система из двух плоских МКП будет иметь хорошую эффективность в длинноволновом рентгеновском диапазоне, что обусловлено малыми потерями интенсивности из-за поглощения в стенках микроканалов.

Расчет дифракции рентгеновского излучения при той же энергии ($E = 94$ эВ) на одиночной пластине позволил протестировать данный теоретический подход. Для МКП толщиной 0.3 мм, диаметром микроканалов 3.2 мкм (шаг структуры 4.2 мкм) результаты сравнения с экспериментом, выполненного на таком же образце, представлены на рис. 3. Экспе-

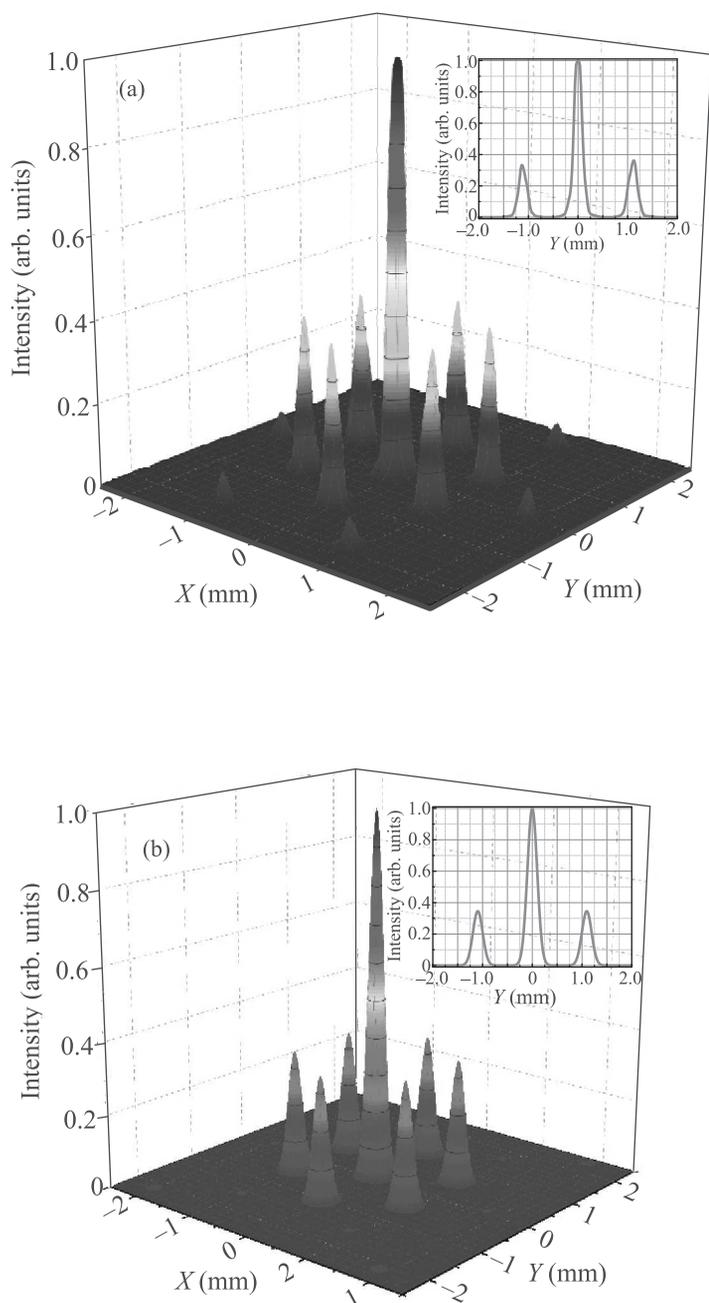


Рис. 3. Дифракция длинноволнового рентгеновского излучения ($E = 94$ эВ) на одиночной МКП: (а) – экспериментальное распределение интенсивности, профиль пучка на вставке. (б) – Теоретический расчет, профиль пучка на вставке

риментальные данные с высоким пространственным разрешением были получены нами ранее в синхротронном центре BESSY II (Project # 18106366-ST) на сверхвысоковакуумной станции Reflectometer (Optics Beamline). Пространственное распределение интен-

сивности получено с использованием фотодиода, находящегося на расстоянии 310 мм, который перемещался в плоскости, перпендикулярной первичному пучку (параллельно плоскости МКП). В эксперименте с хорошей пространственной когерентностью первичного пучка удалось получить не только достаточно узкие пики нулевого и первого порядков, но также слабые максимумы второго порядка дифракции. Это дало возможность корректно сопоставить экспериментальные данные с расчетом, о чем свидетельствует рис. 3.

Получено хорошее согласие с экспериментом, в том числе и по соотношению интенсивностей, что дополнительно указывает на достоверность результатов для сборки из двух МКП, представленных на рис. 2. Здесь первая МКП с большими диаметрами микроканалов обеспечивает начальную концентрацию широкого в сечении первичного пучка. Эта пластина, имеющая хорошую пропускную способность, направляет на вторую МКП излучение с высокой пространственной когерентностью. Толстая с узкими микроканалами вторая пластина осуществляет следующий “этап” концентрации на оси “z” излучения за счет малой пространственной расходимости лучей на выходе из длинных микроканалов. В дальней зоне дифракционная картина имеет высокую контрастность центрального максимума, что создает предпосылки для использования сборки в качестве концентратора длинноволнового рентгеновского излучения. Таким образом, пропускание первичного пучка через две микроканальные пластины (с точно установленными друг напротив друга) будет способствовать концентрации рентгеновского излучения на оси и уменьшению интенсивностей пиков более высокого порядка дифракции.

В предыдущих работах [36] экспериментально обнаружена и теоретически объяснена возможность возбуждения и транспортировки рентгеновской флуоресценции полыми микроканалами МКП. В диапазоне энергий 100–600 эВ получены данные пространственного распределения вторичного излучения, возбуждаемого первичным монохроматическим синхротронным пучком. На основе волнового подхода определены условия для направленного (осевого) распространения флуоресценции, исследовано пространственное распределение, имеющее узкую направленность этого излучения на выходе микроканалов.

Представляется актуальным в будущем использовать МКП с модифицированными микроканалами путем нанесения различных тонких слоев на внутренние поверхности волноводных структур с це-

лью формирования требуемого спектрального состава рентгеновского флуоресцентного излучения на выходе. Метод атомно-слоевого осаждения (*Atomic Layer Deposition* – ALD) является одним из современных методов химического осаждения, в том числе для МКП [37]. Выбор материалов покрытия позволит с использованием источников синхротронного излучения возбудить и фокусировать на выходе флуоресцентное рентгеновское излучение, имеющее заданное значение энергии квантов.

В работе представлены новые экспериментальные данные пространственного распределения, а также результаты математического моделирования для мягкого рентгеновского излучения, прошедшего и фокусированного сферически изогнутыми и плоскими МКП. Экспериментально и теоретически исследована дифракционная картина распространения первичного монохроматического пучка ультрадлинноволнового рентгеновского синхротронного излучения через одну плоскую, сферическую и две плоские МКП с цилиндрическими микроканалами. Математическая модель предусматривает рассмотрение излучения конечной антенной решеткой, состоящей из невзаимодействующих излучателей, которыми являются полые стеклянные микроканалы. Полученные результаты для сборки, состоящей из двух плоских МКП, дают основания полагать эффективным использования такой системы в области малых энергий для концентрации (фокусировки) рентгеновского излучения.

Работа выполнена с использованием экспериментальных данных, полученных в рамках проектов (Projects: # 18106366-ST, # 191-07912-ST), поддержанных синхротронным центром Helmholtz-Zentrum Berlin BESSY II (Berlin). Авторы благодарны А. Соколову (beamline scientist, BESSY II) за помощь при работе на станции Reflectometer.

Работа выполнена при поддержке Южного федерального университета.

1. *X-Ray Spectrometry: Recent Technological Advances*, ed. by K. Tsuji, J. Injuk, and R. van Grieken, John Wiley & Sons, Chichester, West Sussex, England (2004), p. 616.
2. Q. Zhang, K. Zhao, J. Li, M. Chini, Y. Cheng, Y. Wu, E. Cunningham, and Z. Chang, *Opt. Lett.* **39**, 3670 (2014); <https://doi.org/10.1364/OL.39.003670>.
3. P. Nussey, *Thesis for the Degree of Doctor Philosophy*, University of Leicester, Leicester, United Kingdom (2005).
4. D. H. Bilderback, S. A. Hoffman, and D. J. Thiel, *Science* **263**, 201 (1994).
5. В. А. Аркадьев, А. И. Коломийцев, М. А. Кумахов, И. А. Пономарев, И. А. Ходеев, Ю. П. Чертов, И. М. Шахпаронов, *УФН* **157**, 529 (1989).
6. M. A. Kumakhov and F. F. Komarov, *Phys. Rep.* **191**, 289 (1990).
7. S. B. Dabagov, M. A. Kumakhov, S. V. Nikitina, V. A. Murashova, R. V. Fedorchuk, and M. N. Yakimenko, *J. Synchrotron Radiat.* **2**, 132 (1995).
8. S. B. Dabagov, M. A. Kumakhov, and S. V. Nikitina, *Phys. Lett. A* **203**, 279 (1995).
9. P. Engström, A. Rindby, and L. Vincze, *Instrumentation Report, Newsletter (ESRF)* **26**, 30 (1996).
10. С. Б. Дабагов, *УФН* **173**(10), 1083 (2003).
11. C. Bergemann, H. Keymeulen, and J. F. van der Veen, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 204801-1 (2003).
12. D. H. Bilderback, *X-Ray Spectrom.* **32** 195 (2003).
13. F. Pfeiffer, C. David, M. Burghammer, C. Riekel, and T. Salditt, *Science* **297**, 230 (2002).
14. C. Fuhse and T. Salditt, *Physica B* **357**, 57 (2005).
15. I. Bukreeva, D. Pelliccia, A. Cedola, F. Scarinci, M. Ilie, C. Giannini, L. De Caro, and S. Lagomarsino, *J. Synchrotron Radiat.* **17**, 61 (2010).
16. C. A. MacDonald, *X-Ray Opt. Instrum.* **10**, 1 (2010).
17. C. Zhurong, J. Fengtao, D. Jianjun, Y. Zhenghua, Z. Xiayu, Y. Zheng, Z. Haiying, J. Shaoen, and D. Yongkun, *Opt. Lett.* **38**(9), 1509 (2013).
18. T. Sun and C. A. MacDonald, *J. Appl. Phys.* **113**, 053104 (2013).
19. H. Soejima and T. Narusawa, *JCPDS-International Centre for Diffraction Data 2001, Advances in X-ray Analysis*, vol. 44; <http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.305.2099&rep=rep1&type=pdf>.
20. D. Gibson and W. Gibson, *JCPDS-International Centre for Diffraction Data 2002, Advances in X-ray Analysis*, v. 45, <http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.296.1504&rep=rep1&type=pdf>.
21. M. I. Mazuritskiy, S. B. Dabagov, A. Marcelli, K. Dziedzic-Kocurek, D. Hampai, and A. M. Lerer, *Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques* **13**(6), 1005 (2019).
22. M. I. Mazuritskiy and A. M. Lerer, *Письма в ЖЭТФ* **105**(9), 539 (2017).
23. M. I. Mazuritskiy, S. B. Dabagov, A. Marcelli, A. Lerer, A. Novakovich, and K. Dziedzic-Kocurek, *J. Opt. Soc. Am. B* **31**, 2182 (2014).
24. H. N. Chapman, K. A. Nugent, S. W. Wilkins, and T. J. Davies, *J. X-ray Sci. Technol.* **2**, 117 (1990).
25. H. N. Chapman, K. A. Nugent, and S. W. Wilkins, *Appl. Opt.* **32**, 6316 (1993).
26. P. Kaaret, P. Geissbuhler, A. Cher, and E. Glavinas, *Appl. Optics* **31**, 7339 (1992).

27. A. N. Brunton, A. P. Martin, G. W. Fraser, and W. B. Feller, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section A **431**, 356 (1994).
28. M. I. Mazuritskiy, S. B. Dabagov, A. M. Lerer, K. Dziedzic-Kocurek, A. Sokolov, M. Coreno, S. Turchini, A. D'Elia, M. Sacchi, and A. Marcelli, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B **402**, 282 (2017).
29. M. I. Mazuritskiy, S. B. Dabagov, A. Marcelli, A. M. Lerer, and K. Dziedzic-Kocurek, J. Synchrotron Radiat. **23**, 274 (2016).
30. М. И. Мазурицкий, А. М. Лерер, С. К. Кулов, Д. Г. Самканашвили, Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исследования **13**(6), 43 (2019).
31. Vladikavkaz Technological Center "BASPIK", Microchannel Plates <http://www.baspik.com/eng/products/nauka/>.
32. A. A. Sokolov, F. Eggenstein, F. A. Erko, R. Follath, S. Kunstner, M. Mast, J. S. Schmidt, F. Senf, F. Siewert, T. Zeschke, and F. Schäfers, Proc. SPIE **9206**, 92060J (2014).
33. F. Schäfers, P. Bischoff, F. Eggenstein, A. Erko, A. Gaupp, S. Kunstner, M. Mast, J.-S. Schmidt, F. Senf, F. Siewert, A. Sokolov, and T. Zeschke, J. Synchrotron Radiat. **23**, 67 (2016).
34. NIST Scientific and Technical Databases, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/FFast/html/form.html>.
35. М. И. Мазурицкий, А. М. Лерер, П. В. Махно, ЖЭТФ **150**(6), 1084 (2016)
36. M. I. Mazuritskiy, A. M. Lerer, A. Marcelli, S. B. Dabagov, M. Coreno, and A. D'Elia, JETP Lett. **107**(10), 600 (2018).
37. O. H. W. Siegmund, N. Richner, G. Gunjala, J. B. McPhate, A. S. Tremsin, H. J. Frisch, J. Elam, A. Mane, R. Wagner, C. A. Craven, and M. J. Minot, Proc. of SPIE, v. 8859; <http://doi.org/10.1117/12.2024919>.