

УДК 535.015

ДВУХФОТОННАЯ ЛАЗЕРНАЯ ЛИТОГРАФИЯ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОПТИКИ: ПРЕИМУЩЕСТВА, ПРОБЛЕМЫ И РЕШЕНИЯ

А. Д. Патолятов¹, Д. А. Колымагин¹, М. И. Данилкин^{1,2}, Р. П. Матитал¹,
А. Г. Витухновский^{1,2}, Г. В. Пруцков³, А. О. Колесников²

Обсуждаются преимущества и недостатки технологии двухфотонной лазерной литографии (ДЛЛ) для изготовления рентгеновских составных преломляющих рентгеновских линз (СПРЛ). Изготовлена СПРЛ, состоящая из 15 одномерных преломляющих линз с апертурой 185 мкм, и затем протестирована на станции “Микрофокус” (“КИСИ-Курчатов”) для энергий фотонов 8 кэВ и 12 кэВ. Обсуждаются факторы, влияющие на размер фокального пятна и фокусное расстояние. Технология ДЛЛ обеспечивает приемлемую шероховатость поверхности линз и требуемый радиус кривизны, но линзы неоднородны внутри из-за наличия областей неотвержденной фотокомпозиции в промежутках между полимеризованными областями. Эта неравномерность является одной из причин уширения фокального пятна, а также нежелательных эффектов синхротронного излучения (СИ). Предлагается использовать технологию нанопринтлитографии, которая одновременно сохранит лучшие характеристики линз и устранил недостатки метода ДЛЛ.

Ключевые слова: аддитивные технологии, двухфотонная полимеризация, синхротронное излучение (СИ), преломляющая рентгеновская линза.

¹ МФТИ (Национальный исследовательский университет), 141701 Россия, Долгопрудный; e-mail: patoliatov.ad@phystech.edu.

² ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53.

³ НИЦ “Курчатовский институт”, 123182 Россия, Москва, пл. Академика Курчатова, 1.

1. Введение. Рентгеновская оптика наиболее востребована для фокусировки пучков синхротронного излучения (СИ), используемого для решения практических и исследовательских задач во многих областях современной науки и техники [1–4]. Действие рентгеновской оптики основано на различных физических явлениях: отражении, дифракции и преломлении. Соответствующие примеры – это зеркала Киркпатрика–Баэза [5], зонные пластины Френеля [6] и составные преломляющие рентгеновские линзы (СПРЛ) [7, 8]. СПРЛ чаще всего делают из кремния и бериллия [9–11]. Бериллиевые линзы просты в изготовлении при использовании коммерчески доступных заготовок, но в них часто возникают искажения и аберрации из-за зернистой структуры применяемого бериллия [10]. Кремниевые линзы изготавливают методом электронно-лучевой литографии с последующим травлением [12], что обеспечивает высокое качество, но требует много времени и ресурсов. Кроме того, кремний сильно поглощает излучение низкой энергии, что суживает область применения таких линз. Двухфотонная лазерная литография (ДЛЛ) для производства полимерных СПРЛ [13–15] предполагает компромисс между доступностью изготовления и качеством изготавливаемых структур.

Фокусирующая преломляющая линза для рентгеновских лучей должна быть вогнутой, поскольку у любого материала показатель преломления немного меньше единицы в рентгеновском диапазоне. Если профиль линз имеет вид овала Декарта, то отсутствуют сферические аберрации, но обычно его аппроксимируют параболой [16, 17]. Комплексный показатель преломления рентгеновского излучения $n = 1 - \delta + i\beta$ содержит малый декремент δ , который колеблется от 10^{-8} до 10^{-4} [18]. Параболический профиль линзы в плоскости XY (рис. 1) $y = x^2/2R$ [7] должен иметь радиус кривизны R , связанный с фокусным расстоянием F и декрементом δ следующим соотношением $R = 2\delta F$. Малое значение δ подразумевает радиус кривизны линзы микронного диапазона для получения фокусного расстояния хотя бы в метровом масштабе. Такая кривизна параболического профиля достижима для технологии ДЛЛ, позволяющей создавать 3D-структуры с субмикронным разрешением.

При ДЛЛ фоторезист полимеризуется за счет двухфотонного поглощения в фотоинициаторе, который порождает активные радикалы, запускающие полимеризацию. Требуемая интенсивность света обеспечивается фемтосекундным лазерным излучением. Полимеризация происходит в “точечном” объеме, минимальной структурной единице печати, или так называемом “вокселе” (см. рис. 1), где перетяжку фокуса лазерного луча задерживают на время, достаточное для возникновения нужного числа активных радикалов [15]. Для уменьшения размеров вокселя и увеличения разрешения печати

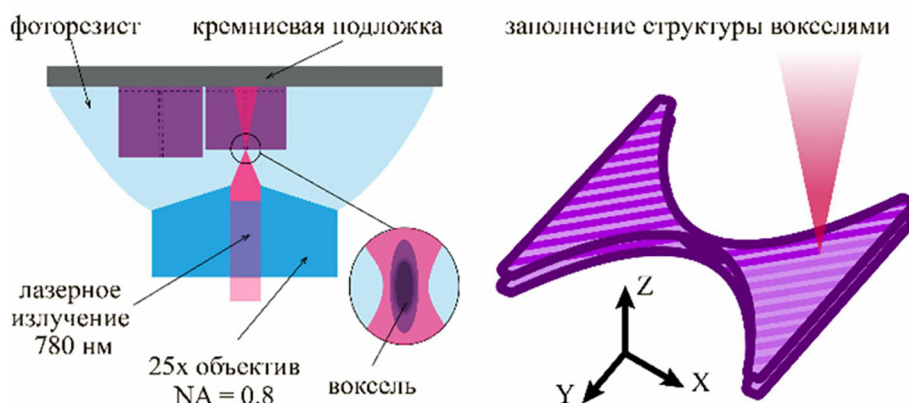


Рис. 1: Процесс ДЛЛ при изготовлении СПРЛ.

полимеризация фотокомпозиции ограничивается в пространстве теми или иными способами, включая, например, подавление диффузии активных радикалов.

Воксели имеют веретенообразную форму, с типичным осевым размером ≈ 900 нм и поперечным размером ≈ 300 нм. Их размер для конкретной выбранной фотокомпозиции зависит от мощности и дозы падающего лазерного излучения [15, 19–21]. Трехмерная структура не заполняется при печати ими целиком. Она состоит из двумерных слоев, построенных из одномерных линий, или штрихов (см. рис. 1). Существует много способов заполнения структуры. Например, формируют более плотные оболочки и более редкую внутреннюю часть либо изменяют направление штрихов от слоя к слою. Компромисс между скоростью печати и стабильностью структуры не позволяет делать “пустые” промежутки больше 1–1.2 мкм, поскольку неполимеризованный фоторезист может уходить из внутренней части структуры.

Из-за слабого преломления рентгеновских лучей единичной параболической линзой их составляют в ряд. Чем больше линз в ряду, тем меньше фокусное расстояние СПРЛ. Интерес представляют оценки влияния поглощения и неоднородности поверхности СПРЛ на параметры фокуса и рассеянный свет. Эти оценки даны ниже для СПРЛ из 15 единичных линз, изготовленных из фоторезиста IP-Dip, параметры которого взяты из работы [22], в которой определили его эмпирическую формулу $\text{CH}_2\text{N}_{0.001}\text{O}_{0.34}$. Значения декремента δ и мнимой части β для фотонов с энергиями $E = 8$ кэВ ($\delta = 4.3016 \cdot 10^{-6}$, $\beta = 8.7507 \cdot 10^{-9}$) и $E = 12$ кэВ ($\delta = 1.9082 \cdot 10^{-6}$, $\beta = 1.7045 \cdot 10^{-9}$) получены с помощью известного онлайн-калькулятора [23] (на основе исследования [18]). Апертура линз $A = 185$ мкм, радиус кривизны 45 мкм, толщина материала на краях 189.9 мкм.

Эффективная апертура СПРЛ может быть определена как апертура непоглощающей СПРЛ, дающей такую же интегральную интенсивность в фокальной плоскости [24, 25]. Для материалов со слабым поглощением и низким коэффициентом $\gamma = \beta/\delta$ СПРЛ может состоять из многих отдельных линз. Дальнейшие рассуждения применимы, если общая длина L СПРЛ не превышает $0.5\pi \cdot L_C$ (этот параметр учитывает набег фазы в материале линзы). Здесь $L_C = \sqrt{pR/2\delta}$, где $p = 189.9$ мкм – наименьший продольный размер одной линзы. Подставляя соответствующие значения, получаем $L_C = 31.5$ мм для фотонов с $E = 8$ кэВ и $L_C = 47.3$ мм для фотонов с $E = 12$ кэВ. Продольный размер нашей СПРЛ равен 2.85 мм, что меньше L_C для обеих энергий фотонов. Следовательно, рассуждения и формулы, полученные в [24], могут быть использованы для определения эффективной апертуры:

$$A_\gamma = 0.707\sqrt{\lambda F/\gamma} = 0.707\sqrt{\lambda R/2N\beta}. \quad (1)$$

Здесь $N = 15$ (количество одиночных линз в СПРЛ), $R = 45$ мкм. Подставляя нужные значения в (1), получаем $A_\gamma = 115.2$ мкм ($E = 8$ кэВ) и $A_\gamma = 211.5$ мкм ($E = 12$ кэВ). Следовательно, эффективная апертура нашей СПРЛ ограничена поглощением только для фотонов с $E = 8$ кэВ, в то время как для фотонов с $E = 12$ кэВ она превышает фактический размер структуры. Зная эффективную апертуру, можно оценить “идеальный” размер фокального пятна [24]: $s_\gamma = 0.47\lambda F/A_\gamma$, $s_\gamma = 0.25$ мкм ($E = 8$ кэВ) и $s_\gamma = 0.20$ мкм ($E = 12$ кэВ). Фактический же размер пятна будет определяться двумя факторами: размером источника и рассеянием на неоднородностях структуры. При полностью открытой вертикальной входной щели монохроматора (схема установки описана ниже) источником излучения будет исходный сгусток электронов с горизонтальной шириной порядка 0.5 мм, что даёт оценку размера изображения источника в фокусе $2 \cdot 10^{-5}F$, или 7 мкм и 16 мкм для $E = 8$ кэВ и $E = 12$ кэВ, соответственно. Рассеяние на внутренних неоднородностях линзы может дополнительно увеличить фокальное пятно.

Шероховатость поверхности линзы зависит от расстояний между вокселями и между напечатанными слоями. Сопряжение этих слоев на поверхности линзы создает некоторый неравномерный узор. Его можно охарактеризовать случайным изменением высоты профиля Δh , которое преобразуется в фазовый сдвиг проходящего света [26]: $\Delta\varphi = 2\pi\delta\Delta h/\lambda$. Толщина материала, необходимая для того чтобы фазовый сдвиг составил π , равна $L_\pi = \lambda/2\delta$. Отклонение преломляющих поверхностей от идеальной параболической формы не должно превышать $0.1L_\pi$ [26]. Для линз, изготовленных методом ДЛЛ, возможные дефекты поверхности не превышают $0.1L_\pi$, поскольку даже

продольный размер вокселя меньше 1 мкм. Действительно, $0.1L_\pi = 1.8$ мкм для фотонов с $E = 8$ кэВ и $0.1L_\pi = 2.7$ мкм для фотонов с $E = 12$ кэВ. Отклонения поверхности от идеальной формы могут привести к уширению фокального пятна [20]. Однако присущие технологии ДЛЛ дефекты поверхности слишком малы, чтобы повлиять на фокальное пятно одномерной СПРЛ.

Более строгий подход предполагает усреднение эффекта фазовой модуляции по всем точкам профиля. В результате интенсивность снижается из-за потерь на рассеяние на каждой поверхности линзы: $I = I_0 \cdot \exp(-(2\pi\delta\Delta h_{st}/\lambda)^2)$ [26]. Здесь Δh_{st} – стандартное отклонение высоты профиля от идеальной формы поверхности. СПРЛ, состоящая из N параболических линз, имеет $2N$ рассеивающих поверхностей, поэтому общие потери на рассеяние в СПРЛ можно представить как

$$I = I_0 \cdot \exp(-2N(2\pi\delta\Delta h_{st}/\lambda)^2). \quad (2)$$

Веретенообразные воксели ориентированы своими продольными осями вдоль параболической поверхности линзы, поэтому радиус поперечного сечения вокселя (перпендикулярный продольной оси) может быть принят в качестве предельного значения для Δh_{st} . Для нашей СПРЛ это значение составляет 0.15 мкм. Эффект нарушения фазы усиливается на внешних краях параболического профиля, где угол освещения составляет около 26° , что увеличивает тень от объекта размером 0.15 мкм почти вдвое, примерно до 0.3 мкм. В любом случае, это значение меньше $0.1L_\pi$. Прямые оценки потерь интенсивности с помощью (2) предсказывают ненаблюдаемый эффект поверхностных дефектов для фотонов с энергией 12 кэВ и довольно слабый эффект (менее 8%) для фотонов с энергией 8 кэВ.

Гораздо более неблагоприятной для размера фокального пятна может быть неоднородная внутренняя структура линз [27]. Для линз, изготовленных по технологии ДЛЛ, неоднородность структуры неизбежна, поскольку линии штриховки и слои всегда разделены не полностью полимеризованным фоторезистом. Степень полимеризации достигает насыщения при 35–36% в процессе ДЛЛ [21] (см., напр., рис. 3(б) в [15]). Степень полимеризации можно увеличить при облучении ультрафиолетовым излучением, но эффект его воздействия слаб из-за ограниченной диффузии образующихся активных радикалов в частично полимеризованной структуре. Таким образом, неоднородная внутренняя структура линз, изготовленных по технологии ДЛЛ, является их неотъемлемой чертой, которая, очевидно, влияет на размер фокального пятна. Их влияние основано на фазовых сбоях, при этом неоднородности порядка 10–20 мкм влияют на

фооновую засветку, а неоднородности порядка 100–200 мкм приводят к уширению фокального пятна.

Преимущества и недостатки технологии ДЛЛ изучены на примере реальной СПРЛ, изготовленной из 15 полимерных линз с апертурой 185 мкм и фокусным расстоянием ~ 10 м у каждой. СПРЛ исследована с помощью источника синхротронного излучения (станция “Микрофокус”) в “КИСИ-Курчатов”.

2. Экспериментальные материалы, методы, и оборудование.

2.1. Оборудование и материалы для изготовления СПРЛ методом ДЛЛ. Для изготовления СПРЛ используется коммерческий лазерный литограф Nanoscribe Photonics Professional (Nanoscribe, Германия). Он оснащен фемтосекундным оптоволоконным лазером (частота повторения импульсов 80 МГц, длина волны 780 нм, пиковая мощность импульса до 3 кВт) и светосильным объективом ($\times 25$, $NA = 0.8$). Перемещение подложки в горизонтальной плоскости вокруг фокального пятна выполняется двумерным пьезомеханическим устройством (0–300 мкм). Средняя мощность лазерного излучения регулируется на оптимальном для данной установки уровне 7 мВт. При этом воксели имеют осевой размер ≈ 900 нм и поперечный ≈ 300 нм [15, 21]. После процесса фотолитографии структуру проявляют, при этом оставшийся неэкспонированный фоторезист частично удаляется и частично отверждается дополнительным воздействием ультрафиолетового (UV) света светодиодной лампы Uniel LEDA60-9W/UVAD/E27/FR PLZ07BK (спектральный диапазон 370–420 нм). Образцы погружают и промывают в PGMEA (ацетат монометилового эфира пропиленгликоля) в течение 5 минут, затем выдерживают еще 25 минут с одновременным облучением ультрафиолетом. После этого образцы помещают в изопропиловый спирт на 5 минут, продолжая их облучение.

Параметры одиночной полимерной линзы определяют исходя из величины декремента δ (см. выше, $\delta = 4.3016 \cdot 10^{-6}$, $\beta = 8.7507 \cdot 10^{-9}$ при $E = 8$ кэВ и $\delta = 1.9082 \cdot 10^{-6}$, $\beta = 1.7045 \cdot 10^{-9}$ при $E = 12$ кэВ). Длина ослабления рентгеновского пучка для использованного фотополимера варьируется от 1.41 мм ($E = 8$ кэВ) до 4.82 мм ($E = 12$ кэВ).

3D-прототип одиночной цилиндрической линзы с параболическим профилем (см. рис. 2) имеет апертуру 200 мкм, но она уменьшается из-за усадки в процессе изготовления. Заполнение внутренней структуры линзы вокселями оптимизировали по компромиссу между временем печати и устойчивостью получаемых объектов. СПРЛ напечатана в итоге в режиме с “перекрестной штриховкой”, когда слои штрихуются в разных направлениях, а угол штриховки увеличивается на постоянное значение от слоя к слою.

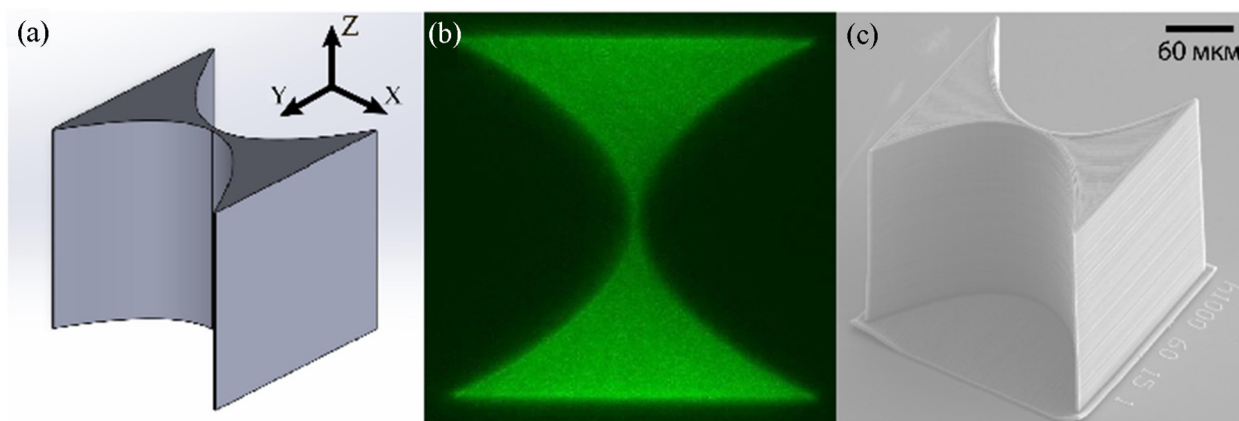


Рис. 2: Одномерная рентгеновская линза: (a) прототип, выполненный в программе SolidWorks ($R = 50$ мкм, $A = 200$ мкм); (b) снимок реальной структуры линзы в конфокальном микроскопе (фактор равномерной усадки при проявке ~ 0.9); (c) снимок реальной структуры линзы, полученный методом SEM (между слоями 1.2 мкм, штриховка 1.2 мкм).

В этом режиме время печати составляет от 5.5 часов (штриховка шагом 1.2 мкм, между слоями 1.2 мкм) до 6 часов (штриховка шагом 1.0 мкм, между слоями 1.2 мкм).

Неполная полимеризация фоторезиста внутри структуры требует дополнительного ультрафиолетового облучения для его отверждения. Эффективность воздействия ультрафиолета, однако, низкая из-за его недостаточного проникновения в глубь материала и из-за ограниченной диффузии формируемых активных радикалов.

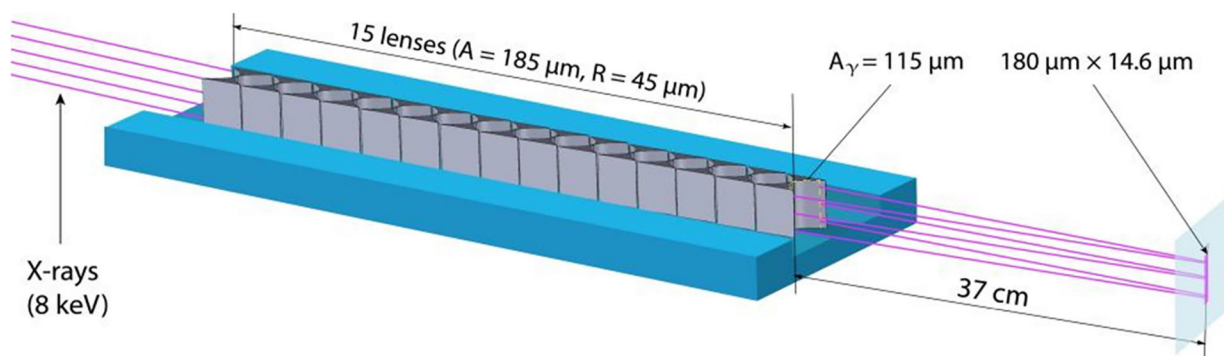


Рис. 3: Преломление луча СИ в СПРЛ из 15 одномерных линз (не в масштабе).

Изготовленная СПРЛ из 15 параболических цилиндрических линз показана на рис. 4. Эффект усадки при полимеризации и проявлении сохраняет пропорции и умень-

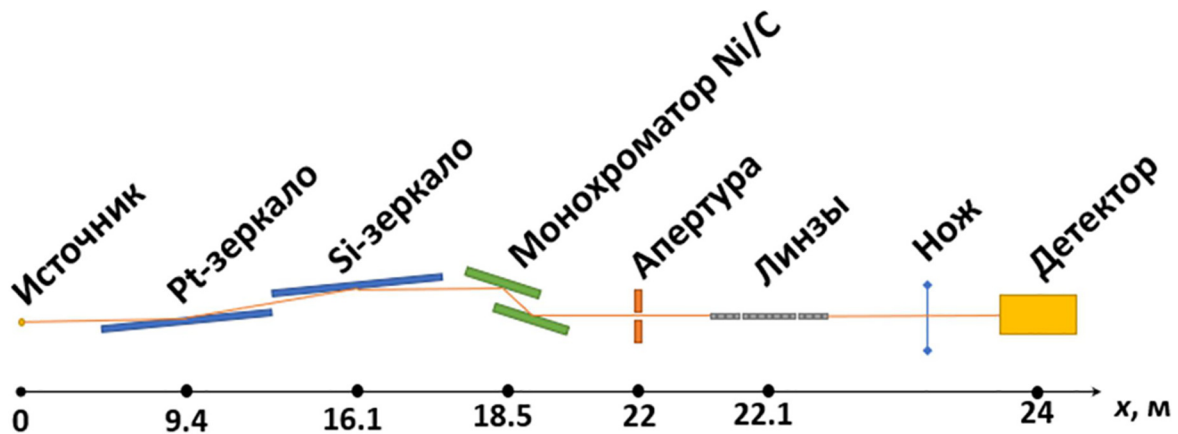


Рис. 4: Экспериментальная схема на станции "Микрофокус" "КИСИ-Курчатов".

шает апертуру СПРЛ с проектных 200 мкм до фактических 185 мкм (в экспериментах с СИ она ограничена высотой луча 180 мкм, выделенного щелями). Радиус кривизны параболического профиля, соответственно, уменьшается с 50 мкм до 45 мкм (фактор равномерной усадки ≈ 0.9). Поэтому расстояния от центральной плоскости линзы до фокальной плоскости $F = R/2\delta$ составляют 5.23 м ($E = 8$ кэВ) и 11.79 м ($E = 12$ кэВ). Фокусные расстояния для СПРЛ из 15 линз в 15 раз меньше: 0.349 м ($E = 8$ кэВ) и 0.786 м ($E = 12$ кэВ). Для облегчения юстировки СПРЛ в пучке СИ она встроена в канавку, прорезанную в подложке (500 мкм в ширину и 20 мкм в глубину).

2.2. Исследования на станции "Микрофокус" Курчатовского синхротронного комплекса. Полимерные СПРЛ исследуются на станции "Микрофокус", устройство которой описано в [30] (рис. 4). СПРЛ были исследованы на двух энергиях рентгеновского излучения: 8 кэВ ($\lambda = 1.5498 \text{ \AA}$) и 12 кэВ ($\lambda = 1.0332 \text{ \AA}$). Апертура луча ограничена двумя перекрещенными танталовыми щелями, расположенными на расстоянии 22 м от источника СИ (апертура равна $180 \times 180 \text{ мкм}^2$). Проходящий через щели пучок имеет интенсивность порядка $5 \cdot 10^5$ или $1 \cdot 10^7$ фотонов в секунду при энергиях фотонов 8 кэВ или 12 кэВ, соответственно, (при характерном рабочем токе накопительного кольца порядка 100 мА). Подложка с напечатанной СПРЛ устанавливается на расстоянии 22.1 м от источника СИ. Позиционирование щелей, подложки и золотой проволоки (используемой для перекрытия преломленного пучка) выполняются прецизионными пьезоэлектрическими устройствами SmarAct SLC-32 под управлением контроллера Smartact MCS2. Детектор рентгеновского излучения SCSD4 расположен за СПРЛ на расстоянии 24 м от источника СИ. Вертикальная золотая проволока толщиной 100 мкм помещается

между СПРЛ и детектором. Чтобы исследовать фокусирующее действие исследуемой СПРЛ, проволоку устанавливают на разных расстояниях от СПРЛ, а затем перемещают поперек луча в горизонтальном направлении (“метод ножевого сканирования”). При перемещении проволоки детектор регистрирует изменения интенсивности.

3. Результаты и обсуждение.

3.1. *Результаты экспериментальных исследований с использованием синхротронного пучка.* Интенсивность пучка (I) измеряется как функция положения проволоки (x) при перемещении проволоки поперек луча. Ширина луча определяется как усредненная ширина двух пиков производной dI/dx . Процедура повторяется в нескольких различных положениях проволоки позади СПРЛ. Положение с минимальной шириной луча считается положением фокуса. Результаты сканирования в фокальной точке для двух энергий фотонов $E = 8$ кэВ и $E = 12$ кэВ показаны на рис. 5. Ожидаемые и фактически найденные фокусные расстояния F и размеры фокального пятна s приведены в табл. 1.

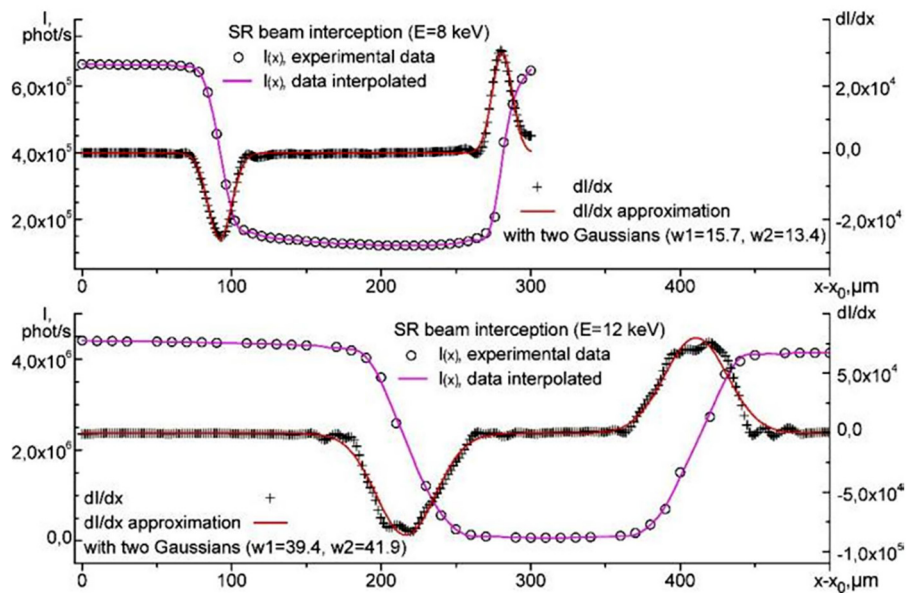


Рис. 5: Перекрытие пучка СИ в фокальной плоскости для фотонов с $E = 8$ кэВ и $E = 12$ кэВ. Интенсивность пучка I измеряется как функция положения “ножа” x . Данные интерполируются с помощью полиномов и вычисляются производные dI/dx . Пики производных аппроксимированы гауссианами, средняя ширина последних $(w1 + w2)/2$ служит оценкой ширины пучка СИ в фокальной плоскости.

Т а б л и ц а 1

Расчетные и экспериментальные значения
фокусного расстояния F и ширины S фокусного пятна

E , кэВ	$F_{\text{теор}}$, м	$F_{\text{эксп}}$, м	$S_{\text{дифф}}$, мкм	$S_{\text{источ}}$, мкм	$S_{\text{эксп}}$, мкм
8	0.349	0.395 ± 0.041	0.25	7	14.6 ± 1
12	0.786	0.923 ± 0.097	0.20	16	40.7 ± 1

Ширина пучка СИ в фокальных точках заметно превышает размер изображения источника. В то же время, уровень рассеянного света (рассматриваемый как ненулевой уровень при перекрытом пучке, см. рис. 5) близок при энергии фотонов 8 кэВ к прогнозируемому значению около 8%. Уширение фокального пятна можно объяснить неоднородностями внутренней структуры линзы, содержащей неполимеризованный фоторезист. Последним можно объяснить и большее, чем прогнозировалось, фокусное расстояние (табл. 1). Во-первых, плотность неполимеризованного материала меньше, что увеличивает фокусное расстояние, но не очень сильно. Во-вторых, эффективный радиус кривизны параболического профиля становится немного больше, так как неполимеризованный фоторезист доминирует внутри структуры линзы и находится под тонкой коркой полимеризованного материала. Оба этих фактора вместе уже заметно влияют на фокусное расстояние.

3.2. *Радиационные эффекты в неоднородной структуре линзы.* Неполимеризованный материал внутри линз может уширить фокальное пятно через радиационные эффекты. Результаты фокусировки, особенно для энергии фотонов $E = 12$ кэВ, представленные на рис. 5 и в табл. 1, выглядят аномально. Причина кроется в очередности экспериментов. Сначала определяли фокальное пятно для $E = 8$ кэВ, а затем для $E = 12$ кэВ. Во время первого эксперимента накапливались радиационные эффекты. Даже при относительно низких дозах рентгена происходит полная полимеризация фоторезиста. Фотоинициатор для этого не требуется, поскольку рентгеновские лучи сами по себе способны создавать активные радикалы. В итоге неотвержденная часть фоторезиста подвергается полимеризации и сшиванию полимерных цепей, что приводит к дополнительной усадке материала [28]. Наиболее выраженное поглощение рентгеновских лучей происходит по краям линз, где материал толще. Этот факт отражает и эффективная апертура A_γ , которая оказывается меньше размеров линзы при энергии фотонов 8 кэВ. При энергии 12 кэВ A_γ больше размеров линзы. Поэтому при переходе ко второму эксперименту ($E = 12$ кэВ) края линзы также участвуют в фокусировке рентгеновских лучей, но внутренняя структура линзы на краях уже искажена накоплен-

ными ранее эффектами излучения. Этот факт и проявляется в уширении фокального пятна. Более того, производная dI/dx становится даже двугорбой (см. рис. 5), поскольку края СПРЛ, по-видимому, создают теперь фокальное пятно на ином расстоянии, чем ее центральные части.

Уширенное фокальное пятно у СПРЛ, изготовленных по технологии ДЛЛ, отмечалось и ранее [14]. В работе [14] был описан сильный астигматизм, возникающий в результате производственного процесса, и предложены средства его коррекции [20]. Сообщалось об изменениях фокусного расстояния, вызванных излучением, вместе с изменениями астигматизма [14]. Однако неоднородная внутренняя структура таких линз и детали усадки, вызванной излучением, не обсуждались как влияющий фактор. Так, тестовые объекты в виде кубиков демонстрируют более или менее равномерную усадку вдоль направления продольных осей вокселей [28], но на их более сильно экспонированных лазерным лучом краях усадка оказывается меньшей [28]. Что же происходит с более сложными структурами, каковыми являются СПРЛ – этот вопрос требует отдельного исследования.

4. Заключение.

СПРЛ из 15 элементов, изготовленная методом ДЛЛ, исследована на станции “Микрофокус” “КИСИ-Курчатов” при двух энергиях фотонов. По сравнению с прогнозируемыми значениями, в экспериментах с $E = 8$ кэВ и $E = 12$ кэВ получены увеличенные фокусные расстояния и существенно более широкие фокальные пятна. Отмечены признаки деструктивного воздействия излучения, и это открывает поле для обсуждения плюсов и минусов технологии ДЛЛ, используемой для изготовления линз.

Технология ДЛЛ удобна для изготовления преломляющих рентгеновских линз. Этот вид аддитивной технологии хорошо развит в наши дни и вполне доступен. Субмикронный размер вокселя обеспечивает малый радиус кривизны и фокусное расстояние в метровом диапазоне. Дефектность поверхности оказывается в допустимых пределах. Потребность в меньшем фокусном расстоянии легко обеспечивается изготовлением многоэлементной СПРЛ, но тогда процесс требует оптимизации, которая достижима за счет увеличения расстояний между рядами и слоями вокселей внутри структуры объектов. И тут становится очевидным основной недостаток технологии.

Внутренняя структура линзы, изготовленной методом ДЛЛ, состоит из рядов и слоев вокселей, но подавляющая часть (более 60%) используемого фоторезиста в промежуточном пространстве остается неполимеризованной. Дополнительная полимеризация ультрафиолетом мало эффективна, так как диффузия активирующих полимеризацию

радикалов намеренно ограничена для получения вокселей меньшего размера. Длина диффузии радикалов еще уменьшается в частично полимеризованной структуре. Поэтому неоднородная внутренняя структура оказывается неотъемлемой чертой линз, изготовленных методом ДЛЛ. Сокращение промежутков между рядами вокселей и их слоями улучшит однородность, но приведет к значительному увеличению времени изготовления. Неоднородность структуры линз мало воздействует на фокусное расстояние (оно лишь на $\sim 10\%$ больше ожидаемого), но размер фокального пятна значительно увеличивается и меняется его форма. Это объясняется неоднородной усадкой материала при его полимеризации под действием рентгена.

Преимущества ДЛЛ могут быть сохранены, а недостатки устранены технологией импринтинга или копирования. Если с помощью ДЛЛ делать не конечный продукт, а прототип или форму для изготовления полимерных линз, то конечный продукт может быть изготовлен из равномерно полимеризованного материала. Можно выбрать конечный полимер из числа наиболее радиационно стойких. Принципиальная возможность получения отпечатков даже наноразмерных объектов была продемонстрирована при инвертировании структуры фотонных кристаллов (напр., [29]).

Кратко сформулируем итоги. Во-первых, технология ДЛЛ обеспечивает требуемые для рентгеновской оптики радиус кривизны и качество поверхностей, будучи при этом вполне доступной. Во-вторых, метод ДЛЛ создаёт неоднородную структуру, поскольку значительная доля фоторезиста (почти 2/3) внутри объекта остаётся неполимеризованной. Уменьшение неоднородности более плотной печатью приводит к слишком долгому процессу изготовления линз. В-третьих, неполимеризованная часть фоторезиста полимеризуется под рентгеном, создавая неоднородности и неравномерное сжатие. В-четвёртых, эти недостатки можно устранить, если методом ДЛЛ изготавливать не сами линзы, а их прототипы либо формы для последующего копирования. Копирование или импринтинг позволяет применять в конечной продукции радиационно стойкие материалы, а также использовать добавки или покрытия, улучшающие преломляющие свойства для рентгеновского диапазона. Следовательно, объединение ДЛЛ с технологией импринтинга – это путь к дальнейшему прогрессу в области рентгеновской рефракционной оптики.

Авторы благодарны Министерству науки и высшего образования Российской Федерации за финансовую поддержку из федерального бюджета для развития технологий двухфотонной лазерной литографии (Соглашение о предоставлении субсидии № 075-03-2025-662 от 17 января 2025 г.). Авторы отмечают также поддержку гранта РФ

№ 25-79-20031, связанного с технологией импринтинга для копирования линз (упомянутой в Заключении).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] А. И. Сафонов, К. В. Николаев, С. Н. Якунин, Кристаллография **69**(4), 730 (2024). <https://doi.org/10.31857/S0023476124040207>.
- [2] O. Chubar, L. Berman, A. Fluerasu, et al., Synchrotron Radiation News **36**(5), 15 (2023). <https://doi.org/10.1080/08940886.2023.2274739>.
- [3] P. Sedigh Rahimabadi, M. Khodaei, K. R. Koswattage, X-Ray Spectrometry **49**(3), 348 (2020). <https://doi.org/10.1002/xrs.3141>.
- [4] S. Raneri, L. Fornasini, D. Bersani, et al., Periodico di Mineralogia, 92–22023 (2023). <https://doi.org/10.13133/2239-1002/18090>.
- [5] Y. Tong, J. Fan, Y. Nie, et al., Frontiers in Physics **10**, (2022). <https://doi.org/10.3389/fphy.2022.977957>.
- [6] А. Г. Витухновский, А. О. Колесников, Е. Н. Рагозин и др., Квантовая электроника **54**(2), 125 (2024). <https://www.mathnet.ru/rus/qe18403>.
- [7] A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, B. Lengeler, Nature **384**(6604), 49 (1996). <https://doi.org/10.1038/384049a0>.
- [8] P. A. Ershov, S. M. Kuznetsov, I. I. Snigireva, et al., Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques **9**(3), 576 (2015). <https://doi.org/10.1134/s1027451015030234>.
- [9] M. Sorokovikov, D. Zverev, V. Yunkin, et al., In: Morawe, C., Khounsary, A.M., Goto, S. (eds.) Advances in X-Ray/EUV Optics and Components XVI, SPIE, 11837, 15-23 (2021). <http://dx.doi.org/10.1117/12.2594815>.
- [10] I. Lyatun, P. Ershov, I. Snigireva, A. Snigirev, Journal of Synchrotron Radiation **27**(1), 44 (2020). <https://doi.org/10.1107/s1600577519015625>.
- [11] R. Hoppe, V. Meier, J. Patommel, et al., In: Tschentscher, T., Tiedtke, K. (eds.) Advances in X-ray Free-Electron Lasers II: Instrumentation, SPIE, 8778, 41-49 (2013). <https://doi.org/10.1117/12.2020856>.
- [12] P. Boye, J. M. Feldkamp, J. Patommel, et al., Journal of Physics: Conference Series **186**, 012063 (2009). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/186/1/012063>.

- [13] A. K. Petrov, V. O. Bessonov, K. A. Abrashitova, et al., *Optics Express* **25**(13), 14173 (2017). <https://doi.org/10.1364/oe.25.014173>.
- [14] A. Barannikov, M. Polikarpov, P. Ershov, et al., *Journal of Synchrotron Radiation* **26**(3), 714 (2019). <https://doi.org/10.1107/s1600577519001656>.
- [15] A. D. Patolyatov, D. A. Shcherbakov, D. A. Kolymagin, et al., *Phys. Wave Phen.* **30**, 325 (2022). <https://doi.org/10.3103/S1541308X22050089>.
- [16] M. Rio, L. Alianelli, *Journal of Synchrotron Radiation* **19**(3), 366 (2012). <https://doi.org/10.1107/s0909049512003020>.
- [17] B. Lengeler, C. G. Schroer, M. Richwin, et al., *Applied Physics Letters* **74**(26), 3924 (1999). <https://doi.org/10.1063/1.124225>.
- [18] B. L. Henke, E. M. Gullikson, J. C. Davis, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **54**(2), 181 (1993). <https://doi.org/10.1006/adnd.1993.1013>.
- [19] H.-B. Sun, K. Takada, M.-S. Kim, et al., *Applied Physics Letters* **83**(6), 1104 (2003). <https://doi.org/10.1063/1.1599968>.
- [20] M. I. Sharipova, T. G. Baluyan, A. S. Sverchkov, et al., *Moscow University Physics Bulletin* **78**(2), 173 (2023). <https://doi.org/10.3103/s0027134923020091>.
- [21] A. E. Egorov, A. A. Kostyukov, D. A. Shcherbakov, et al., *Polymers* **15**(1), 71 (2022). <https://doi.org/10.3390/polym15010071>.
- [22] Y. Liu, J. H. Campbell, O. Stein, et al., *Nanomaterials* **8**(7), 498 (2018). <https://doi.org/10.3390/nano8070498>.
- [23] B. L. Henke, E. M. Gullikson, J. C. Davis, *The Center for X-Ray Optics*, (1995). [Электронный ресурс]. URL: https://henke.lbl.gov/optical_constants/ (дата обращения: 29.09.2025)
- [24] В. Г. Кош, *ЖЭТФ* **124**(1), 224 (2003). <https://elibrary.ru/item.asp?id=15846524>.
- [25] V. G. Kohn, *Journal of Synchrotron Radiation* **24**(3), 609 (2017). <https://doi.org/10.1107/s1600577517005318>.
- [26] V. V. Aristov, V. V. Starkov, L. G. Shabel'nikov, et al., *Optics Communications* **161**(4–6), 203 (1999). [https://doi.org/10.1016/s0030-4018\(99\)00039-5](https://doi.org/10.1016/s0030-4018(99)00039-5).
- [27] T. Roth, L. Alianelli, D. Lengeler, et al., *MRS Bulletin* **42**(06), 430 (2017). <https://doi.org/10.1557/mrs.2017.117>.
- [28] M. Danilkin, A. Vitukhnovsky, D. Kolymagin, et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **558**, 165559 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2024.165559>.

- [29] M. S. Ashurov, S. O. Klimonsky, A. V. Kavokin, Inverse Opal Photonic Crystals: Fabrication and Raman Enhancement Properties, 2023 Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS) (Prague, Czech Republic, 2023), pp. 2052-2058. <https://doi.org/10.1109/piers59004.2023.10221288>.
- [30] K. V. Nikolaev, A. I. Safonov, O. A. Kondratev, et al., Applied Crystallography **56**(5), 1435 (2023). <https://doi.org/10.1107/S1600576723007112>.

Поступила в редакцию 19 сентября 2025 г.

После доработки 31 октября 2025 г.

Принята к публикации 31 октября 2025 г.