

Компенсация конечного размера вокселя при микропечати параболических рентгеновских линз методом двухфотонной литографии

М. И. Шарипова,^{1,*} Т. Г. Балуюн,¹ А. С. Сверчков,¹ Д. А. Шилкин,¹ В. О. Бессонов,¹ А. А. Федянин¹

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра нанофотоники. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2
(Поступила в редакцию 29.09.2022; после доработки 08.12.2022; принята к публикации 12.12.2022)

Перспективным способом изготовления рентгеновских линз является трехмерная микропечать методом двухфотонной лазерной литографии. Однако при приближении радиуса кривизны к размеру вокселя преломляющая поверхность линзы отклоняется от заданной формы, что приводит к ухудшению фокусировки рентгеновского излучения и астигматизму. В работе предложен способ коррекции параболической рентгеновской линзы с учетом конечного размера вокселя.

PACS: M41.50.+h, 42.15.Fr, 42.62.Cf. УДК: 53.06, 535.8.

Ключевые слова: двухфотонная литография, воксель, рентгеновские линзы.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2320401](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2320401)

ВВЕДЕНИЕ

Рентгеновское излучение находит многочисленные применения в науке и технике благодаря возможности наблюдения дифракции на кристаллических решетках, низким значениям коэффициента отражения при прохождении через границы раздела материальных сред, а также ионизирующим свойствам [1]. Одним из активно развивающихся применений этого излучения стала рентгеновская микроскопия [2–5]. Для ее дальнейшего развития особо востребованным является создание линз, способных с минимальными aberrациями фокусировать рентгеновское излучение на микромасштабах.

Показатель преломления n в веществе для длин волн рентгеновского диапазона можно представить в виде $n = 1 - \delta + i\beta$, где δ — декремент показателя преломления, β — величина мнимой части показателя преломления, отвечающая за поглощение. Характерные значения δ лежат в диапазоне от 10^{-5} до 10^{-7} , а β — от 10^{-6} до 10^{-8} [6]. Малое отличие от единицы действительной части коэффициента преломления приводит к тому, что одиночная линза фокусирует пучок рентгеновских лучей слабо: например, для алюминиевой линзы с радиусом кривизны 300 мкм рентгеновское излучение энергией 14 кэВ фокусируется на расстоянии 54 м [7]. Для уменьшения фокусного расстояния несколько одиночных линз располагают соосно, образуя составную преломляющую рентгеновскую линзу (СПРЛ). В приближении геометрической оптики фокусное расстояние СПРЛ $f = R/2N\delta$ [8], где R — радиус кривизны преломляющих поверхностей линзы вблизи оптической оси, N — количество идентич-

ных одиночных линз в СПРЛ. Также, для уменьшения фокусного расстояния f радиус кривизны R уменьшают до значений в диапазоне от единиц [9] до сотен микрометров [10]. В работе [11] было показано, что оптимальной преломляющей поверхностью для фокусировки синхротронного рентгеновского излучения является овал Декарта. Вблизи оптической оси эта фигура с высокой точностью аппроксимируется параболой, а в трехмерном случае идеальная преломляющая поверхность близка к параболоиду, образованному вращением параболы вокруг оптической оси. Оптимальной конфигурацией СПРЛ, таким образом, является массив соосно расположенных вогнутых параболических поверхностей, в вершине которых радиус кривизны составляет порядка единиц микрометров. Фокусировка рентгеновского излучения идеальной СПРЛ схематично показана на рис. 1, а.

Недавно было показано [12], что для изготовления СПРЛ хорошо подходит метод двухфотонной лазерной литографии (ДЛЛ). ДЛЛ — это современный способ трехмерной печати микрообъектов из фотоотверждаемых полимеров (фоторезистов). ДЛЛ успешно зарекомендовала себя для создания оптических волноводов [13], многолинзовых микрообъективов [14], биосовместимых микрочастиц [15], метаматериалов [16] и метаповерхностей [17], фотонных кристаллов [18–20], композитных структур [21], а также элементов преломляющей рентгеновской оптики [12, 22]. Метод ДЛЛ позволяет изготавливать оптически гладкие трехмерные микроструктуры [23] произвольного дизайна с разрешением до 100 нм [24] и позиционировать их друг относительно друга с субмикронной точностью [25]. Это позволяет применять ДЛЛ не только для создания СПРЛ с радиусом кривизны преломляющих поверхностей порядка единиц микро-

* E-mail: sharipova@nanolab.phys.msu.ru

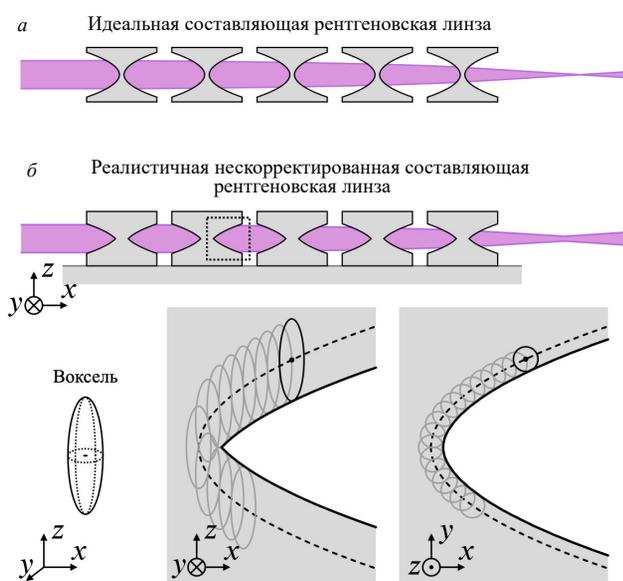


Рис. 1. Схематичное изображение (а) идеальной СПРЛ и (б) реалистичной СПРЛ, изготовленной методом ДЛЛ без коррекции на конечный размер вокселя. Форма вокселя и процесс изготовления СПРЛ в двух проекциях показаны ниже

метров [22, 26], но и для изготовления других оптических элементов [27, 28], а также рентгеновских оптических систем [29].

Ранее было продемонстрировано [30], что параболические линзы, изготовленные методом ДЛЛ, фокусируют рентгеновское излучение с астигматизмом: минимальные размеры фокусного пятна в горизонтальном и вертикальном сечениях наблюдаются на разных фокусных расстояниях. Астигматизм вызван тем, что изготовленные методом ДЛЛ линзы не обладают центральной симметрией относительно оптической оси, что, в свою очередь, объясняется разным разрешением печати вдоль разных направлений. Процесс печати методом ДЛЛ представляет собой перемещение сфокусированного лазерного пучка, который вызывает полимеризацию фоторезиста в области перетяжки, при этом форма минимально полимеризуемого объема (который называется вокселем) представляет собой эллипсоид вращения, вытянутый вдоль оси распространения лазерного излучения [31].

Характерные размеры осей эллипсоида составляют, как правило, доли микрометра в поперечном направлении и порядка микрометра в направлении распространения лазерного излучения [32, 33]. Так, в работе [30] при изготовлении методом ДЛЛ параболических линз размеры вокселя поперек и вдоль оси распространения лазерного излучения оценивались в 0.6 мкм и 1 мкм, соответственно. Радиус кривизны изготавливаемых линз составлял при этом $R = 5$ мкм, что сравнимо с размерами вокселя. С увеличением поглощенной дозы излучения, то есть при увеличении лазерной мощности или уменьшении скорости печати, соотношение аксиального

и латерального размеров вокселя растет [34].

Фокусировка излучения с помощью реалистичной СПРЛ, изготовленной методом ДЛЛ, показана на рис. 1, б; там же схематично изображен процесс изготовления СПРЛ без коррекции на конечный размер вокселя. Лазерный луч перемещается по траекториям заданной трехмерной модели, соответствующим поверхности параболоида вращения с радиусом кривизны R , величина которого сравнима с размером вокселя. Результирующая поверхность изготовленной линзы является огибающей поверхностью для семейства вытянутых эллипсоидальных вокселей, центры которых расположены на поверхности параболоида вращения. Вытянутая форма вокселя приводит к тому, что профиль огибающей поверхности в разных сечениях оказывается разным, если, как это показано на рис. 1, б, оптическая ось линзы не совпадает с осью симметрии эллипсоида. Асимметрия изготовленной линзы, в свою очередь, приводит к астигматизму.

Если же линзы печатаются в вертикальной геометрии, когда лазерное излучение, а следовательно и ось симметрии вокселя, сонаправлены с оптической осью линзы, ее преломляющая поверхность остаётся симметричной и астигматизм отсутствует [22]. Вертикальная геометрия изготовления линз методом ДЛЛ предпочтительна для избавления от астигматизма, однако данная конфигурация не лишена других недостатков: в такой геометрии технически сложно изготовить СПРЛ из большого числа линз из-за высокого аспектного соотношения. Помимо этого, в случае вертикально ориентированной СПРЛ рентгеновское излучение проходит через подложку и частично поглощается ею. В дополнение, даже при изготовлении СПРЛ в вертикальной геометрии преломляющая поверхность линзы (огибающая поверхность для семейства вокселей) по-прежнему отклоняется от параболической формы, вызывая aberrации.

В настоящей работе решена задача коррекции модели параболической линзы для ее печати методом двухфотонной лазерной литографии с учетом конечного размера вокселя.

1. АНАЛИТИЧЕСКОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ СКОРРЕКТИРОВАННОЙ ФОРМЫ СПРЛ

1.1. Двумерный случай

Для двумерного случая геометрия задачи показана на рис. 2, а.

Пусть уравнение целевой параболы имеет следующий вид:

$$z^2 = 2Rx, \quad (1)$$

где R — радиус кривизны параболы в начале координат.

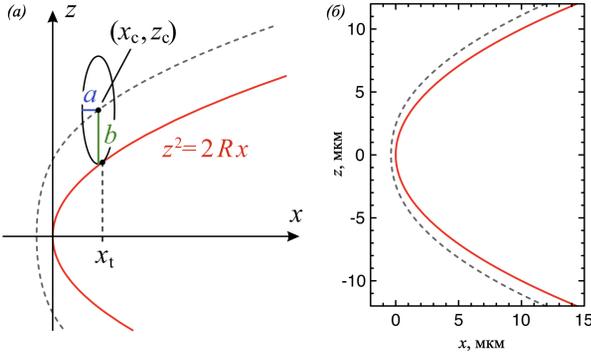


Рис. 2. Аналитический расчет. (а) Геометрия задачи. (б) Решение для параметров эксперимента. Целевая парабола показана непрерывной кривой, траектория вокселя — штриховой линией

Для поверхности вокселя можно использовать уравнение эллипса:

$$\frac{(x - x_c)^2}{a^2} + \frac{(z - z_c)^2}{b^2} = 1, \quad (2)$$

где a и b — полуоси, при этом $a/b < 1$, (x_c, z_c) — координаты центра. При движении центра вокселя по искомой траектории граница покрываемой им площади должна образовывать целевую параболу. Для этого в каждом положении вокселя он должен касаться параболы, то есть иметь с ней общую точку и общую касательную в этой точке. Приравняв производные dz/dx для уравнения параболы (1) и уравнения эллипса (2), после преобразований имеем следующее выражение для зависимости координаты центра вокселя x_c от координаты точки касания им целевой параболы x_t :

$$x_c(x_t) = x_t - \frac{a^2}{\sqrt{a^2 + 2b^2x_t/R}}. \quad (3)$$

Воспользовавшись уравнением эллипса (2) и положив в нем $x = x_t$, $z = \pm\sqrt{2Rx_t}$, для второй координаты центра вокселя имеем:

$$z_c(x_t) = \pm\sqrt{x_t} \left[\sqrt{2R} + \frac{2b^2}{\sqrt{2Ra^2 + (2b)^2x_t}} \right]. \quad (4)$$

Выражения (3) и (4) параметрически задают траекторию центра эллипса, при движении по которой граница заметаемой эллипсом площади образует целевую параболу. На рис. 2, б штриховой линией показано решение для параметров $a = 0.375$ мкм, $b = 1.075$ мкм, $R = 5$ мкм; непрерывной красной линией показана целевая парабола.

Выбранные значения полуосей эллиптического вокселя a и b соответствуют характерным величинам при печати ДЛЛ; значение R соответствует ранее изготовленным СПРЛ с астигматизмом [30]. Благодаря вытянутой форме вокселя расстояние между траекторией его центра и целевой

параболой минимально вблизи вершины параболы и растет с удалением от нее.

1.2. Трехмерный случай

Для практического решения задачи коррекции актуален трехмерный случай, в котором уравнение требуемой формы линзы в виде параболоида вращения имеет следующий вид:

$$2Rx = y^2 + z^2. \quad (5)$$

Для описания формы вокселя можно использовать уравнение эллипсоида вращения:

$$\frac{(x - x_c)^2}{a^2} + \frac{(y - y_c)^2}{a^2} + \frac{(z - z_c)^2}{b^2} = 1, \quad (6)$$

Качественно задача не отличается от двумерного случая: при движении эллиптического вокселя граничная поверхность заметаемого вокселем объёма должна представлять собой параболоид вращения. Для этого в каждой точке параболоида он должен касаться вокселя и иметь с ним общую касательную плоскость. Приравняв в точке касания $T(x_t, y_t, z_t)$ касательные плоскости для параболоида и эллипсоида, после преобразований имеем следующие выражения:

$$\begin{cases} 2Rx_t = y_t^2 + z_t^2, \\ \frac{(x_t - x_c)^2}{a^2} + \frac{(y_t - y_c)^2}{a^2} + \frac{(z_t - z_c)^2}{b^2} = 1, \\ \frac{-R}{x_t - x_c} = \frac{y_t}{y_t - y_c} = \frac{z_t}{(z_t - z_c)a^2/b^2}, \end{cases} \quad (7)$$

Отсюда можно получить параметрические уравнения для координаты центра вокселя в зависимости от точки касания (x_t, y_t, z_t) :

$$\begin{cases} x_c = x_t - \frac{aR}{\sqrt{R^2 + y_t^2 + \frac{b^2}{a^2}z_t^2}}, \\ y_c = y_t \left(1 + \frac{a}{\sqrt{R^2 + y_t^2 + \frac{b^2}{a^2}z_t^2}} \right), \\ z_c = z_t \left(1 + \frac{b^2}{a^2} \frac{a}{\sqrt{R^2 + y_t^2 + \frac{b^2}{a^2}z_t^2}} \right). \end{cases} \quad (8)$$

Выражения (8) применялись для построения скорректированной трёхмерной модели параболической рентгеновской линзы, показанной на рис. 3, для параметров вокселя $a = 0.375$ мкм, $b = 1.075$ мкм.

Использовались следующие геометрические параметры линзы, сравнимые с размерами линз, используемых в синхротронных экспериментах [30]:

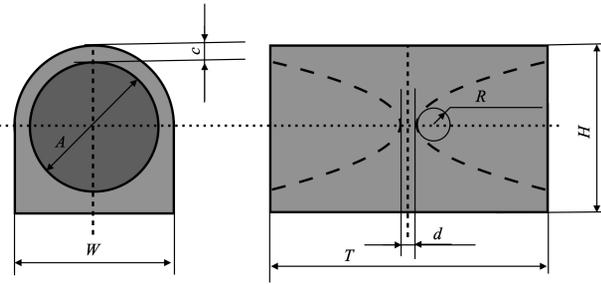


Рис. 3. Схема параболической рентгеновской линзы с коррекцией на конечный размер вокселя

входная апертура $A = 28$ мкм, радиус кривизны в вершине парабол $R = 5$ мкм, размер ободка линзы $c = 2$ мкм, расстояние между вершинами парабол $d = 1$ мкм, длина $T = 40.2$ мкм.

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОКУСИРОВКИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СПРЛ С КОРРЕКЦИЕЙ И БЕЗ КОРРЕКЦИИ

Для проведения численного моделирования фокусировки рентгеновского излучения СПРЛ использовался метод трассировки лучей в программном пакете Comsol Multiphysics. Для моделирования пучка синхротронного излучения, падающего на СПРЛ, использовалась цилиндрическая сетка с 15 радиальными и 60 угловыми положениями, в общей сложности моделировалась фокусировка 900 лучей. Диаметр пучка соответствовал диаметру входной апертуры линзы.

На рис. 4, а показана схема численного эксперимента: источник испускает в вакууме пучок монохроматического рентгеновского излучения с длиной волны 1 \AA , которое проходит через СПРЛ, состоящую из 10 соосных параболических линз, с расстоянием 100 мкм между центрами соседних линз.

Использовались следующие значения оптических констант: $\delta = 1.614 \cdot 10^{-6}$, $\beta = 1.917 \cdot 10^{-8}$, что соответствует расчетным параметрам для коммерчески доступного полимера SZ2080 [35], часто используемого при изготовлении структур методом ДЛЛ. В моделировании использовались два варианта СПРЛ: на основе линз без коррекции и с учетом коррекции на воксель. В первом случае для создания линзы без коррекции численными методами в программной среде Python рассчитывалась трехмерная сетка, соответствующая огибающей поверхности для семейства вытянутых эллипсоидальных вокселей, центры которых расположены на поверхности параболоида вращения. Полученные значения обрабатывались в программной среде MeshLab и Autodesk 3DsMax, в результате чего в формате stl моделировалась трехмерная мик-

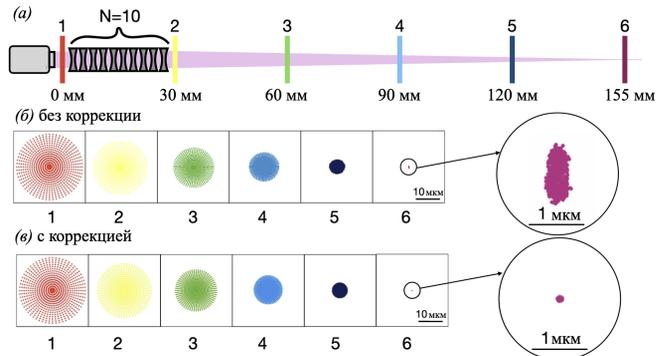


Рис. 4. Численное моделирование. а — Геометрия оптической схемы. Вертикальными линиями отмечены расстояния, на которых регистрировались сечения оптического пучка. б — Сечения оптического пучка, прошедшего через СПРЛ без коррекции; в — сечение оптического пучка, прошедшего через СПРЛ с коррекцией на размер вокселя

ролинза неидеальной формы, имитирующая изготовление линзы методом ДЛЛ без учета конечного размера вокселя. Во втором варианте СПРЛ состоит из линз с идеальными параболическими преломляющими поверхностями, соответствующими изготовлению линз методом ДЛЛ с компенсацией конечного размера вокселя.

На рис. 4, б показаны сечения рентгеновского луча перпендикулярно направлению распространения излучения в случае прохождения через СПРЛ без коррекции. На входе в СПРЛ (0 мм) рентгеновские лучи заполняют круг диаметром 28 мкм. После СПРЛ поперечные размеры луча уменьшаются, однако это происходит неоднородно. На расстоянии $L = 120$ мм (синие круги) сечение сплюснуто в вертикальном направлении. На расчетном фокусном расстоянии $L = 155$ мм (фиолетовые круги) фокусное пятно меняет форму, вытягиваясь вдоль вертикального направления. Увеличенное сечение рентгеновского пучка на расстоянии $L = 155$ мм показано на круглой вставке справа (рис. 4, б). Так как без коррекции поверхность линзы не обладает вращательной симметрией относительно оптической оси, она преломляет свет неодинаково в вертикальном и горизонтальном направлениях. Это приводит к астигматизму и выраженной асимметрии фокусного пятна. При этом для случая скорректированной СПРЛ сечения рентгеновского луча имеют одинаковую круглую форму (рис. 4, в), которая не зависит от расстояния до СПРЛ. На расстоянии $L = 155$ мм (на круглой вставке справа, рис. 4, в) фокусное пятно обладает меньшими размерами для скорректированной СПРЛ, чем для СПРЛ без коррекции.

Данный эффект наглядно показан на рис. 5, где приведена зависимость размера пучка D в горизонтальном и вертикальном сечениях от расстояния L до входной апертуры СПРЛ в случае модели без коррекции (красные квадраты — горизонтальное сечение, зелёные треугольники — вертикальное

сечение) и с коррекцией (синие круги для обоих сечений).

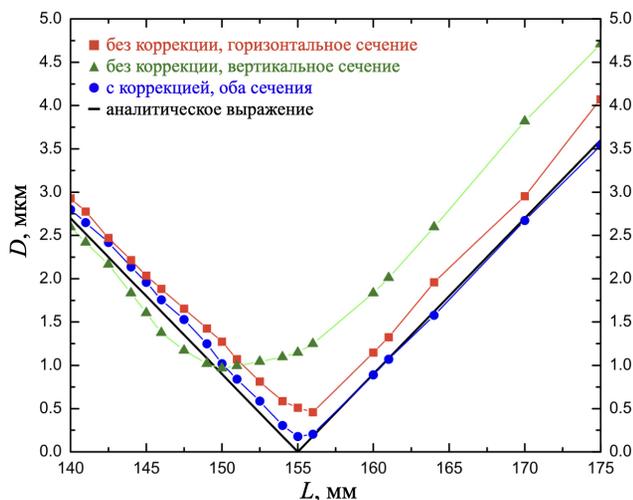


Рис. 5. Размеры сечений луча D от расстояния до входной апертуры СПРЛ L в случае модели без коррекции (красные квадраты — горизонтальное сечение, зеленые треугольники — вертикальное сечение) и с коррекцией (синие круги для обоих сечений). Черной кривой показана зависимость, полученная аналитически для идеальной СПРЛ

Черной линией показана зависимость, полученная аналитически для идеальной линзы согласно выражению $D = A|L/f - 1|$. Для СПРЛ без коррекции наблюдается астигматизм: фокусные расстояния для вертикального и горизонтального сечений рентгеновского пучка отличаются. Меридиональное и сагиттальное значения фокусного расстояния составляют $F_v = 150$ мм и $F_h = 156$ мм, соответственно. Разность фокусных расстояний $\Delta F = |F_v - F_h|$ составляет 6 мм, что сходно с величиной, полученной в [30]. Минимальный размер пучка в вертикальном сечении составляет 970 нм, в то время как в вертикальном сечении размер перетяжки равен 460 нм, примерно вдвое меньше. В работе [22] наблюдались разные размеры пучка в вертикальном и горизонтальном сечениях, при этом отношение величин приблизительно со-

ставляло 1.5, что может объясняться другим соотношением размеров вокселя и радиусом кривизны в вершине линзы.

В случае СПРЛ с коррекцией астигматизм исчезает: минимальный размер перетяжки наблюдается на расстоянии 155 мм от СПРЛ как для вертикального, так и для горизонтального сечений луча. Фокусное пятно представляет собой круг диаметром 180 нм. Конечный размер фокусного пятна объясняется погрешностью расчета и отличием преломляющей поверхности от картезианского овала, однако это значение уже лежит за дифракционным пределом, расчетная величина которого составляет 415 нм для данной системы [36].

Несмотря на то, что дифракция не учитывается в приведенном моделировании, использованный метод расчета показывает, что коррекция модели линзы с учетом размера вокселя позволяет избавиться от астигматизма и получить симметричное фокусное пятно меньших размеров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, получено аналитическое выражение для коррекции модели рентгеновской линзы с параболическим профилем при печати методом двухфотонной лазерной литографии. При использовании модели с компенсацией конечного размера вокселя рентгеновские линзы фокусируют свет без астигматизма. Кроме того, размер перетяжки в вертикальном сечении уменьшается с 970 нм до 180 нм, а в горизонтальном сечении — с 460 нм до 180 нм. Предложенный способ позволит развить применение двухфотонной лазерной литографии для изготовления преломляющих синхротронных рентгеновских оптических элементов и повысить разрешение в рентгеновской микроскопии.

Исследование выполнено в рамках Программы развития Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина». Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (грант № 075-15-2021-1353).

- [1] Brown J.G. X-rays and Their Applications. Springer. New York. 2012.
- [2] Niemann B., Rudolph D., Schmahl G. // *Appl. Opt.* **15**, 1183 (1976).
- [3] Kirkpatrick P., Baez A. V. // *J. Opt. Soc. Am.* **38**, 766 (1948).
- [4] Kirz J., Jacobsen C. // *J. Phys.: Conf. Ser.* **186** (2009).
- [5] Мазурицкий М.И., Лереп А.М. // *Письма в ЖЭТФ* **112**, 152 (2020).
- [6] Serebrennikov D., Clementyev E., Semenov A., Snigirev A. // *J. Synchrotron Radiat.* **23**, 1315 (2016).
- [7] Snigirev A., Kohn V., Snigireva I., Lengeler B. *Nature* **384**, 49. (1996).
- [8] Lengeler B., Schroer C., Tümmler J. et al. // *J. Synchrotron Radiat.* **6**, 1153 (1999).
- [9] Lyubomirskiy M., Snigireva I., Kohn V. et al. // *J. Synchrotron Radiat.* **23**, 1104 (2016).
- [10] Celestre R., Antipov S., Gomez E. // *J. Synchrotron Radiat.* **29**, 629 (2022).
- [11] Sanchez del Rio M., Alianelli L. // *J. Synchrotron Radiat.* **19**, 366 (2012).
- [12] Petrov A.K., Bessonov V.O., Abrashitova K.A. et al. // *Opt. Express* **25**, 14173 (2017).

- [13] Safronov K.R., Gulkin D.N., Antropov I.M. et al. // *ACS Nano* **14**, 10428 (2020).
- [14] Gissibl T., Thiele S., Herkommer A., Giessen H. // *Nature Photon.* **10**, 554 (2016).
- [15] Serbin J., Egbert A., Ostendorf A. et al. // *Opt. Lett.* **28**, 301 (2003).
- [16] Bückmann T., Stenger N., Kadıć M. // *Mater.* **24**, 2710 (2012).
- [17] Yang H., Ch. Wang // *Proc. of SPIE* **11850**, 118500K (2021).
- [18] Шишкин И.И., Самусев К.Б., Рыбин М.В. и др. // *Письма в ЖЭТФ.* **95**, 518 (2012).
- [19] Шишкин И.И., Рыбин М.В., Самусев К.Б. и др. // *Письма в ЖЭТФ.* **99**, 614 (2014).
- [20] Liu Y., Wang H., Ho J., Ng R.C. et al. // *Nat. Commun.* **10**, 1. (2019).
- [21] Майдыжовский А.И., Мамонов Е.А., Митетело Н.В. и др. // *Письма в ЖЭТФ.* **115**, 297 (2022).
- [22] Lyubomirskiy M., Koch F., Abrashitova K.A. et al. // *Opt. Express.* **27**, 8639 (2019).
- [23] Zhang Y.-L., Chen Q.-D., Xia H., Sun Ho.-B. // *Nano Today.* **5**, 435 (2010).
- [24] Paz V.F., Emons M., Obata K. et al. // *J. Laser Appl.* **24**, 042004 (2012).
- [25] Y.-H. Yu, Z.-N. Tian, T. Jiang et al. // *Opt. Commun.* **362**, 69 (2016).
- [26] Sharipova M.I., Baluyan T.G., Abrashitova K.A. et al. // *Opt. Mater. Express* **11**, 371 (2021).
- [27] Seiboth F., Brückner D., Kahnt M. et al. // *J. Synchrotron Radiat.* **27**, 1121 (2020).
- [28] Mikhaylov A., Reich S., Zakharova M. et al. // *J. Synchrotron Radiat.* **27**, 788 (2020).
- [29] Kubec A., Zdora M.-C., Sanlı U.T. et al. // *Nat. Commun.* **13**, 1 (2022).
- [30] Barannikov A., Polikarpov M., Ershov P. et al. // *J. Synchrotron Radiat.* **26**, 714 (2019).
- [31] Sun H.-B., Takada K., Kim M.-S. et al. // *Appl. Phys. Lett.* **83**, 1104 (2003).
- [32] Zheng L., Kurselis K., El-Tamer A. et al. // *Nanoscale Res. Lett.* **14**, 1 (2019).
- [33] Pisarenko A.V., Zvagelsky R.D., Kolymagin D.A. et al. // *Optik.* **201**, 163350 (2020).
- [34] Malinauskas M., Farsari M., Piskarskas A., Juodkazis S. // *Phys. Rep.* **533**, 1 (2013).
- [35] Ovsianikov A., Viertl J., Chichkov B. et al. // *ACS Nano.* **2**, 2257 (2008).
- [36] Lengeler B., Schroer Ch.G., Kuhlmann M. et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, A218 (2005).

Finite voxel size compensation for microprinting of parabolic X-ray lenses by two-photon lithography

M. I. Sharipova^a, T. G. Baluyan, A. S. Sverchkov, D. A. Shilkin, V. O. Bessonov, A. A. Fedyanin

Department of Nanophotonics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia

E-mail: ^asharipova@nanolab.phys.msu.ru

3D-microprinting by two-photon lithography can be applied to fabricate X-ray lenses. However, when the lens' curvature radius approaches voxel size, the lens' refractive surface essentially differs from the defined model. This shape distortion leads to defocusing of X-ray irradiation and astigmatism. In current work we suggest the compensation of the parabolic lens model taking into account finite voxel size.

PACS: 41.50.+h, 42.15.Fr, 42.62.Cf.

Keywords: two-photon lithography, voxel, X-ray lenses.

Received 29 September 2022.

English version: *Moscow University Physics Bulletin.* 2023. **78**, No. . Pp. .

Сведения об авторах

1. Шарипова Маргарита Ильгизовна — мл. науч. сотрудник; e-mail: sharipova@nanolab.phys.msu.ru.
2. Балуйян Тигран Григорьевич — канд. физ.-мат. наук, мл. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-39-10, e-mail: baluyan@nanolab.phys.msu.ru.
3. Сверчков Андрей Сергеевич — студент; тел.: (495) 939-39-10, e-mail: sverchkov@nanolab.phys.msu.ru.
4. Шилкин Даниил Александрович — канд. физ.-мат. наук, мл. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-39-10, e-mail: shilkin@nanolab.phys.msu.ru.
5. Бессонов Владимир Олегович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-39-10, e-mail: bessonov@nanolab.phys.msu.ru.
6. Федянин Андрей Анатольевич — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-45-44, e-mail: fedyanin@nanolab.phys.msu.ru.