

УДК 535

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ НАКЛОННЫХ ОБЪЕКТОВ

А. С. Бусаров, Н. Л. Попов

*В данной работе рассмотрена оптическая схема для получения уменьшенных рентгеновских наклонных изображений, что может быть полезно для задач рентгеновской литографии. Особенностью схемы является возможность освещения шаблона под небольшими углами скольжения при записи изображения с минимальными искажениями. С помощью численного моделирования, проведенного для рентгеновского лазера с рабочей длиной волны 13.9 нм было найдено пространственное разрешение и поле зрения этой системы.*

**Ключевые слова:** рентгеновская литография, экстремальный ультрафиолет, когерентная оптика.

*Введение.* В настоящее время получение уменьшенных изображений является важной задачей для дальнейшего развития рентгеновской микролитографии. Одним из ключевых параметров при получении изображений является их пространственное разрешение. С одной стороны, чем меньше длина волны излучения, применяемая в оптической системе, тем меньше дифракционный предел разрешения, а значит, выше качество изображения, которое теоретически можно получить. Но, с другой стороны, для достаточно коротких длин волн, скажем, соответствующих энергиям порядка 100 кэВ и более, источники излучения и оптические элементы становятся дорогими и малодоступными. Поэтому, с учётом перечисленных факторов во многих задачах нанофизики и нанотехнологий для наблюдений применяется излучение с энергией фотонов 0.1–10 кэВ [1, 2]. Так как в данном рентгеновском диапазоне длин волн коэффициент отражения при нормальном падении для всех материалов составляет доли процента, то, естественно, получать изображения поверхностей плоских образцов при их освещении под малыми углами скольжения. Действительно, в этом случае согласно формулам Френеля,

---

ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: albusarov@mail.com.

коэффициент отражения может составлять десятки процентов. Таким образом, в данной работе рассмотрена оптическая схема для получения уменьшенных рентгеновских изображений наклонных объектов, данная работа является развитием ранее опубликованной статьи [3].

*Теоретический анализ.* Рассмотрим оптическую систему, состоящую из линзы, в которой объект расположен под углом к оптической оси (см. рис. 1), детектор при этом расположен на оптически сопряженной плоскости. На рис. 1 и 2 качественно изображен случай получения уменьшенных изображений.

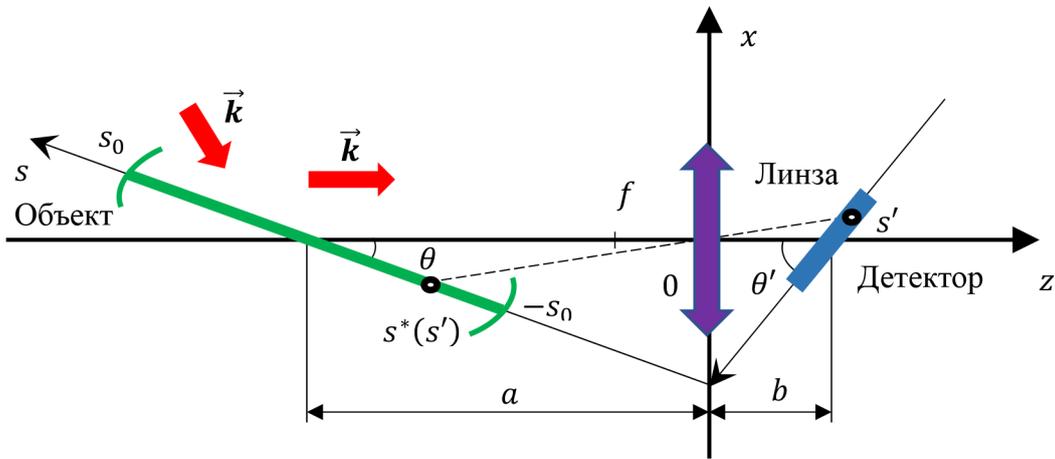


Рис. 1: Оптическая схема для получения уменьшенных изображений.

В трехмерном случае важно отметить, что полученное изображение оказывается анаморфным, то есть имеет разные коэффициенты увеличения по разным осям:

$$M(\theta, \psi) = M_0 \sqrt{1 + (M_0^2 - 1) \cos^2 \theta \cos^2 \psi}, \quad M_0 = \frac{b}{a}, \quad (1)$$

где  $\theta$  – угол наклона плоскости объекта к оптической оси,  $M(\theta, \psi)$  – увеличение вдоль направления, заданного в плоскости объекта углом  $\psi$  (см. рис. 2),  $M_0$  – коэффициент увеличения при  $\theta = \frac{\pi}{2}$ , т. е. в случае нормального расположения плоскости объекта.

Численное моделирование изображений, получаемых в данной оптической системе, проводилось в параксиальном приближении, используя интеграл дифракции Френеля:

$$E(x, y, z) = \frac{ke^{ikz}}{2\pi iz} \iint_{-\infty}^{+\infty} u_0(x', y') e^{\frac{ik(x-x')^2 + (y-y')^2}{2z}} dx' dy' \quad (2)$$

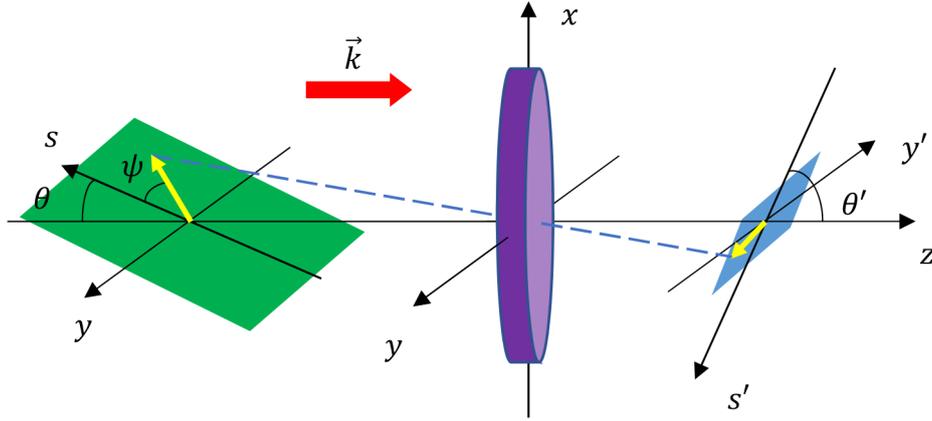


Рис. 2: Оптическая схема для получения уменьшенных изображений в трехмерном случае.

и его обобщение на случай наклонного положения плоскости объекта по отношению к оптической оси [4]:

$$E(x, y, z) = \frac{ke^{ikz}}{2\pi i} (x \cos \theta + z \sin \theta) \int_{-\infty}^{+\infty} dy' \int_{-\frac{z}{\cos \theta}}^{+\infty} ds' u_0(s', y') \frac{e^{ik \frac{(x-s' \sin \theta)^2 + (y-y')^2}{2(z+s' \cos \theta)}}}{(z + s' \cos \theta)^2}. \quad (3)$$

Моделирование линзы проводилось с помощью множителя  $\exp\left(-i \frac{k(x^2 + y^2)}{2f}\right)$ .

*Результаты численных расчетов и их обсуждение.* Численное моделирование было выполнено для длины волны 13.9 нм. Выбор данной длины волны излучения связан с наличием когерентных источников в рентгеновском диапазоне 11–15 нм [5, 6] (речь идет как о лабораторных рентгеновских лазерах, так и о генераторах гармоник ИК лазеров).

Параметры для расчета оптической схемы были подобраны так, чтобы иметь эффективное отражение излучения от шаблона  $\theta = 8^\circ$  и одновременно с этим близкое к прямому углу падение излучения на детектор, обеспечивающее существенное поглощение излучения  $\theta' = 65^\circ$ .

Остальные параметры оптической системы: числовая апертура линзы  $NA = 0.2$  фокусное расстояние линзы  $f = 1$  мм, расстояние  $a = 16.3$  мм, расстояние  $b = 1.07$  мм, уменьшение в направлении  $s$   $1/M(\theta) = 100$ , уменьшение в направлении  $y$   $1/M_0 = 16$ , размеры шаблона в виде прямоугольника (см. рис. 3(a))  $200 \times 400$  мкм<sup>2</sup>. Поле внутри прямоугольника равно 1, вне его 0.

В результате численного моделирования было получено изображение (рис. 3(б)), которое не содержит существенных искажений формы объекта.

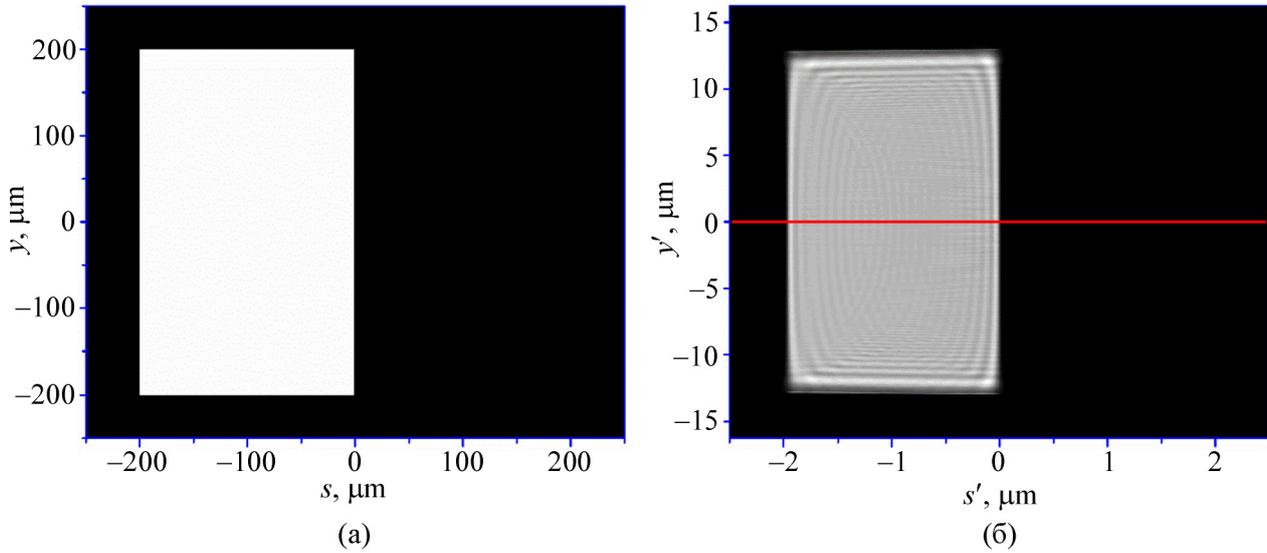


Рис. 3: (а) Распределение интенсивности тестового объекта – прямоугольника; (б) Распределение интенсивности в плоскости изображения, полученное в результате расчета с граничным условием в виде 3 (а).

Данный объект в виде прямоугольника специально был выбран, чтобы с помощью него найти разрешение этой оптической системы с помощью метода 10%–90% [7]. Распределение интенсивности на рис. 4 соответствует красной прямой на рис. 3(б). Данный метод позволяет найти разрешение по наклону линии интенсивности в тех точках, в которых при идеальной передаче изображения эти линии были бы вертикальными. На рис. 4 – это точки  $s' = -2$  и  $0$ . Сдвигая прямоугольный шаблон последовательно вдоль оси  $s$ , можно этим методом (10%–90%) найти разрешение вдоль всей оси  $s'$ , результат представлен на рис. 5 (на рис. 5 также представлены результаты расчетов для  $NA = 0.1$  и  $0.3$ ).

Т а б л и ц а 1

Зависимость разрешения  $\Delta$  и поля зрения  $L$   
от числовой апертуры  $NA$

$NA$	$\Delta$ , нм	$L$ , мкм
0.1	60	8
0.2	30	16
0.3	20	25

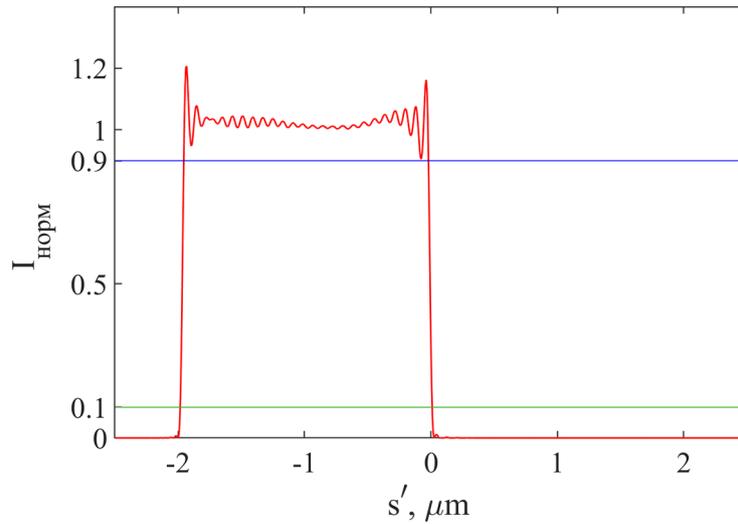


Рис. 4: Пропись нормированной интенсивности вдоль горизонтальной линии на рис. 3(б).

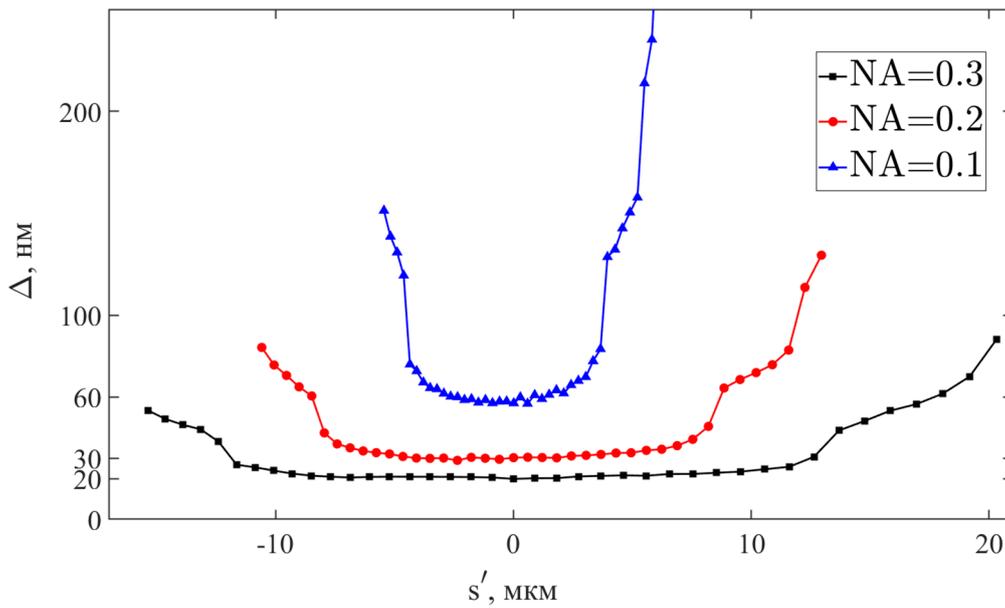


Рис. 5: Разрешение по оси  $s$ , найденное методом 10%–90%.

В табл. 1 представлены найденные из рис. 5 разрешения  $\Delta$  и поля зрения  $L$  по оси  $s$  в зависимости от числовой апертуры фокусирующего элемента  $NA$ . Данные в табл. 1 хорошо соответствуют известной зависимости  $\Delta \sim 1/NA$ .

Также оценить пространственное разрешение и поле зрения в данной оптической системе можно с помощью стандартного шаблона в виде звездочки (см. рис. 6).

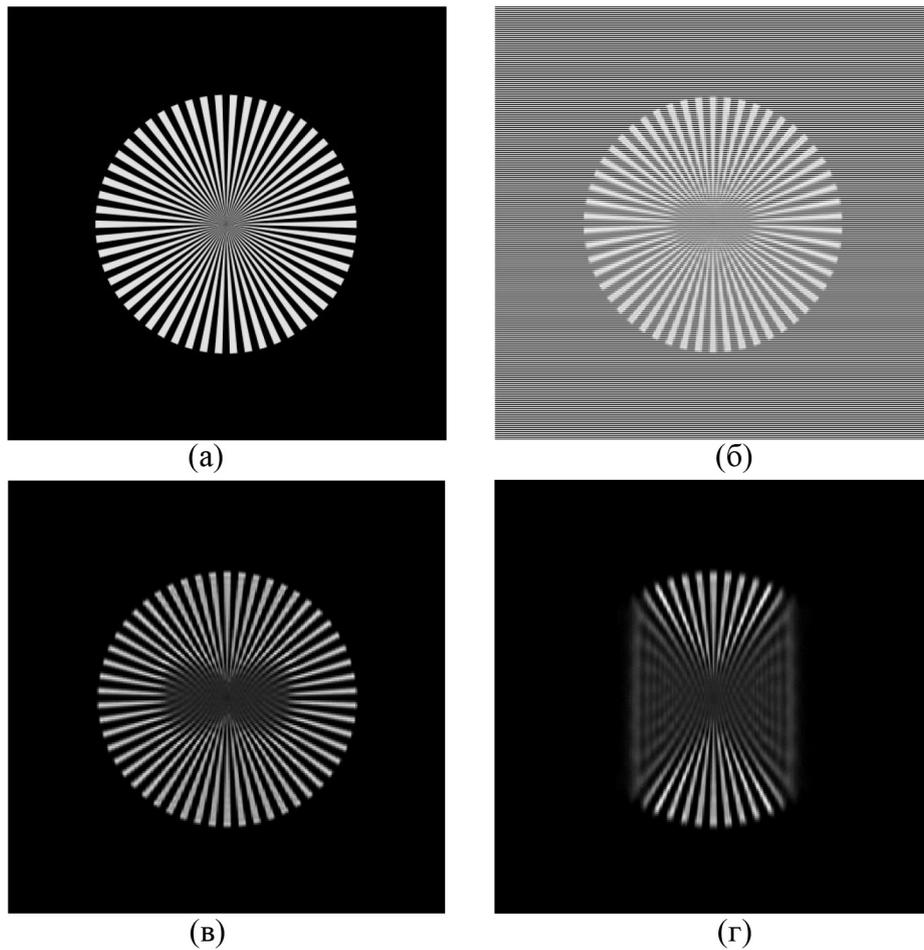


Рис. 6: (а) Стандартный образец. Результаты расчета для различных числовых апертур: (б)  $NA = 0.3$ , (в)  $NA = 0.2$ , (г)  $NA = 0.1$ .

Из приведенных расчетов на рис. 6 можно сделать вывод о том, что среди искажений, возникающих в данной оптической системе, можно выделить 2 вида: во-первых, это равномерное размытие изображения, которое получилось бы в случае идеальной линзой, и во-вторых, геометрическая тень конечной апертуры линзы. На рис. 6(б) и (в) наблюдается только равномерное размытие, тогда как на рис. 6(г) присутствуют оба этих вида искажений. Проведенный анализ показал, что с помощью когерентного излучения на длине волны излучения  $\sim 13$  нм можно получать уменьшенные изображения с пространственным разрешением  $20 \div 30$  нм при освещении отражательных масок под небольшими углами скольжения.

*Заключение.* В рамках предложенного теоретического подхода, основанного на параксиальном приближении, рассмотрена практически важная для освоения новых диа-

пазонов рентгеновских волн схема оптической литографии с наклонной отражающей маской и освещением шаблона рентгеновским когерентным пучком под скользящими углами меньше критического угла ( $0.1\text{--}20^\circ$ ). В данной оптической схеме изображение объекта располагается на наклонной оптически сопряженной к объекту плоскости. Достоинством схемы является возможность применения наклонных отражающих масок в диапазоне длин волн  $0.1\text{--}50$  нм, в том числе, за пределами рабочего спектрального диапазона многослойной рентгеновской оптики нормального падения.

Авторы благодарны И. А. Артюкову, А. В. Виноградову за полезные обсуждения. Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (направление “Ядерная и радиационная физика”).

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] M. Baba, M. Nishikino, N. Hasegawa, et al., *Japanese Journal of Applied Physics* **53**, 080302 (2014). DOI: 10.7567/JJAP.53.080302.
- [2] N. Laanait, E. B. Callagon, Z. Zhang, et al., *Science* **349**(6254), 1330 (2015). DOI: 10.1126/science.aab3272.
- [3] И. А. Артюков, А. С. Бусаров, А. В. Виноградов, Н. Л. Попов, *Квантовая электроника* **46**(9), 839 (2016). DOI: 10.1070/QEL16177.
- [4] I. A. Artyukov, A. V. Popov, A. V. Vinogradov, *Proc. SPIE* **7451**, 745114-1 (2009). DOI: org/10.1117/12.825929.
- [5] B. A. Reagan, M. Berrill, K. A. Wernsing, et al., *Physical Review A* **89**(5), 053820 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevA.89.053820.
- [6] S. Hädrich, A. Klenke, J. Rothhardt, et al., *Nature Photonics* **8**(10), 779 (2014). DOI: 10.1038/nphoton.2014.214.
- [7] C. Jacobsen, *X-ray Microscopy* (Cambridge, University Press, 2020).

Поступила в редакцию 11 апреля 2024 г.

После доработки 29 мая 2024 г.

Принята к публикации 30 мая 2024 г.