

## РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА

# О получении уменьшенных рентгеновских изображений при отражении излучения от шаблона под критическими углами

И.А.Артюков, А.С.Бусаров, А.В.Виноградов, Н.Л.Попов

Предложены и промоделированы оптические схемы для получения уменьшенных изображений с помощью рентгеновских лазеров или генераторов гармоник в области длин волн  $\sim 14$  нм. Шаблон в этом случае располагается под малым углом к оптической оси, соответствующим углу полного внешнего отражения материала. Определены оптимальное положение детектора (резиста) и пространственное разрешение. Результаты могут быть использованы при решении задач нанотехнологий и наноструктурирования поверхностей.

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

## 1. Введение

Печать с уменьшением и литография с помощью излучения являются важными методами для нанотехнологий и нанoeлектроники [1, 2]. Во многих случаях в них используются уменьшенные изображения предварительно созданной маски на слое резиста, покрывающем функциональный материал. Постоянное стремление производить детали все меньших размеров актуализирует применение излучения со все более короткими длинами волн, которые сейчас достигли 13 нм [3–5], обсуждается длина волны 6.7 нм [6]. Из-за высокого поглощения использование масок, работающих на просвет в этом диапазоне и для более коротких длин волн, проблематично. В то же время известно, что изображения с хорошим разрешением получают с помощью оптики нормального падения, когда образцы освещаются под прямым углом к поверхности. Это приводит к получению изображений с использованием отражающих масок с многослойным покрытием [7]. Однако коэффициент отражения зеркал при нормальном падении резко снижается при уменьшении длины волны ниже 6 нм [8]. Цель настоящей работы – исследовать возможность получения уменьшенных изображений отражающих масок, освещаемых при углах скользкого падения, близких к углам полного внешнего отражения, в том числе и для жесткого рентгеновского излучения.

## 2. Двумерная геометрия

Рентгеновское излучение отражается от поверхности образца при углах скольжения, меньших критического. Поэтому оптическая система должна обеспечить помимо подобия объекта и изображения достаточно большой угол падения на детектор (иначе излучение отразится и от детектора) при малом угле отражения от объекта.

И.А.Артюков, А.С.Бусаров, А.В.Виноградов, Н.Л.Попов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: albusarov@mail.ru

Поступила в редакцию 6 июля 2016 г.

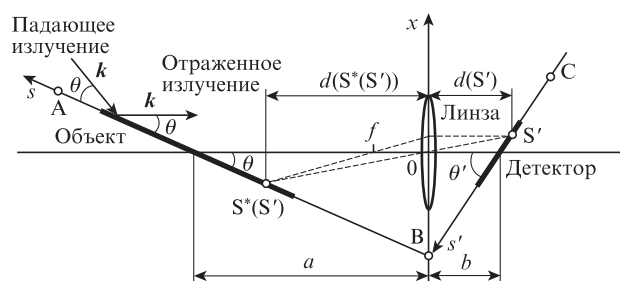


Рис.1. Схема оптической системы:

$\theta, \theta'$  – углы наклона к оси  $z$  плоскостей объекта и изображения (детектора) соответственно;  $a$  – расстояние от объекта до линзы;  $b$  – расстояние от линзы до изображения;  $k$  – волновой вектор;  $S^*(S')$  – прообраз точки  $S'$ ;  $d(S')$  – расстояние от точки  $S'$  до оси  $x$ ;  $d(S^*(S'))$  – расстояние от точки  $S^*(S')$  до оси  $x$ .

Если объект расположен наклонно к оси оптической системы, то изображение получается также на наклонной плоскости, оптически сопряженной с объектом. В частности, в двумерной геометрии объект и изображение располагаются на одном луче, проходящем через оптическую систему (луч ABC на рис.1). Если речь идет о печати с уменьшением (литография), то угол наклона к оптической оси увеличивается. Проиллюстрируем сказанное на языке параксиальной волновой оптики в случае идеальной оптической системы в двумерной геометрии. Для этого проведем наглядный волновой анализ формирования изображения наклонного объекта в оптической системе\*.

Рассмотрим пространственную гармонику  $\exp(iqs)$  в плоскости объекта (рис.1), описываемой уравнениями

$$\begin{aligned} x &= s \sin \theta, \\ z &= -a - s \cos \theta, \end{aligned} \quad (1)$$

и определим поле, создаваемое ею за линзой, используя параболическое волновое уравнение

\* Строгое рассмотрение имеется в работах [9, 10]. Стандартный случай вертикального объекта описан в монографии [11].

$$\frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x^2} + 2ik \frac{\partial u(x, z)}{\partial z} = 0. \tag{2}$$

Его решением с граничным условием, заданным на наклонном объекте, является

$$u_1(x, z) = \left[ i\alpha(q)x - i \frac{\alpha^2(q)}{2k} (z + a) \right], \tag{3}$$

$$u_1(x = s \sin \theta, z = -a - s \cos \theta) = \exp(iqs), \tag{4}$$

где  $\alpha(q)$  определяется уравнением

$$\alpha(q) \sin \theta + \frac{\alpha^2(q)}{2k} \cos \theta = q. \tag{5}$$

Действие идеальной линзы можно описать фазовым множителем  $T(x) = \exp[-ikx^2/(2f)]$ , где  $f$  – фокусное расстояние, так что на правой стороне линзы поле

$$u_2(x, z = 0) = u_1(x, z = 0)T(x). \tag{6}$$

Оставаясь в рамках параксиального приближения, поле справа от линзы можно найти с помощью интеграла Френеля:

$$u_2(x, z) = \sqrt{k/(2\pi iz)} \int_{-\infty}^{\infty} dx' u_2(x', z = 0) \times \exp\left[ \frac{ik(x - x')^2}{2z} \right]. \tag{7}$$

Подставляя (3) в (6), а затем результат в (7), вычисляя интеграл и проводя элементарные преобразования, получаем

$$u_2(x, z) = \frac{1}{i\sqrt{z/f - 1}} \exp\left[ i \frac{kx^2}{2f(z/f - 1)} \right] \times \exp\left\{ \frac{i}{z/f - 1} \left[ -\alpha(q)x - \frac{\alpha^2(q)}{2k} a \left( \frac{1}{f} - \frac{1}{a} \right) \left( z - \frac{1}{1/f - 1/a} \right) \right] \right\}. \tag{8}$$

Перепишем (5) в следующем виде:

$$\alpha(q) = \frac{q}{\sin \theta} - \frac{\alpha^2(q)}{2k} \frac{1}{\tan \theta}. \tag{9}$$

Подставим (9) в (8), тогда

$$u_2(x, z) = \exp\left[ i \frac{kx^2}{2f(z/f - 1)} \right] (i\sqrt{z/f - 1})^{-1} \times \exp\left\{ \frac{i}{z/f - 1} \left[ -\frac{qx}{\sin \theta} + \frac{\alpha^2(q)}{2k \tan \theta} \right] \right\} \times \left[ x - a \left( \frac{1}{f} - \frac{1}{a} \right) \tan \theta \left( z - \frac{1}{1/f - 1/a} \right) \right]. \tag{10}$$

Полученное выражение (10) определяет поле за линзой в форме, удобной для дальнейшего рассмотрения.

Найдем теперь искомое изображение, т.е. поле на плоскости, оптически сопряженной с плоскостью объекта. Как отмечено во Введении, в двумерной геометрии это

луч ABC на рис. 1. Уравнение его за линзой имеет следующий вид:

$$x - (z - b) \tan \theta' = 0, \tag{11}$$

где

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}; \quad \tan \theta' = \frac{1}{M_0} \tan \theta; \quad M_0 = \frac{b}{a}. \tag{12}$$

Уравнение для плоскости (11) можно переписать в параметрическом виде:

$$x(s') = -s' \sin \theta', \tag{13}$$

$$z(s') = b - s' \cos \theta'.$$

Подставим параметрическое уравнение (13) в (10), при этом коэффициент при  $\alpha^2(q)$  в показателе экспоненты (10) окажется, учитывая соотношения (12), равным нулю, и в итоге получим

$$u(s') = u_2(x(s'), z(s')) = \exp\left\{ i \frac{kx^2(s')}{2f[z(s')/f - 1]} \right\} \times [i\sqrt{z(s')/f - 1}]^{-1} \exp\left\{ \frac{iqs'}{[z(s')/f - 1] \sin \theta / \sin \theta'} \right\}. \tag{14}$$

Таким образом, поле объекта, заданного в виде гармоник  $\exp(iqs)$ , переходит в поле (14). Следовательно, поле произвольного объекта

$$u_0(s) = \int_{-\infty}^{\infty} dq U_0(q) \exp(iqs) \tag{15}$$

переходит в плоскости изображения в поле вида

$$u(s') = \exp\left[ i \frac{kx^2(s')}{2fQ(s')} \right] [i\sqrt{Q(s')}]^{-1} u_0(s^*(s')), \tag{16}$$

где

$$s^*(s') = \frac{s'}{Q(s') \sin \theta / \sin \theta'}; \quad Q(s') = \frac{z(s')}{f} - 1. \tag{17}$$

Формула (16) – главный результат данного раздела – показывает, что наклонный объект и его изображение располагаются на одном луче, проходящем через оптическую систему. Она является прямым следствием выражения для поля за линзой (10).

Выражение для интенсивности в плоскости изображения  $I(s') = |u(s')|^2$  будет иметь вид

$$I(s') = \frac{1}{Q(s')} I_0(s^*(s')), \tag{18}$$

где  $I_0(s^*(s'))$  – интенсивность в плоскости объекта.

Можно показать, что  $S^*(S')$  – прообраз точки  $S'$  на объекте, построенный согласно законам геометрической оптики (рис.1). Также укажем геометрический смысл  $Q(s')$ . Легко показать, что  $Q(s')$  – отношение двух расстояний:

$$Q(s') = \frac{d(s')}{d(s^*(s'))}, \tag{19}$$

где  $d(s')$  и  $d(s^*(s'))$  – расстояния от точки  $S'$  и сопряженной с ней точки  $S^*(S')$  до линзы (рис.1). С помощью соотношений (12), (13) и (18) можно получить следующее равенство:

$$Q(s') = \frac{M_0}{1 + [s^*(s')/f]M_0 \cos \theta}. \quad (20)$$

Пусть распределение интенсивности объекта  $I_0(s)$  задано вблизи оптической оси для  $s \in (-s_0, s_0)$ , при этом имеет смысл рассматривать такие  $s'$ , чтобы  $s^*(s') \in (-s_0, s_0)$ . Тогда при выполнении условия

$$\frac{s_0}{f} M_0 \ll 1, \quad (21)$$

учитывая равенство (20) и первую из формул (17), имеем оценки

$$Q(s') \approx M_0, \quad s^*(s') \approx \frac{s'}{M_0 \sin \theta / \sin \theta'}. \quad (22)$$

В этом случае можно записать (18) в виде

$$I(s') = \frac{1}{M_0} I_0 \left( \frac{s'}{M(\theta)} \right), \quad (23)$$

где коэффициент увеличения

$$M(\theta) = M_0 \sqrt{1 + (M_0^2 - 1) \cos^2 \theta}, \quad (24)$$

поскольку, как легко найти, используя второе из соотношений (12),

$$\frac{\sin \theta}{\sin \theta'} = \sqrt{1 + (M_0^2 - 1) \cos^2 \theta}. \quad (25)$$

Как видно из формулы (23), изображение получается подобным объекту.

### 3. Трехмерный случай

Можно убедиться, что в трехмерной геометрии (рис.2) соответствующее (18) выражение имеет вид

$$I(s', y') = \frac{1}{Q^2(s')} I_0 \left( s^*(s'), \frac{y'}{Q(s')} \right). \quad (26)$$

Вывод формулы (26) приведен в Приложении. В (26) распределения  $I(s', y')$  и  $I_0(s, y)$  соответствуют интенсивностям в плоскостях изображения и объекта, величины  $s^*(s')$  и  $Q(s')$  совпадают с приведенными в (17).

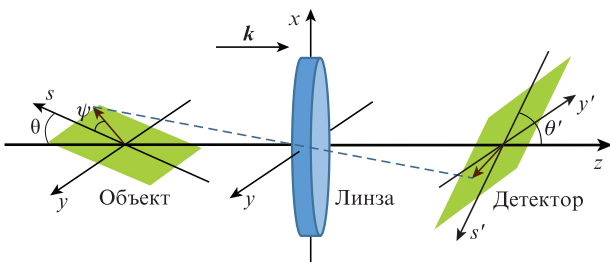


Рис.2. Схема оптической системы для трехмерного случая.

Если распределение интенсивности объекта  $I_0(s, y)$  задано вблизи оптической оси для  $s \in (-s_0, s_0)$ , то при выполнении условия (21) справедливы оценки (22) и выражение (26) можно записать в виде

$$I(s', y') = \frac{1}{M_0^2} I_0 \left( \frac{s'}{M(\theta)}, \frac{y'}{M_0} \right), \quad (27)$$

где  $M(\theta)$  определяется соотношением (24). Таким образом, коэффициент увеличения равен  $M(\theta)$  по оси  $s'$  и  $M_0$  по оси  $y'$ . Приведем также формулу для  $M(\theta, \psi)$  – коэффициента увеличения вдоль направления, заданного в плоскости объекта углом  $\psi$  (рис.2):

$$M(\theta, \psi) = M_0 \sqrt{1 + (M_0^2 - 1) \cos^2 \theta \cos^2 \psi}. \quad (28)$$

Формулы (27) и (28) обобщают выражения (23) и (24) на трехмерный случай.

### 4. Получение уменьшенных изображений. Литография

Все изложенное в разд.2 и 3 справедливо как для литографии ( $M(\theta) < 1$ ), так и для микроскопии ( $M(\theta) > 1$ ). Существенное различие между ними заключается в угле скольжения пучка по отношению к записывающей среде. В литографии он увеличивается ( $\theta' > \theta$ ), а в микроскопии уменьшается ( $\theta' < \theta$ ). Как отмечалось выше, это создает дополнительную проблему. Действительно, излучение падает на детектор под углами, меньшими углов падения на объект, и, следовательно, будет отражаться, вместо того чтобы поглощаться. Эта проблема требует специального рассмотрения. В нашей работе мы ограничимся задачами литографии и наноструктурирования ( $M(\theta) < 1$ ), имея в виду применение когерентных источников с длиной волны  $\sim 13$  нм. Этот диапазон в настоящее время освоен как лабораторными рентгеновскими лазерами [12], так и генераторами гармоник ИК лазеров [13], в связи с чем можно говорить об экспериментальной апробации предлагаемого метода.

Приведем результаты расчета оптической схемы, обеспечивающей эффективное отражение излучения с  $\lambda = 13.9$  нм от шаблона и одновременно близкое к нормальному падению излучения на детектор, а также найдем ее разрешение.

Были выбраны следующие параметры: угол падения на шаблон  $\theta = 0.140$  рад (угол отражения от шаблона такой же), фокусное расстояние линзы  $f = 1$  мм, расстояние от центра шаблона до линзы  $a = 16.341$  мм, расстояние от линзы до центра изображения  $b = 1.065$  мм, коэффициент увеличения  $M(\theta) = 0.01$  в направлении оси  $s$ , коэффициент увеличения  $M_0 = 0.0652$  в направлении оси  $y$ , угол падения на детектор  $\theta' = 1.14$  рад, размер шаблона в виде меандра, состоящего из пяти прямоугольных полос (рис.3),  $500 \times 500$  мкм ( $s_0 = 250$  мкм).

В результате численного моделирования было получено изображение, приведенное на рис.4, которое не содержит заметных искажений формы и распределения интенсивности объекта.

Для количественной оценки разрешения был применен метод 10%–90%. Распределение интенсивности на рис.5 отвечает вертикальной линии на рис.4. Также на рис.5 проведены два уровня, соответствующие интенсивностям 10% и 90%. Получается по десять точек пересече-

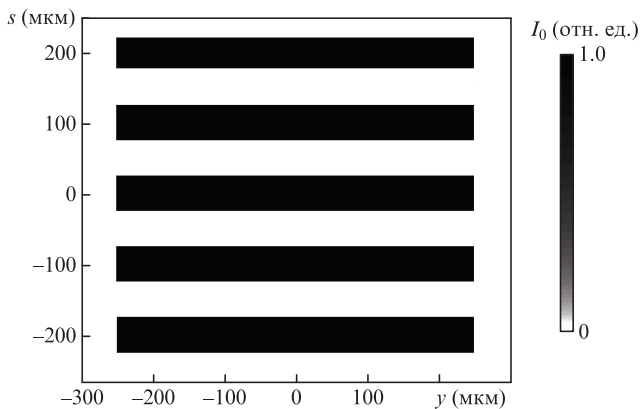


Рис.3. Распределение интенсивности тестового объекта – меандра.

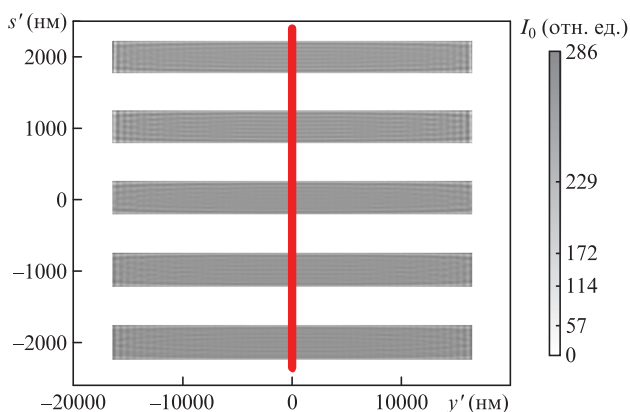


Рис.4. Распределение интенсивности на детекторе после прохождения излучения через оптическую схему (линзу). Вертикальной линии соответствует зависимость на рис.5.

ния линии интенсивности с каждым из этих уровней, обозначим координаты данных точек  $s'_{i10\%}$  и  $s'_{i90\%}$ , где  $i = 1 - 10$ . Далее была построена зависимость  $\Delta$  от  $s'$  по десяти точкам (рис.6), соответствующим «сторонам ступенек» на рис.5 (две «стороны» у каждой из пяти «ступенек»), при этом  $\Delta_i = |s'_{i10\%} - s'_{i90\%}|$ , а  $s'_i = (s'_{i10\%} + s'_{i90\%})/2$ . Интенсивность на рис.5 нормирована на удвоенное значение средней интенсивности.

Величина  $\Delta$  как раз и принимается в данном методе за разрешение. Таким образом, для оси  $s'$  разрешение  $\Delta \approx 20$  нм при значении апертуры  $NA = 0.3$ , около 30 нм при  $NA = 0.2$  и около 60 нм для  $NA = 0.1$ , что хорошо согласуется с известным законом  $\Delta \propto 1/NA$  (поскольку во всех трех случаях  $\Delta \cdot NA \approx 6$ ).

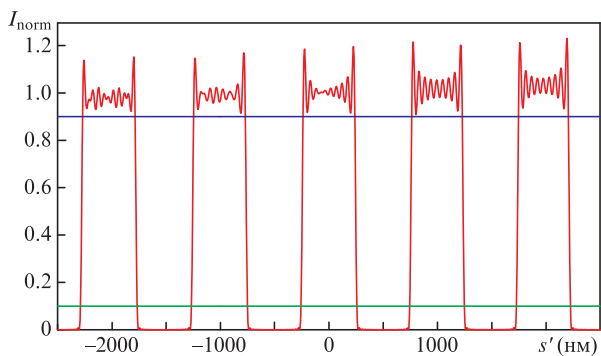


Рис.5. Нормированное распределение интенсивности, соответствующее вертикальной линии на рис.4.

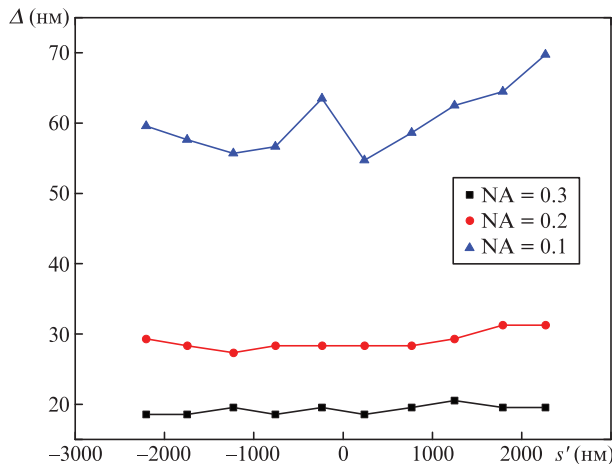


Рис.6. Определение разрешения по оси  $s'$  методом 10%–90%.

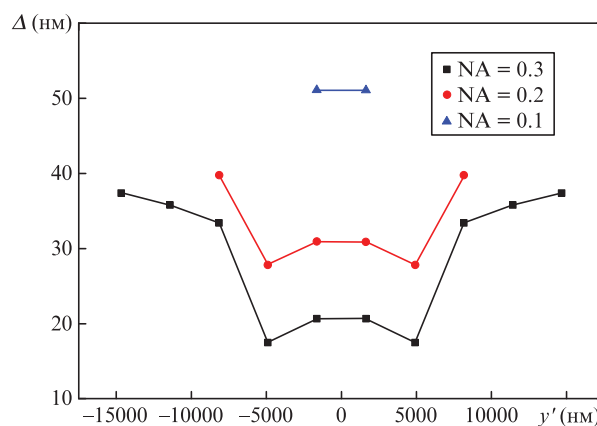


Рис.7. Определение разрешения по оси  $y'$  методом 10%–90%.

Аналогичным образом была рассчитана разрешающая способность схемы по оси  $y$  (рис.7). Для оси  $y$  разрешение  $\Delta \approx 20$  нм при  $NA = 0.3$ , около 30 нм при  $NA = 0.2$  и около 50 нм для  $NA = 0.1$ , что хорошо коррелирует с приведенным выше выражением  $\Delta \propto 1/NA$ .

Искажения, вносимые линзой с конечной апертурой, можно разделить на два вида: во-первых, равномерное размытие изображения, полученного идеальной линзой, и, во-вторых, геометрическая тень конечной апертуры. На рис.6 присутствует только равномерное размытие, тогда как на рис.7 представлены оба вида искажений. Проведенный анализ показал, что использование когерентного излучения на длине волны 13.9 нм позволяет получать уменьшенные изображения при освещении масок под скользящими углами. При этом возможно создание наноструктур с деталями размером 20–30 нм. Дифракция и наклон объекта никаких видимых искажений в подобию маски и в ее изображения не вносят.

### 5. Заключение

Таким образом, предложен новый метод литографии с отражающей маской. Он допускает наклонное освещение шаблона когерентным пучком под углом, меньшим критического. Достоинством метода является возможность использования наклонных масок в широком диапазоне длин волн, в частности там, где многослойная рентгеновская оптика нормального падения неприменима. На-

пример, при использовании лазеров на свободных электронах в диапазоне длин волн 4–0.1 нм [14].

Авторы благодарны А.В.Гончарскому за обсуждение работы.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований президиума РАН «Фундаментальные и прикладные проблемы фотоники и физика новых оптических материалов».

### Приложение

Действуя аналогично двумерному случаю, рассмотрим трехмерный случай. Зададим в виде произведения гармоник  $u_0(s, y) = \exp(iqs + ipy)$  поле в плоскости объекта (см. рис.2)

$$x = s \sin \theta, \tag{П1}$$

$$z = -a - s \cos \theta$$

и определим поле, создаваемое ими за линзой, используя параболическое волновое уравнение, которое в трехмерном случае имеет вид

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0. \tag{П2}$$

Легко убедиться, что решением уравнения (П2) с граничным условием, заданным на наклонном объекте, является

$$u_1(x, y, z) = \exp \left[ i\alpha x + i\beta y - i \frac{\alpha^2 + \beta^2}{2k} (z + a) \right], \tag{П3}$$

$$u(x = s \sin \theta, y, z = -a - s \cos \theta) = \exp(iqs + ipy), \tag{П4}$$

где величины  $\beta$  и  $\alpha = \alpha(q, p)$  определяются уравнениями

$$\beta = p, \quad \alpha(q, p) \sin \theta + \frac{\alpha^2(q, p) + p^2}{2k} \cos \theta = q. \tag{П5}$$

Действие идеальной линзы в трехмерном случае можно описать фазовым множителем  $T(x, y) = \exp[-ik(x^2 + y^2)/(2f)]$ , где  $f$  – фокусное расстояние, так что на правой стороне линзы поле

$$u_2(x, y, z = 0) = u_1(x, y, z = 0)T(x, y). \tag{П6}$$

Оставаясь в рамках параксиального приближения, поле справа от линзы, можно найти с помощью интеграла Френеля:

$$u_2(x, y, z) = \frac{k}{2\pi iz} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx' dy' u_2(x', y', z = 0) \times \exp \left[ ik \frac{(x - x')^2 + (y - y')^2}{2z} \right]. \tag{П7}$$

Подставляя (П3) в (П6), а затем результат в (П7) и проводя соответствующие вычисления и элементарные преобразования, получаем

$$u_2(x, y, z) = -\frac{1}{zf - 1} \exp \left[ i \frac{k(x^2 + y^2)}{2f(z/f - 1)} \right] \times \exp \left\{ \frac{i}{zf - 1} \left[ -\alpha(q, p)x - py - \frac{\alpha^2(q, p) + p^2}{2k} \right] \right\} \times a \left( \frac{1}{f} - \frac{1}{a} \right) \left( z - \frac{1}{1/f - 1/a} \right). \tag{П8}$$

Перепишем (П5) в следующем виде:

$$\alpha(q, p) = \frac{q}{\sin \theta} - \frac{\alpha^2(q, p) + p^2}{2k} \frac{1}{\tan \theta}. \tag{П9}$$

Подставим (П9) в (П8), тогда

$$u_2(x, y, z) = -\frac{1}{zf - 1} \exp \left[ i \frac{k(x^2 + y^2)}{2f(z/f - 1)} \right] \times \exp \left\{ \frac{i}{zf - 1} \left[ -\frac{qx}{\sin \theta} - py + \frac{\alpha^2(q, p) + p^2}{2k \tan \theta} \right] \right\} \times \left[ -x - a \left( \frac{1}{f} - \frac{1}{a} \right) \left( z - \frac{1}{1/f - 1/a} \right) \right]. \tag{П10}$$

Полученное выражение (П10) определяет поле за линзой в форме, удобной для дальнейшего рассмотрения.

Найдем теперь искомое изображение, т. е. поле на плоскости, оптически сопряженной с плоскостью объекта. Уравнение этой плоскости имеет вид

$$x - (z - b) \tan \theta' = 0, \tag{П11}$$

где

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}; \quad \tan \theta' = \frac{1}{M_0} \tan \theta; \quad M_0 = \frac{b}{a}. \tag{П12}$$

Уравнение для плоскости (П11) можно переписать в параметрическом виде:

$$\begin{aligned} x(s') &= -s' \sin \theta', \\ y(y') &= -y', \\ z(s') &= b - s' \cos \theta'. \end{aligned} \tag{П13}$$

Подставим параметрическое уравнение (П13) в (П10), при этом коэффициент при  $\alpha^2(q, p) + p^2$  в показателе экспоненты (П10) окажется, учитывая соотношения (П12), равным нулю, и в итоге получим

$$u(s', y') = u_2(x(s'), y(y'), z(s')) = \exp \left\{ i \frac{k[x^2(s') + y'^2]}{2f[z(s')/f - 1]} \right\} \times [z(s')/f - 1]^{-1} \exp \left\{ \frac{iqs'}{(\sin \theta / \sin \theta')[z(s')/f - 1]} + \frac{ipy'}{z(s')/f - 1} \right\}. \tag{П14}$$

Таким образом, поле объекта, заданного в виде произведения гармоник  $\exp(iqs + ipy)$ , переходит в поле (П14). Тогда поле объекта произвольного вида

$$u_0(s, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dq dp U_0(q, p) \exp(iqs + ipy) \quad (\text{П15})$$

переходит в плоскости изображения в поле

$$u(s', y') = -\exp\left\{i \frac{k[x^2(s') + y'^2]}{2f[z(s')/f - 1]}\right\} [z(s')/f - 1]^{-1} \times u_0\left(\frac{s'}{(\sin \theta / \sin \theta') [z(s')/f - 1]}, \frac{y'}{z(s')/f - 1}\right). \quad (\text{П16})$$

Отсюда сразу следует соотношение (26) для интенсивности поля изображения  $I(s', y') = |u(s', y')|^2$ :

$$I(s', y') = \frac{1}{Q^2(s')} I_0\left(s^*(s'), \frac{y'}{Q(s')}\right).$$

1. Madou M. *Fundamentals of Microfabrication and Nanotechnology* (Boca Raton, FL: CRC Press, 2011, Vol. 2).
2. Pease R.F., Chou S.Y. *Proc. IEEE*, **96** (2), 248 (2008).

3. Wachulak P.W., Capeluto M.G., Marconi M.C., Menoni C.S., Rocca J.J. *Opt. Express*, **15** (6), 3465 (2007).
4. Li W., Marconi M.C. *Opt. Express*, **23** (20), 25532 (2015).
5. Pirati A., Smith D., Minnaert A., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **9422**, 94221P (2015).
6. Otsuka T., Li B., O'Gorman C., Cummins T., Kilbane D., Higashiguchi T., Yugami N., Jiang W., Endo A., Dunne P., O'Sullivan G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8322**, 832214 (2012).
7. Hector S., Mangat P. *J. Vac. Sci. Technol., B*, **19** (6), 2612 (2001).
8. Andreev S.S., Bibishkin M.S., Chkhalo N.I., Kluev E.B., Prokhorov K.A., Salashchenko N.N., et al. *J. Synchrotron Radiat.*, **10** (5), 358 (2003).
9. Artyukov I.A., Mitrofanov A.N., Popov A.V., Vinogradov A.V. *Proc. of the 12th Int. Conf. on X-ray Lasers* (Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 2010, pp 329–340).
10. Artyukov I.A., Busarov A.S., Popov N.L., Vinogradov A.V. *Proc. of the 13th Int. Conf. on X-Ray Lasers* (Paris, France: Springer Proceedings in Physics, 2014, Vol. 147, pp 19–27).
11. Papoulis A. *Systems and Transforms with Applications in Optics* (Malabar, FL: Krieger, 1981).
12. Rocca J. et al. *Phys. Rev. A*, **89**, 053820 (2014).
13. Hädrich S. et al. *Nat. Photonics*, **8**, 779 (2014).
14. Ribic P.R., Margaritondo G. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **45**, 213001 (2012).