

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

Бусаров Александр Сергеевич

**МЕТОДЫ ВОЛНОВОЙ ОПТИКИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ
ИЗОБРАЖЕНИЙ НАКЛОННЫХ ОБЪЕКТОВ**

Специальность: 1.3.6 – Оптика

Автореферат диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2023

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН.

Научный руководитель: **Виноградов Александр Владимирович**,
доктор физико-математических наук, профессор

Официальные оппоненты: **Горай Леонид Иванович**,
доктор физико-математических наук,
главный научный сотрудник ФГБУВОН
Академического университета имени
Ж.И. Алфéroва (город С.-Петербург)

Бузмаков Алексей Владимирович,
кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник лаборатории
рефлектометрии и малоуглового рассеяния
Института кристаллографии ФНИЦ
"Кристаллография и фотоника" РАН

Ведущая организация: ФГБУН Институт проблем технологий
микроэлектроники и особо чистых
материалов РАН (Московская обл., г. Черноголовка)

Защита состоится 19 декабря 2023 г. в 10:00 на заседании диссертационного совета 24.1.262.01 на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физического института им. П.Н. Лебедева РАН по адресу: 119991, Москва, Ленинский проспект, д. 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФИАН и на сайте института www.lebedev.ru.

Автореферат разослан « ____ » _____ 2023 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета 24.1.262.01,
доктор физико-математических наук

А.С. Золотко

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследования

В настоящее время существует потребность исследования поверхностей различных материалов и процессов на наномасштабах, в том числе абляции, фазовых переходов, процессов самоорганизации, физико-химических превращений и др. Чтобы наблюдать их, нужна длина волны, которая сможет обеспечить соответствующее пространственное разрешение. С одной стороны, чем меньше длина волны, тем выше разрешение можно получить. С другой стороны, для некоторых задач важную роль играет глубина проникновения излучения в материал. Наконец, с уменьшением длины волны источники и оптика становятся менее доступны и дороже. С учётом указанных факторов во многих задачах нанопластики и нанотехнологий наблюдения ведутся с помощью излучения с энергией фотонов 0,1-10 кэВ. Поскольку исследуются поверхности и плёнки на них, то изображения естественно получать с помощью микроскопа, использующего отражение от поверхности образца. Однако, при таких длинах волн существенная доля излучения отражается лишь при малых углах скольжения $\leq 10^\circ$. Таким образом, появляется идея создания рентгеновского микроскопа, работающего на отражении при скользящих углах (grazing incidence reflection-type X-ray microscope) [1-4]. В данной работе рассматривается одна из возможных оптических схем такого микроскопа.

Другой круг задач, приводящих к изображениям наклонных объектов, связан с использованием рентгеновского излучения для печати с уменьшением – одной из важных технологий микроэлектроники и микролитографии. Во многих случаях в них используется получение уменьшенных изображений предварительно созданной маски на слое резиста, покрывающем функциональный материал. Постоянное стремление производить элементы всё меньших размеров актуализирует применение в промышленной электронике все более коротких длин

волн, которые сейчас достигли 13 нм [5-7], обсуждается длина волны 6.7 нм [8]. Из-за большого поглощения маски, работающие на просвет, в этом диапазоне проблематичны. В то же время известно, что изображения с хорошим разрешением получают с помощью оптики нормального падения, в которой образцы освещаются под прямым углом к поверхности. Это приводит к использованию отражающих масок с многослойным покрытием [9]. Однако, и в этом случае коэффициент отражения при нормальном падении резко падает при уменьшении длины волны [10] и возникает вопрос о скользящем падении [11].

Цели и задачи

Целью данной диссертационной работы является разработка теории оптических преобразований при наклонном освещении объектов и разработка методов моделирования изображающих оптических систем в такой геометрии.

Для достижения этой цели в рамках диссертационной работы решались следующие задачи:

1. Получение интегральных преобразований амплитуды поля при прохождении излучения в изображающих оптических системах, содержащих наклонные объекты.
2. Использование полученных преобразований для моделирования оптических схем в геометриях увеличения и уменьшения для задач микроскопии и литографии мягкого рентгеновского диапазона.
3. Определение в упомянутых системах разрешения и поля зрения для разных числовых апертур.

Научная новизна

1. В параболическом приближении получены формулы оптического преобразования для тонкой линзы, связывающего поля в плоскостях объекта и детектора, при наклонном положении объекта и детектора.
2. С помощью этих преобразований разработан метод анализа и моделирования волновых процессов в оптических схемах рентгеновской микроскопии и литографии при наклонном и скользящем освещении объекта, что позволяет выйти за рабочий диапазон применения многослойной рентгеновской оптики нормального падения.

Практическая значимость работы

Предложенные и использованные в работе методы анализа эффективности и моделирования оптических схем могут найти применение при разработке схем печати и получения изображений в коротковолновом диапазоне спектра: сотни – тысячи электронвольт, где целесообразно или необходимо наклонное освещение объектов и литографических масок.

Благодаря свойствам параболического уравнения (простота, сохранение энергии, применимость к задачам взаимодействия рентгеновского излучения с веществом и пр.), а также удобству его численной реализации, предложенный в диссертации подход допускает обобщения на различные практические задачи рентгеновской и ультрафиолетовой оптики. В частности, его можно использовать для моделирования многокомпонентных рентгеновских систем с дифракционными и преломляющими оптическими элементами.

Результаты расчётов дифракции на объектах, расположенных на наклонной плоскости, также могут быть использованы в работах по рентгеновским

линзовым и безлинзовым способам контроля сверхгладких поверхностей, микро- и наноструктур, а также интегральных схем.

Методология и методы исследования

Диссертационная работа выполнена в квазиоптическом приближении с использованием параболического волнового уравнения (ПВУ). Впервые ПВУ было опубликовано в работе М. А. Леонтовича и В. А. Фока «Решение задачи о распространении электромагнитных волн вдоль поверхности земли по методу параболического уравнения» в ЖЭТФ в 1946 г. [12]. ПВУ можно вывести из скалярного уравнения Гельмгольца, осуществляя параболическое приближение.

Решением ПВУ с граничным условием в плоскости, перпендикулярной вектору \vec{k} распространению излучения, является хорошо известный интеграл Френеля. Этот дифракционный интеграл и его обобщение, являющееся решением ПВУ с наклонным относительно вектора \vec{k} граничным условием (т.н. АВП – интеграл¹ [13]), являются основой расчета в данной работе.

Положения, выносимые на защиту

1. Применение дифракционного АВП - интеграла расширяет использование теории оптических преобразований на случай наклонного расположения объекта и детектора для диапазонов волн, ранее не используемых в практике рентгеновской микроскопии и литографии.
2. Волновые эффекты, связанные с наклонным положением объекта при формировании его изображения в сопряженной плоскости, представляются в виде поправки к выражению, соответствующему геометрической оптике.

¹ АВП – интеграл - дифракционный интеграл, полученный в рамках параксиального приближения в совместной работе учёных ИЗМИРАН и ФИАН – Артюковым И.А., Виноградовым А.В. и Поповым Н.Л. в 2009 году.

3. Применение параболического уравнения с граничным условием, заданным на наклонной плоскости, является эффективным методом анализа работоспособности, моделирования и исследования характеристик систем отражательной рентгеновской микроскопии в диапазоне 0.1 - 50 нм и литографии при больших углах наклона к оптической оси.

Степень достоверности и апробация результатов

Высокая степень достоверности проведенных в работе результатов подтверждается использованием различных аналитических и численных методов, представлением и обсуждением результатов на многочисленных научных конференциях и семинарах.

Основные результаты диссертации докладывались на ежегодных Международных конференциях по фотонике и информационной оптике (МИФИ, Москва, 28 - 30 января 2015, 3 - 5 февраля 2016, 1 - 3 февраля 2017, 24 - 26 января 2018), Седьмом международном научном семинаре и Пятой международной молодежной научной школе-семинаре "Современные методы анализа дифракционных данных и актуальные проблемы рентгеновской оптики" (Великий Новгород, 24-29 августа 2015), Международной конференции по рентгеновским лазерам (ICXRL 2020, Швейцария, 8 - 10 декабря 2020, онлайн), XXVII Международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов», МГУ, 10 - 27 ноября 2020, на объединенной конференции «Электроннолучевые технологии и рентгеновская оптика в микроэлектронике» - КЭЛТ-2021 (Черноголовка, 13-17 сентября 2021), а также на научных семинарах сектора теоретической радиофизики ОКРФ Физического института РАН.

Публикации

Основные результаты работы изложены в 6 публикациях (в том числе 3-х статьях) в рецензируемых научных изданиях, входящих в базу данных Web of Science и в 6 тезисов докладов в сборниках трудов конференций, ссылки на которые приведены на стр. 27-29.

Личный вклад автора

Все изложенные в диссертации результаты получены лично автором, либо при его непосредственном участии.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении приведена актуальность темы диссертационной работы, определены ее цели и задачи, сформулированы положения, выносимые на защиту, показана практическая значимость и новизна работы.

Глава 1 посвящена обзору литературы. В этой главе приведен вывод параболического волнового уравнения (ПВУ) из уравнения Гельмгольца, обсуждаются условия параксиального приближения, решения ПВУ при разных граничных условиях, а также полезный на практике метод численного расчета интеграла Френеля с помощью быстрого преобразования Фурье.

В разделе 1.1 приводится вывод ПВУ из уравнения Гельмгольца при условии параксиального приближения. А именно, ПВУ [12] можно вывести из скалярного уравнения Гельмгольца:

$$(\Delta + k^2)E = 0,$$

осуществляя паракиральное приближение, заключающееся в том, что излучение считается слабо расходящимся пучком (см. рисунок 1).

В двумерном случае ПВУ имеет вид:

$$[\partial_x^2 + 2ik\partial_z]u = 0, \quad (1)$$

где медленная амплитуда поля $u = u(x, z)$ и напряженность поля $E = E(x, z)$ связаны следующим соотношением $E(x, z) = u(x, z)e^{ikz}$.

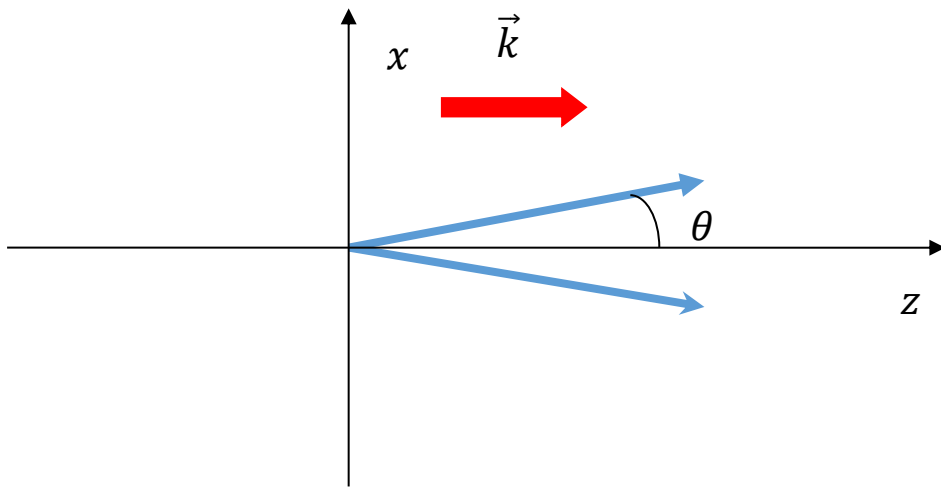


Рисунок 1. Схематическое изображение электромагнитного поля излучения, распространяющегося вдоль оси z с волновым числом $|\vec{k}|$ и малым углом отклонения θ от оси z.

В разделе 1.2 выводится интеграл Френеля, являющийся решением ПВУ с граничным условием, заданным на вертикальной плоскости.

В разделах 1.3 и 1.4 приводятся решения ПВУ с горизонтальным и наклонным граничными условиями соответственно.

В разделе 1.5 обсуждаются двумерные аналоги формул, полученных в разделах 1.2 – 1.4. Так, решение ПВУ (1) с наклонным граничным условием $u_0(s)$ в двумерном случае (см. рисунок 2) впервые было опубликовано в 2009 году в статье [13]:

$$u(x, z) = \sqrt{\frac{k}{2\pi i}} (x \cos \theta + z \sin \theta) \int_{-\frac{z}{\cos \theta}}^{\infty} u_0(s) \frac{e^{\frac{ik[x-s \sin \theta]^2}{2(z+s \cos \theta)}}}{(z+s \cos \theta)^{3/2}} ds. \quad (2)$$

Можно показать, что при $\theta \rightarrow \frac{\pi}{2}$ выражение для поля (2) переходит в хорошо известный интеграл Френеля:

$$u(x, z) = \sqrt{\frac{k}{2\pi iz}} \int_{-\infty}^{+\infty} u_0(x') e^{\frac{ik(x-x')^2}{2z}} dx'. \quad (3)$$

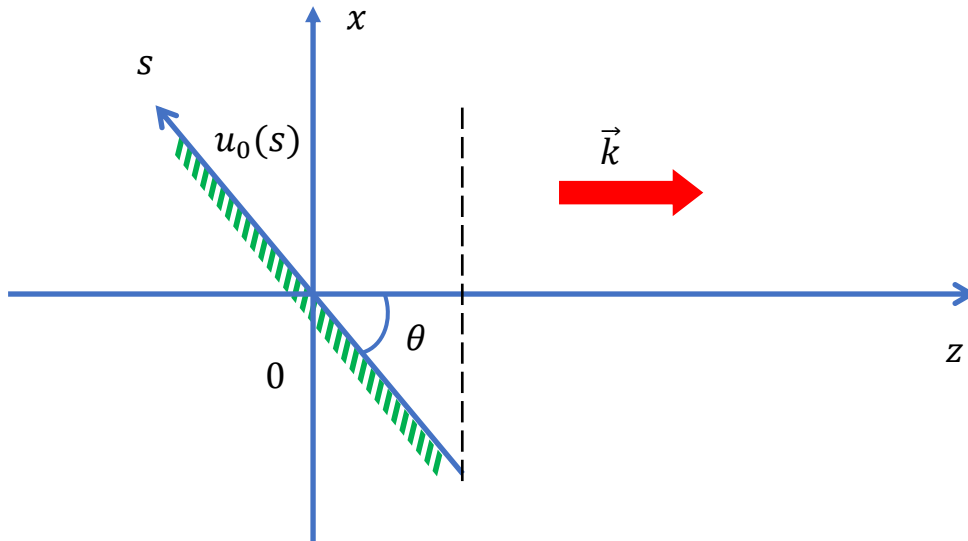


Рисунок 2 Случай наклонного расположения граничного условия к направлению распространения поля \vec{k} в двумерной геометрии.

В разделе 1.6 разбирается метод вычисления интеграла Френеля с помощью сведения его к преобразованию Фурье. Суть метода заключается в том, что при численном расчете применяется быстрое преобразование Фурье, что существенно сокращает время вычисления.

В разделе 1.7 дается краткий обзор литературы по рентгеновской оптике.

Глава 2 посвящена выводу формул геометрической оптики методами волновой в параксиальном приближении.

Рассмотрим следующую оптическую систему, изображенную на рисунке 3.

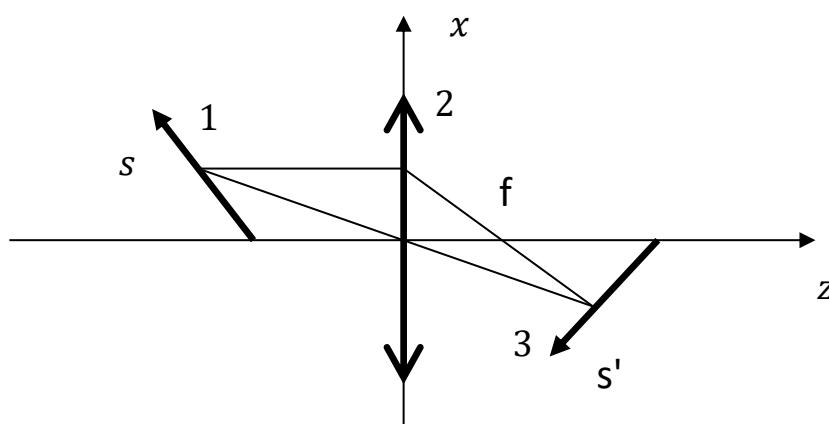


Рисунок 3. Оптическая схема с наклонным расположением объекта и детектора: 1 – плоскость объекта, 2 – линза, 3 – плоскость изображения.

В геометрической оптике изображение наклонного объекта 1 находится на оптически сопряженной плоскости 3. Однако, геометрическая оптика не рассматривает вопрос распределения интенсивности в плоскости изображения и его связи с распределением интенсивности объекта. В данной главе методами волновой оптики находится плоскость, на которой изображение будет наиболее подобным объекту, а также выводится распределение интенсивности на этой плоскости в зависимости от распределения интенсивности на объекте. Перед рассмотрением случая наклонной прямой (в 3-х мерном случае соответственно плоскостью), разбирается известный в литературе случай нормально расположенной по отношению к направлению распространения излучения прямой [14].

В разделе 2.1 рассматривается вспомогательный вопрос о построении оптически сопряженной прямой к данной относительно линзы. На рисунке 4 изображена прямая s и оптически сопряженная к ней относительно линзы прямая s' , причем параметры на рисунке 4 связаны следующими двумя соотношениями:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}, \quad (4)$$

$$\operatorname{tg} \theta' = \frac{a}{b} \operatorname{tg} \theta. \quad (5)$$

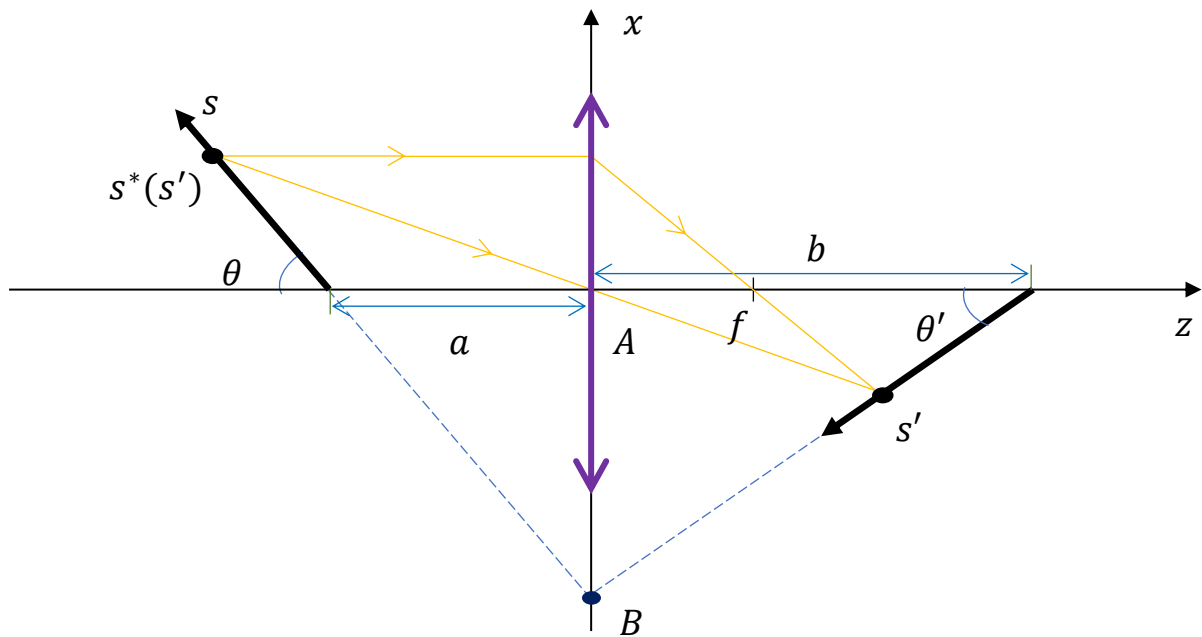


Рисунок 4. Построение оптически сопряженной прямой s' относительно линзы к прямой s .

Данная прямая строится по правилам геометрической оптики, например, согласно рисунку 4 точка $s^*(s')$ является прообразом точки s' , соответствующее выражение имеет вид ²:

$$s^*(s') = \frac{a^2 f s' \cos \theta'}{b(bf - a s' \cos \theta') \cos \theta} \quad (6)$$

В разделе 2.2 изложен известный вывод формулы идеальной линзы методами волновой оптики в параболическом приближении (случай нормально расположенного объекта).

Пусть граничное распределение поля $u_0(x)$ задано на вертикальной прямой, расположенной на расстоянии a слева от линзы (см. рисунок 5). Тогда, зная граничное распределение, можно с помощью интеграла Френеля (3) найти поле на

² s и s' отсчитываются от пересечения соответствующих прямых с осью z .

левой стороне линзы. Поля на левой и правой сторонах линзы связаны с помощью множителя (так в этой работе моделируется действие линзы) [14]:

$$T(x) = e^{-\frac{ikx^2}{2f}}. \quad (7)$$

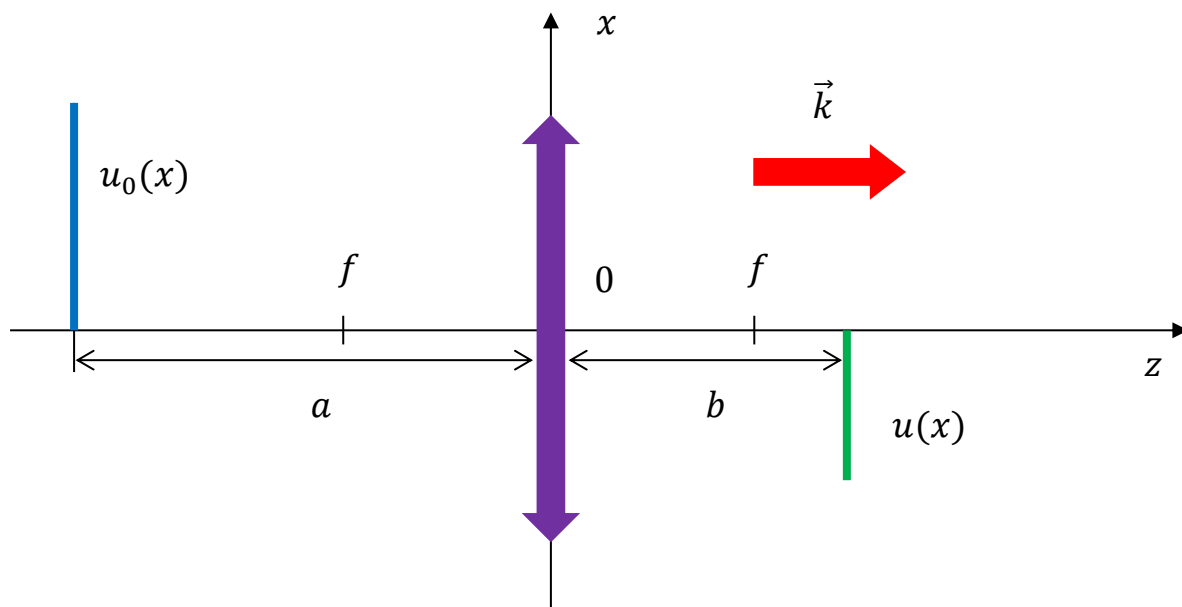


Рисунок 5. Случай нормально (перпендикулярно к оптической оси z) расположенного объекта.

После чего, уже зная поле на правой стороне линзы, можно найти поле справа от линзы. В результате анализа делается вывод о том, что изображение, подобное исходному граничному распределению, формируется на расстоянии b (4) от линзы и имеет вид ³:

$$u(x) = \frac{1}{\sqrt{M_0}} u_0\left(-\frac{x}{M_0}\right) e^{\frac{ikx^2}{2fM_0} - i\frac{\pi}{2}}, \quad \text{где } M_0 = \frac{b}{a}, \quad (8)$$

Видно, что интенсивности ($I(x) = |u(x)|^2$) в плоскостях объекта и детектора действительно являются подобными:

³ Плоскости распределений объекта $u_0(x)$ и изображения $u(x)$ называются оптически сопряженными относительно линзы.

$$I(x) = \frac{1}{M_0} I_0 \left(-\frac{x}{M_0} \right). \quad (9)$$

В разделе 2.3 рассмотрен случай наклонно расположенного объекта, которому и посвящена данная глава.

На рисунке 6 изображена исследуемая оптическая схема, положение прямой s' – неизвестно и его требуется найти из соображений наибольшего подобия $u(s')$ и $u_0(s)$, для этого сначала нужно найти поле справа от линзы.

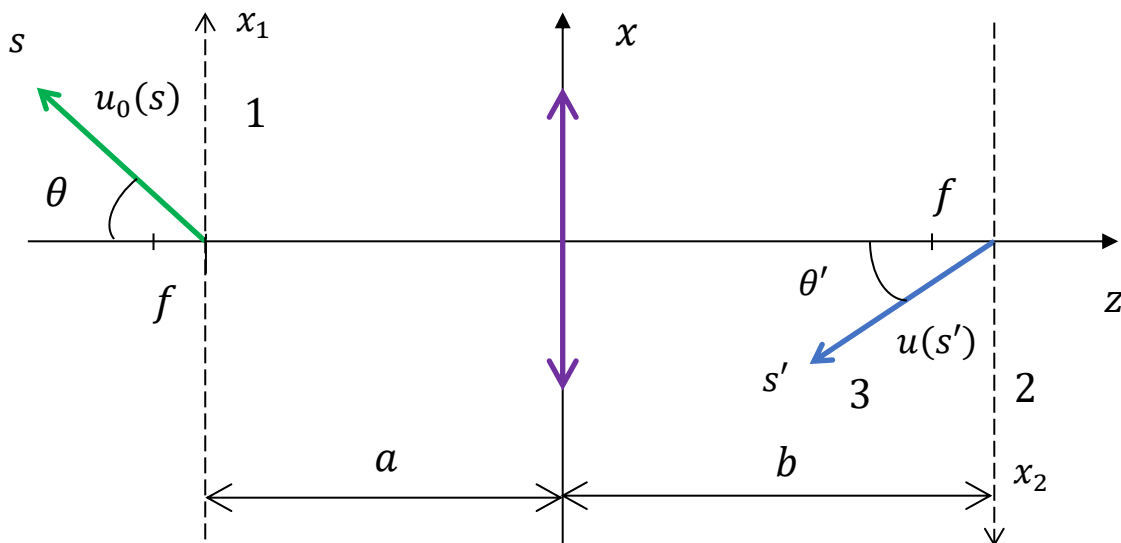


Рисунок 6. Случай наклонно (по отношению к оптической оси z) расположенного объекта.

Для этого разобьем данную задачу на 3 этапа: 1 – найти поле на теневой плоскости (вертикальной плоскости, расположенной сразу после наклонного объекта), 2 – на оптически сопряженной к теневой плоскости относительно линзы, 3 – во всем пространстве справа от линзы (в том числе и на любой прямой). Первый этап выполняется с помощью формулы для АВП-интеграла (2), второй с помощью формулы связи полей на оптически сопряженных плоскостях (8) и третий этап с помощью интеграла Френеля (3).

В результате анализа получившегося громоздкого выражения для поля справа от линзы при заданном граничном распределении $u_0(s)$ сделан вывод о том,

что наиболее подобное объекту распределение формируется на оптически сопряженной наклонной плоскости, рассмотренной в разделе 2.1. А итоговое выражение для поля на этой прямой получается следующее:

$$u(s') = -\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{M(s')}} e^{-\frac{ikx(s')x(s^*)}{2f}} \int_0^{s_0} ds \frac{u_0(s)}{s-s^*-i\gamma} \sqrt{\frac{s^*}{s}} e^{it(s-s^*)}, \quad (10)$$

где $s^* = s^*(s')$ определяется формулой (6), $x(s')x(s^*) = -s's^* \sin \theta' \sin \theta$,

$$t = \frac{k \sin^2 \theta}{2 \cos \theta}, \quad M(s') = \frac{s' \sin \theta'}{s^* \sin \theta}, \quad \gamma \rightarrow +0. \quad (11)$$

Как показано в диссертации, $M(s')$ имеет геометрический смысл коэффициента увеличения.

Далее показано, что в пределе при $k \rightarrow \infty$ ($\lambda \rightarrow 0$), выражение для интенсивностей примет вид:

то

$$I(s') = \frac{1}{|M(s')|} I_0[s^*(s')], \quad (12)$$

есть будет действительно подобно объекту.

При $\theta \rightarrow \frac{\pi}{2}$ выражение для поля (10), как и должно быть, совпадает с выражением (8) для нормально расположенного объекта.

В Главе 3 рассмотрена оптическая схема для литографии. В этой главе предложен новый метод рентгеновской литографии с отражающей маской, а также приведены результаты численного моделирования. В расчетах мы ограничимся применением когерентных источников с длиной волны ~ 13 нм. Этот диапазон в настоящее время освоен как лабораторными рентгеновскими лазерами [15], так и генераторами гармоник ИК-лазеров [16], в связи с чем можно говорить об экспериментальной апробации предлагаемого метода.

В предыдущей главе в разделе 2.3 было получено выражение для распределения поля изображения, получающегося на оптически сопряженной

плоскости – (10) и была найдена интенсивность этого распределения поля в предельном случае при $k \rightarrow \infty$ ($\lambda \rightarrow 0$) – (12). Именно формула (12) и будет использоваться для дальнейшего качественного анализа, поскольку выражение для распределения интенсивности изображения в общем случае (не при $k \rightarrow \infty$) громоздкое и трудное для качественного анализа. А уже при численном моделировании будет проведен расчет для интенсивности поля, с помощью интеграла Френеля и АВП-интеграла.

В разделе 3.1 было рассмотрено поле вблизи оптической оси. В этом случае функции $M(s')$ и $s^*(s')$, присутствующие в (12), приобретают простой линейный характер.

Пусть распределение объекта $I_0(s)$ задано вблизи оптической оси в интервале $s \in (-s_0, s_0)$ (см. рисунок 7), при этом имеет смысл рассматривать такие s' , чтобы $s^*(s') \in (-s_0, s_0)$. Тогда, как показано в тексте диссертации, при выполнении условия:

$$\frac{s_0}{f} M_0 \ll 1, \quad (13)$$

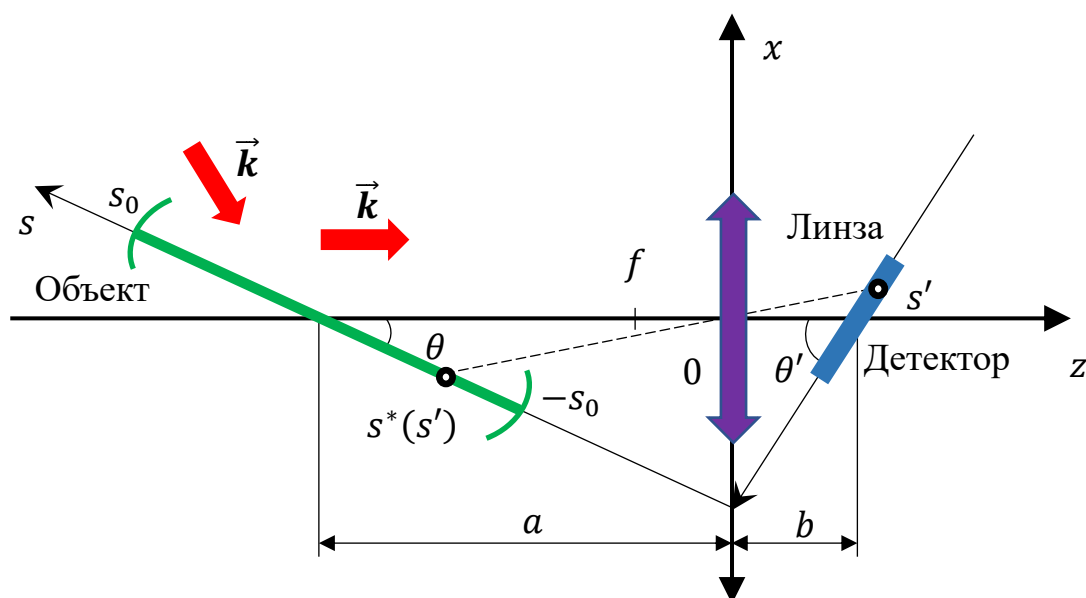


Рисунок 7. Оптическая схема для получения уменьшенных изображений.

поле вблизи оптической оси тогда в этом приближении можно считать следующим:

$$I(s') = \frac{1}{M_0} I_0 \left[\frac{s'}{M(\theta)} \right], \quad (14)$$

где M_0 определен в (8), а коэффициент увеличения $M(\theta)$ равен:

$$M(\theta) = M_0 \sqrt{1 + (M_0^2 - 1) \cos^2 \theta}. \quad (15)$$

В разделе 3.2 было рассмотрено поле вблизи оптической оси в 3-х мерном случае.

В 3D-геометрии (см. рисунок 8) выражение для интенсивности имеет вид:

$$I(s', y') = \frac{1}{M^2(s')} I_0 \left[s^*(s'), \frac{y'}{M(s')} \right], \quad (16)$$

В формуле (16) распределения $I(s', y')$ и $I_0(s, y)$ соответствуют интенсивностям в плоскостях объекта и изображения, величины $M(s')$ и $s^*(s')$ совпадают с (11) и (6) соответственно.

Если распределение объекта $I_0(s, y)$ задано вблизи оптической оси в интервале $s \in (-s_0, s_0)$, тогда при выполнении условия (13) можно записать (16) в виде:

$$I(s', y') = \frac{1}{M_0^2} I_0 \left[\frac{s'}{M(\theta)}, \frac{y'}{M_0} \right], \quad (17)$$

где $M(\theta)$ задано в (15). Таким образом, по оси s' увеличение равно $M(\theta)$, а по оси y' - M_0 . Приведем также формулу для $M(\theta, \psi)$ – увеличения вдоль направления, заданного в плоскости объекта углом ψ (см. рисунок 8):

$$M(\theta, \psi) = M_0 \sqrt{1 + (M_0^2 - 1) \cos^2 \theta \cos^2 \psi}. \quad (18)$$

Формулы (17) и (18) обобщают результаты (14) и (15) на трехмерный случай.

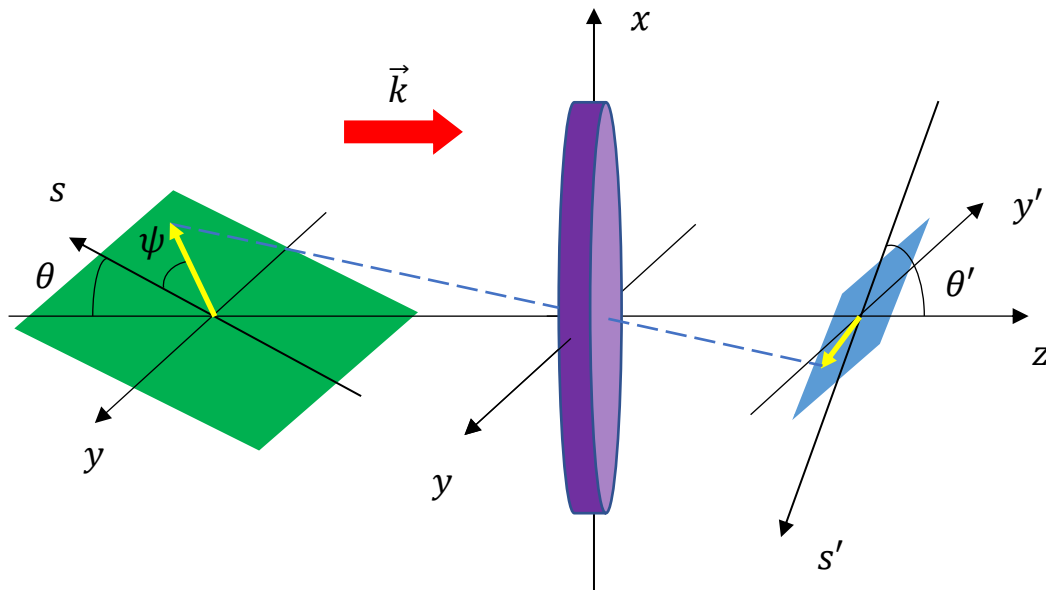


Рисунок 8. Оптическая схема для получения уменьшенных изображений в трехмерном случае.

В [разделе 3.3](#) рассматривалась возможность получения уменьшенных изображений (литографии).

Рассмотрим ситуацию, при которой $M_0 \ll 1$ т.е. $b \ll a$. Качественно этот случай изображен на рисунке 7.

Приведены результаты расчета оптической схемы, обеспечивающей эффективное отражение излучения 13.9 нм на шаблон и в тоже время близкое к нормальному падение излучения на детектор, обеспечивающее эффективное поглощение, а также найдем ее разрешение.

Параметры были подобраны следующим образом: угол падения на шаблон (угол отражения от шаблона такой же) $\theta = 0.14$ рад, фокусное расстояние линзы $f = 1$ мм, расстояние от центра шаблона до линзы $a = 16.3$ мм, расстояние от линзы до центра изображения $b = 1.07$ мм, увеличение в направлении s $M(\theta) = 0.01$, увеличение в направлении y $M_0 = 0.065$, угол падения на детектор $\theta' = 1.14$ рад, размеры шаблона в виде прямоугольника, (см. рисунок 9) 200×400 мкм² ($s_0 = 250$

мкм). Поле внутри прямоугольника равно 1, вне его 0. Данный объект специально был выбран, чтобы с помощью него можно было вычислить разрешение в данной оптической системе.

В результате численного моделирования было получено изображение (рисунок 10).

Для количественной оценки разрешения был применен метод 10% - 90% [4] (см. рисунок 11).

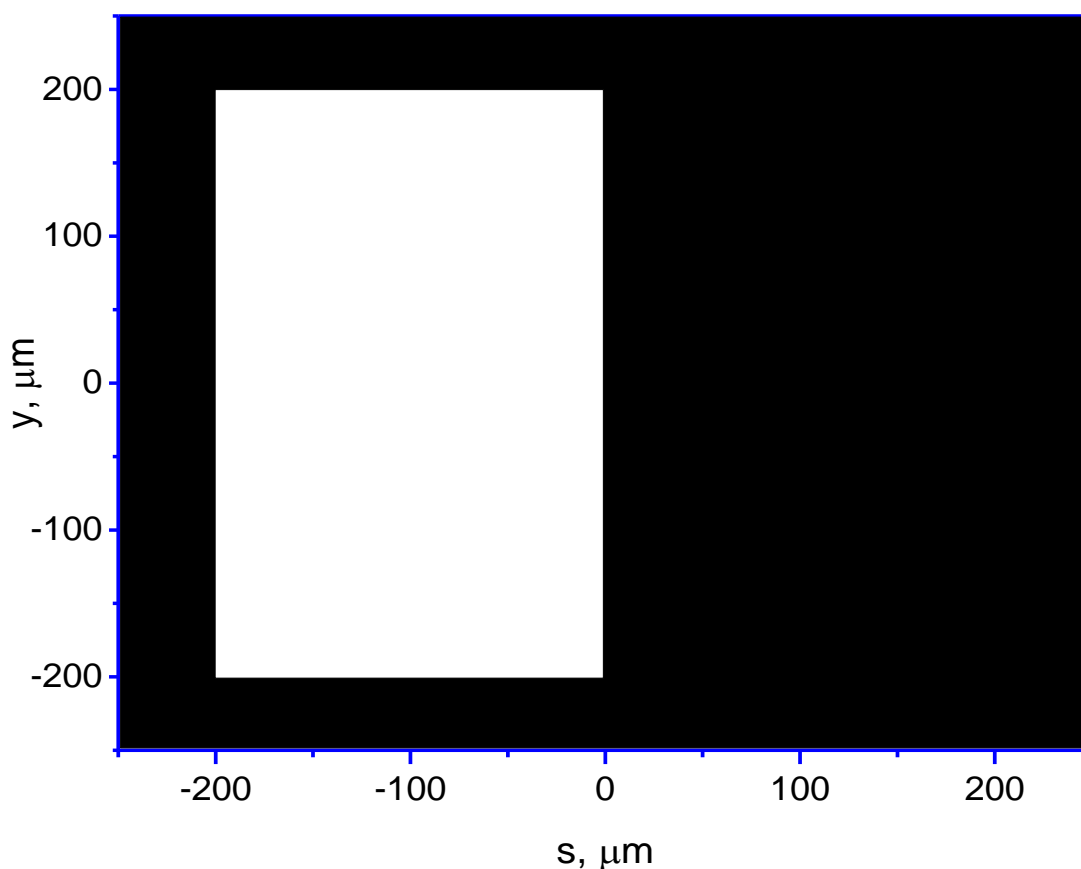


Рисунок 9. Распределение интенсивности тестового объекта -прямоугольника.

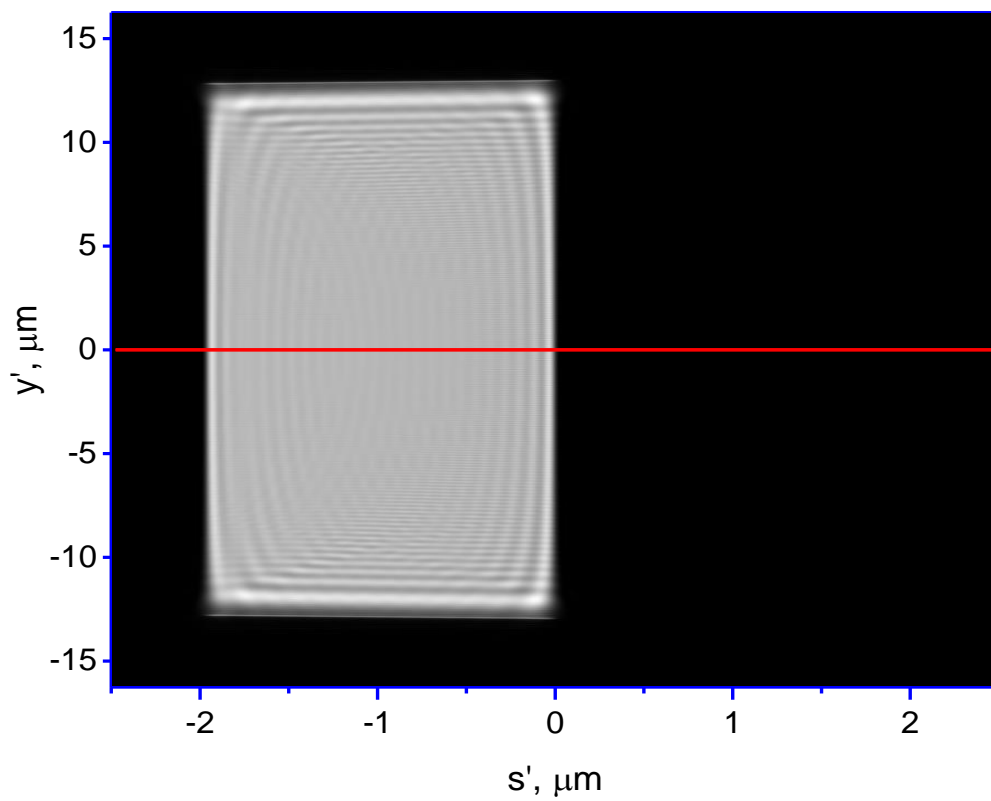


Рисунок 10. Распределение интенсивности на детекторе после прохождения излучения через оптическую схему (линзу).

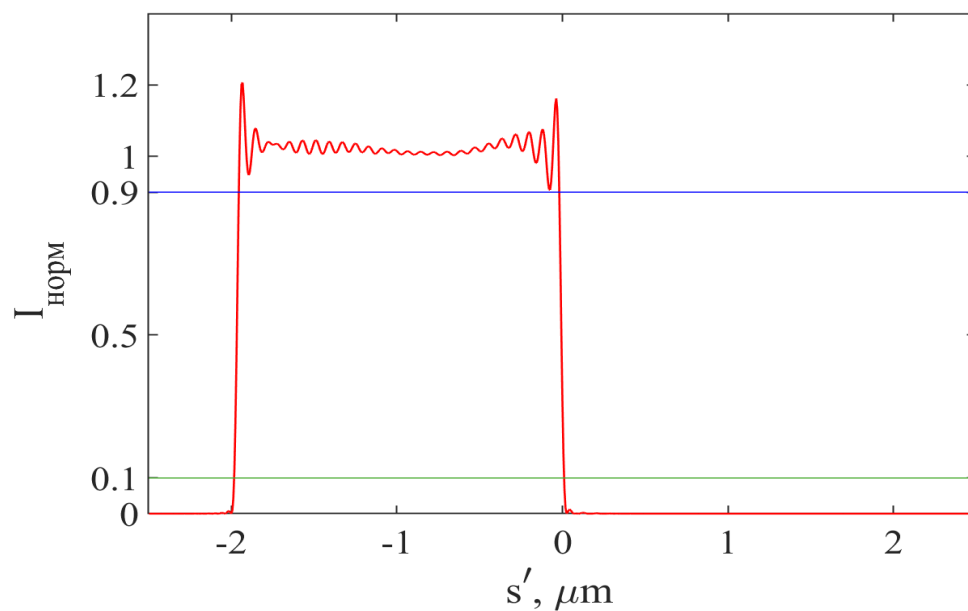


Рисунок 11. Нормированное распределение интенсивности, соответствующее горизонтальной линии на рисунке 10.

Данный метод позволяет найти разрешение по наклону линии интенсивности в тех точках, в которых при идеальной передаче изображения эти линии были бы вертикальными (на рисунке 11 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 рисунке 12.

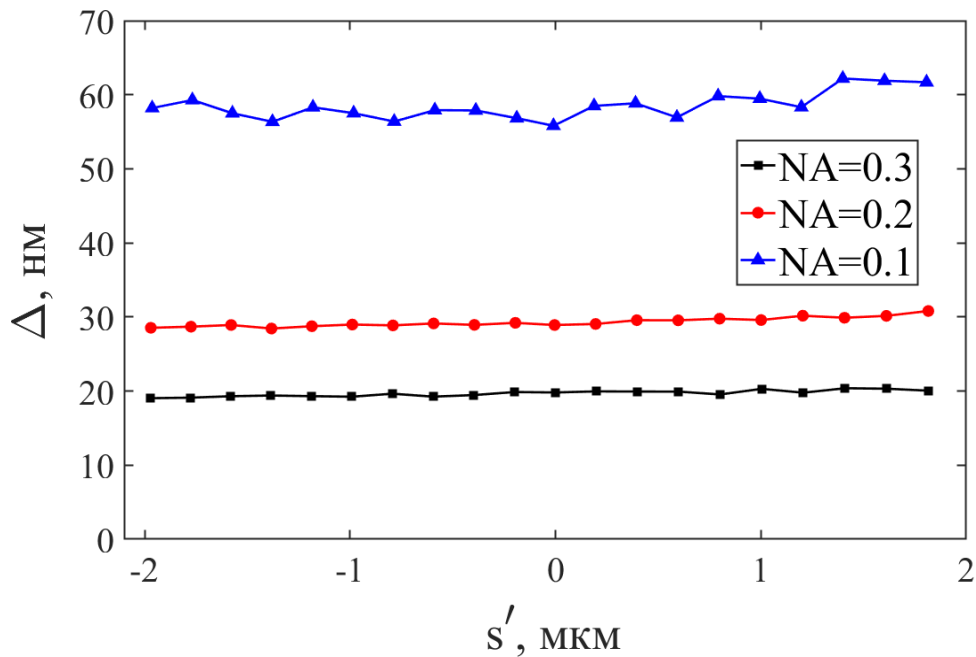


Рисунок 12. Определение разрешения по оси s методом 10% - 90%.

В результате расчета было получено разрешение Δ по оси s для линз с разной апертурой NA (см. таблицу 1).

Таблица 1. Зависимость разрешения Δ от числовой апертуры NA .

NA	0.3	0.2	0.1
Δ , нм	20	30	60

Полученные данные хорошо согласуются с известным законом $\Delta \sim 1/NA$.

Сдвигая прямоугольник, изображенный на рисунке 9 в большем диапазоне значений координаты s , можно получить график, на котором была бы видна граница поля зрения такой оптической системы (см. рисунок 13, таблицу 2).

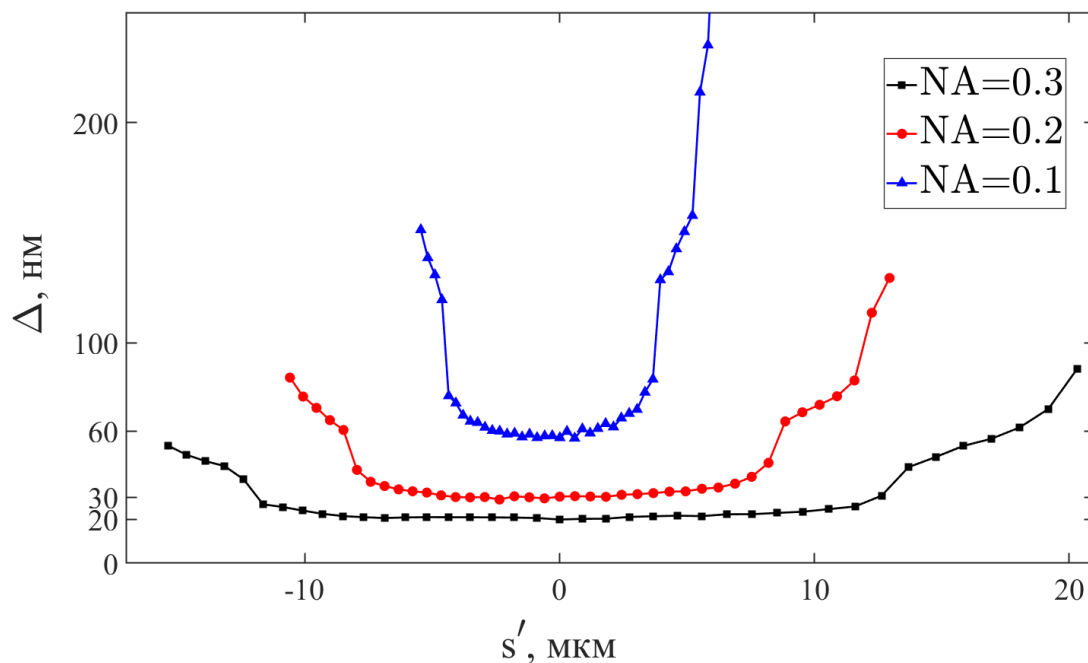


Рисунок 13. Определение разрешения по оси s методом 10% - 90%.

Аналогичным образом была рассчитана разрешающая способность и поле зрения схемы по оси y .

Таблица 2. Размер поля зрения в зависимости от числовой апертуры NA .

NA	d , мкм
0.1	8
0.2	16
0.3	25

Искажения, вносимые линзой с конечной апертурой, можно разделить на 2 вида: во-первых, это равномерное размытие изображения, полученного идеальной линзой, и во-вторых, геометрическая тень конечной апертуры. 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 получение наноструктур с деталями размером $20 \div 30$ нм. Дифракция и наклон объекта никаких видимых искажений в подобие маски и ее изображения не вносит.

В разделе 3.4 проходит обсуждение результатов по главе 3.

В Главе 4 представлена оптическая схема рентгеновского микроскопа, работающего на отражении от объекта под скользящими углами. С помощью численного моделирования выполнены оценки пространственного разрешения и поля зрения.

Все содержание разделов 3.1 и 3.2 справедливо как для получения уменьшенных изображений ($M(\theta) < 1$), что можно использовать, например, для литографии, так и для получения увеличенных ($M(\theta) > 1$) изображений (микроскопии). Существенное различие между ними заключается в угле скольжения пучка по отношению к записывающей среде. В литографии он увеличивается $\theta' > \theta$, а в микроскопии уменьшается $\theta' < \theta$ (см. формулу (5)), это создает дополнительную проблему. Действительно, излучение падает на детектор под углами, меньшими, чем на объект и, следовательно, будет отражаться вместо того, чтобы поглощаться (качественно эта ситуация представлена на рисунке 14). Эта проблема требует специального рассмотрения.

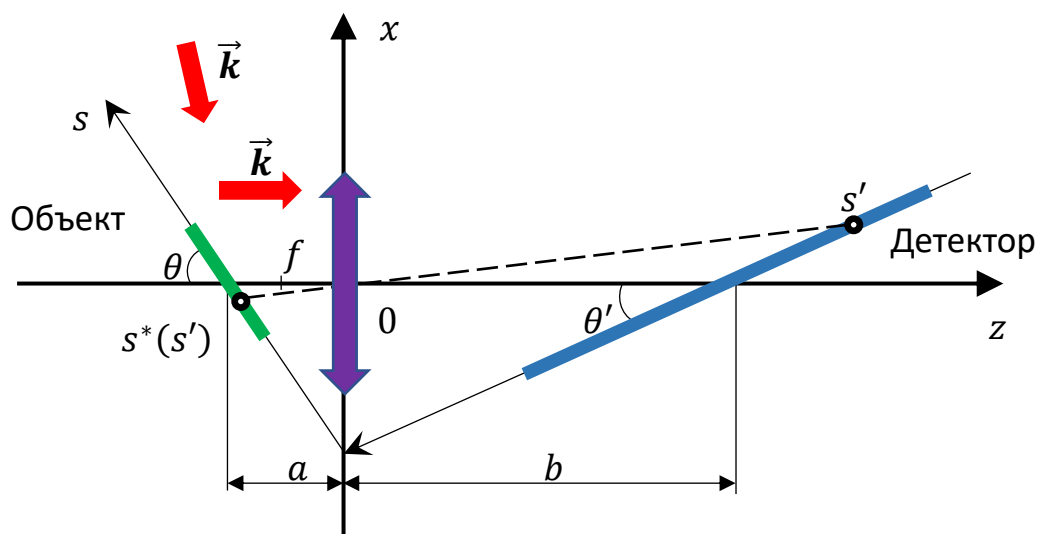


Рисунок 14. Оптическая схема для получения увеличенных изображений.

В этой связи в [разделе 4.1](#) рассмотрена следующая 2-х мерная схема для рентгеновского микроскопа, работающего на отражении от объекта под скользящими углами (см. рисунок 15).

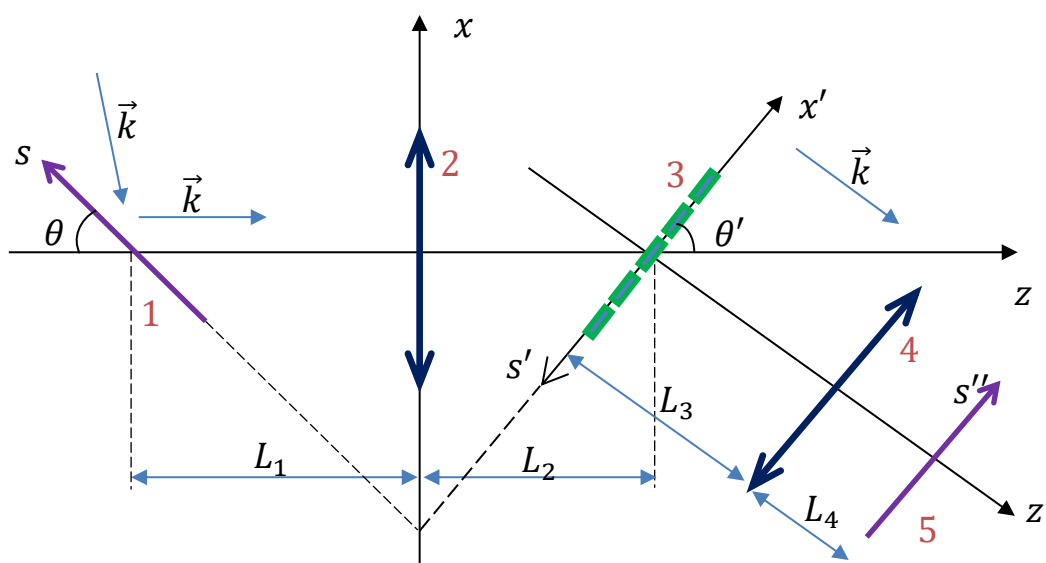


Рисунок 15. Оптическая схема микроскопа (двумерный случай): 1 – объект; 2 и 4 – линзы; 3 – дифракционная решетка (фазовый экран); 5 – изображение (детектор). Плоскости объекта и дифракционной решетки являются оптически сопряженными относительно линзы 2, а плоскости решетки и изображения – оптически сопряженными относительно линзы 4.

Схема предлагаемого микроскопа состоит из двух частей, разделённых дифракционной решёткой. Выбор длины волны и геометрия каждой из них определяется конкретной задачей и имеющимися оптическими элементами. Задача первой части схемы, состоящей из объекта 1, линзы 2 и решетки 3, в том, чтобы развернуть излучение так, чтобы его можно было далее уже легко увеличить и записать. При этом значение увеличения $M(\theta)$ на данной части оптической схемы принципиальной роли не играет. После решетки 3 излучение проходит через линзу 4 и падает нормально на детектор 5. Детектор находится на сопряженной с плоскостью решетки относительно линзы 4 плоскости. Это вторая часть оптической схемы. Она, собственно, окончательно и формирует увеличенное изображение.

В [разделе 4.2](#) рассмотрен 3D-аналог предложенной в предыдущем разделе

схемы.

В разделе 4.3 были представлены результаты численного моделирования схемы, изображенной на рисунке 15, и схемы, описанной в работе (см. рисунок 16) [2].

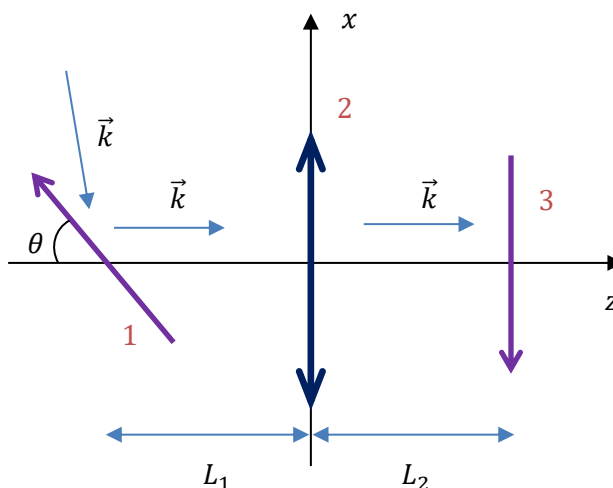


Рисунок 16. Упрощенная оптическая схема эксперимента, описанного в [2]: 1 – образец; 2 – линза (зонная пластинка Френеля); 3 – детектор.

В этом разделе находится описание метода расчета данных оптических схем, проведена оценка разрешения, а также сравнение полученных результатов для схем, представленных на рисунках 15 и 16.

В разделе 4.4 проходит обсуждение результатов и делаются выводы по главе 4.

В Приложении 1 размещена таблица коэффициента отражения для различных многослойных зеркал при углах близких к нормальному в диапазоне длин волн от 3 до 30 нм.

В Приложениях 2а и 2б приведен вывод для двумерных функций Грина уравнения ПВУ с вертикальным и горизонтальным граничными условиями.

Приложение 3 посвящено соотношениям, связывающим двумерные и трехмерные функции Грина для ПВУ с наклонными граничными условиями.

В Приложении 4 приведен вывод приближенных формул (12) и (16).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. С помощью полученного ранее Артюковым, Виноградовым и Поповым дифракционного интеграла, найдено оптическое преобразование, определяющее ориентацию, амплитуду и фазу изображений плоских наклонных объектов. Данное оптическое преобразование позволяет моделировать получение изображения фазовых объектов.
2. Методами волновой оптики аналитически и численно показано, что наилучшее качество изображения наклонного объекта достигается на наклонной плоскости, оптически сопряженной с плоскостью расположения объекта, и получена формула, связывающая амплитуду и, что особенно важно, фазу полей на объекте и детекторе в двумерном и трехмерном случаях.
3. В рамках предложенного теоретического подхода рассмотрена практически важная для освоения новых диапазонов рентгеновских волн схема оптической литографии с наклонной отражающей маской и освещением шаблона рентгеновским когерентным пучком под скользящими углами меньше критического угла ($0.1 - 20^\circ$). Достоинством схемы является возможность применения наклонных отражающих масок в диапазоне длин волн $0.1 - 50$ нм, в том числе, за пределами рабочего спектрального диапазона многослойной рентгеновской оптики нормального падения.
4. Проведён анализ оптической схемы построения отражательного рентгеновского микроскопа, работающего при скользящих углах падения излучения на плоский объект. Показано, что в такой оптической схеме снимаются ограничения, связанные с низкой отражательной способностью исследуемых образцов в диапазоне длин волн короче 20 нм. Рассмотренная схема обладает равномерной четкостью по всему полю зрения в отличие от схемы, основанной на нормальном падении.

5. Численное моделирование рассмотренных схем на рабочей длине волны излучения 13.9 нм подтвердило возможность получения качественных изображений наклонных плоских объектов. Разработанная методика позволила определить пространственное разрешение и поле зрения с наклонным объектом и детектором.

Список публикаций по теме диссертации

А. Публикации в рецензируемых научных изданиях, индексируемых в международных базах данных Web of Science и Scopus

A1. Бусаров А. С., Виноградов А. В., Попов Н. Л. 2D-моделирование когерентных изображений наклонных объектов //Краткие сообщения по физике Физического института им. ПН Лебедева Российской Академии Наук. – 2016. – Т. 43. – №. 4. – С. 3-11.

A2. Артюков И. А., Бусаров А. С., Виноградов А. В., Попов Н. Л. О получении уменьшенных рентгеновских изображений при отражении излучения от шаблона под критическими углами //Квантовая электроника. – 2016. – Т. 46. – №. 9. – С. 839-844.

A3. Артюков И. А., Бусаров А. С., Виноградов А. В., Попов Н. Л. О лазерной отражательной рентгеновской микроскопии наклонных объектов //Квантовая электроника. – 2018. – Т. 48. – №. 7. – С. 662-666.

A4. I. A. Artyukov, A. S. Busarov, N. L. Popov, A. V. Vinogradov Optical transforms related to coherent imaging of inclined objects //X-Ray Lasers 2012: Proceedings of the 13th International Conference on X-Ray Lasers, 11–15 June 2012, Paris, France. – Springer International Publishing, 2014. – С. 19-27.

A5. I. A. Artyukov, A. S. Busarov, N. L. Popov, A. V. Vinogradov The approach to reflection x-ray microscopy below the critical angles //X-ray Lasers and Coherent X-ray

Sources: Development and Applications. – Proceedings of SPIE, 2017. – Т. 10243. – С. 132-136.

A6. I. A. Artyukov, A. S. Busarov, N. L. Popov, A. V. Vinogradov X-Ray Reflection Imaging of Inclined and Obliquely Illuminated Objects //X-Ray Lasers 2016: Proceedings of the 15th International Conference on X-Ray Lasers 15. – Springer International Publishing, 2018. – С. 243-250.

В. Тезисы докладов в сборниках трудов конференций

В1. И. А. Артюков, А. С.Бусаров, А. В.Виноградов, Н.Л. Попов, «Когерентная рентгеновская отражательная микроскопия при освещении объекта под скользящими углами», VII Международная Конференция по Фотонике и Информационной Оптике, МИФИ, Москва, 2018, С.234-235.

В2. И. А. Артюков, А. С.Бусаров, А. В.Виноградов, Н.Л. Попов, «Рентгеновская литография и микроскопия при наклонном расположении масок и объектов», VI Международная Конференция по Фотонике и Информационной Оптике, МИФИ, Москва, 2017, С. 231-232.

В3. А. С.Бусаров, А. В.Виноградов, Н.Л. Попов, «Когерентная рентгеновская микроскопия при наклонном освещении отражающих объектов», V Международная Конференция по Фотонике и Информационной Оптике, МИФИ, Москва, 2016, С. 175.

В4. А. С.Бусаров, А. В.Виноградов, Н. Л. Попов, «Получение и перенос изображений наклонных объектов когерентными рентгеновскими пучками», IV Международная Конференция по Фотонике и Информационной Оптике, МИФИ, Москва, 2015, С. 149-150.

В5. А. С. Бусаров, А. В. Виноградов, Н. Л. Попов, «Проблемы получения рентгеновских изображений при когерентном освещении объектов», Сборник материалов Седьмого международного научного семинара и Пятой

международной молодежной научной школы-семинара "Современные методы анализа дифракционных данных и актуальные проблемы рентгеновской оптики", В. Новгород, 2015, С. 43.

В6. А. С. Бусаров, «Получение изображений и литография в рентгеновском диапазоне при отражении когерентного излучения от образца под малым углом скольжения», XXVII Международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов», МГУ, 10 - 27 ноября 2020 (ISBN 978-5-317-06417-4),

https://lomonosov-msu.ru/archive/Lomonosov_2020/data/section_34_19489.htm.

Список литературы

- [1] Fenter P., Park C., Zhang Z., Wang S. Observation of subnanometre-high surface topography with X-ray reflection phase-contrast microscopy //Nature Physics. – 2006. – Т. 2. – №. 10. – С. 700-704.
- [2] Baba M., Nishikino M., Hasegawa N., Tomita T. et al. Submicron scale image observation with a grazing incidence reflection-type single-shot soft X-ray microscope //Japanese Journal of Applied Physics. – 2014. – Т. 53. – №. 8. – С. 080302.
- [3] Laanait N., Callagon E.B.R., Zhang Z., Sturchio N.C. et al. X-ray-driven reaction front dynamics at calcite-water interfaces //Science. – 2015. – Т. 349. – №. 6254. – С. 1330-1334.
- [4] Jacobsen C. X-ray Microscopy. – Cambridge University Press, 2019.
- [5] Wachulak P. W., Capeluto M. G., Marconi M. C., Menoni C. S., Rocca J. J. Patterning of nano-scale arrays by table-top extreme ultraviolet laser interferometric lithography //Optics Express. – 2007. – Т. 15. – №. 6. – С. 3465-3469.
- [6] Li W., Marconi M. C. Extreme ultraviolet Talbot interference lithography //Optics Express. – 2015. – Т. 23. – №. 20. – С. 25532-25538.
- [7] Pirati A., Peeters R., Smith D., Lok S. et al. Performance overview and outlook of EUV lithography systems //Extreme Ultraviolet (EUV) Lithography VI. – SPIE, 2015. – Т. 9422. – С. 554-571.

- [8] Otsuka T., Li B., O'Gorman C., Cummins T. et al. A 6.7-nm beyond EUV source as a future lithography source //Extreme Ultraviolet (EUV) Lithography III. – SPIE, 2012. – Т. 8322. – С. 342-351.
- [9] Hector S., Mangat P. Review of progress in extreme ultraviolet lithography masks //Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena. – 2001. – Т. 19. – №. 6. – С. 2612-2616.
- [10] Andreev S. S., Bibishkin M. S., Chkhalo N. I., Kluev E. B. et al. Short-period multilayer X-ray mirrors //Journal of Synchrotron Radiation. – 2003. – Т. 10. – №. 5. – С. 358-360.
- [11] Grandsaert Jr T. J. Synchrotrons as a Source for Soft X-Ray Lithography //Lund University. – 2021.
- [12] Леонтович М. А., Фок В. А. Решение задачи о распространении электромагнитных волн вдоль поверхности земли по методу параболического уравнения //ЖЭТФ, 1946, т. 16, № 7, стр. 557.
- [13] Artyukov I. A., Popov A. V., Vinogradov A. V. Wave field transformation at coherent imaging of a tilted reflection mask //Soft X-Ray Lasers and Applications VIII. – SPIE, 2009. – Т. 7451. – С. 248-250.
- [14] Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику //М.: МИР, 1970.
- [15] Reagan B. A., Berrill M., Wernsing K. A., Baumgarten C. et al. High-average-power, 100-Hz-repetition-rate, tabletop soft-x-ray lasers at sub-15-nm wavelengths //Physical Review A. – 2014. – Т. 89. – №. 5. – С. 053820.
- [16] Hädrich S., Klenke A., Rothhardt J., Krebs M. et al. High photon flux table-top coherent extreme-ultraviolet source //Nature Photonics. – 2014. – Т. 8. – №. 10. – С. 779-783.