

На правах рукописи

ХАРИТОНОВ Сергей Иванович

**АСИМПТОТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА
ДИФРАКЦИИ КОГЕРЕНТНОГО
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
НА ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТАХ**

Специальность 01.04.05 - Оптика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Самара 2010

Работа выполнена в государственном образовательном учреждении высшего профессионального образования «Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева (национальный университет)» и Учреждении Российской академии наук Институте систем обработки изображений РАН

Научный консультант: член-корреспондент РАН, доктор технических наук, профессор Сойфер В.А.

Официальные оппоненты: член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук, профессор Крыжановский Б.В.

доктор физико-математических наук, профессор Степанов С.А.

доктор физико-математических наук, профессор Молевич Н.Е.

Ведущая организация: Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Самарский государственный университет».

Защита состоится 22 октября 2010 года на заседании диссертационного совета Д212.215.01 в Самарском государственном аэрокосмическом университете имени академика С.П. Королева по адресу: 443086 Самара, Московское шоссе, 34.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке университета.

Автореферат разослан

Ученый секретарь совета, профессор

В.Г. Шахов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Диссертация посвящена расчету дифракции когерентного электромагнитного излучения на дифракционных оптических элементах (ДОЭ), основанному на асимптотических методах решения системы уравнений Максвелла, и исследованию на этой основе фокусирующих свойств диэлектрических ДОЭ в широком диапазоне фокусных расстояний и апертур.

Актуальность темы.

Дифракционная компьютерная оптика развивается более 30 лет, начиная с основополагающих работ А. М. Прохорова, И.Н. Сисакяна и В.А. Сойфера. За прошедшие годы решены фундаментальные задачи фокусировки, селекции мод лазерного излучения, формирования бездифракционных пучков. ДОЭ представляют собой пропускающие или отражающие пластинки, работающие на основе дифракции электромагнитного излучения на оптическом микрорельефе. Созданные ДОЭ нашли применение в лазерных технологических установках, оптических устройствах хранения и записи информации.

Один из наиболее интересных классов ДОЭ образуют оптические элементы, фокусирующие когерентное излучение – фокусаторы. Они позволяют сформировать требуемое распределение энергии в заданной области. Ключевой проблемой при создании оптических элементов, фокусирующих излучение, является совместное достижение высокой энергетической эффективности и точности формирования заданного распределения интенсивности. Ранее в основополагающих работах были получены решения задач фокусировки в приближении геометрической оптики для “тонкого” оптического элемента в рамках скалярной теории дифракции. В работах Н.Л. Казанского был проведен анализ дифракции когерентного излучения на ДОЭ с квантованной фазовой функцией. Следует отметить, что все эти решения были получены без учета дифракции излучения внутри оптического элемента и векторного характера падающего излучения. Однако, результаты расчетов пространственного распределения поля от короткофокусных элементов, полученные в приближении скалярной геометрической оптики внутри ДОЭ, отличаются от результатов, полученных в рамках строгой электромагнитной теории. В этой связи методы расчета, основанные на лучевом приближении и скалярной теории дифракции, становятся неадекватными, что приводит к постановке задачи решения уравнений Максвелла в векторной форме. Это обуславливает актуальность основного направления данной работы – расчета дифракции когерентного оптического излучения на ДОЭ в рамках строгой электромагнитной теории с учетом влияния толщины оптического элемента и дифракции «в теле» ДОЭ. В настоящее время наблюдаются тенденции к миниатюризации ДОЭ и интеграции их с другими оптическими и электронными компонентами различных устройств. Это также приводит к необходимости более детального описания дифракции оптического излучения на ДОЭ.

Различные численные методы решения уравнений Максвелла дают возможность анализа дифракции оптического излучения на ДОЭ.

Разностный метод решения уравнений Максвелла для анализа дифракции на ДОО был впервые применен в работах А. Taflove и Д.Л. Головашкина. Достоинством этого метода является универсальность, а недостатком - вычислительная сложность алгоритма. Кроме того метод не адаптирован для решения стационарных задач дифракции, рассмотренных в диссертации.

Метод связанных волн, разработанный в работах M.G. Moharam, T.K. Gaylord, изначально применялся для расчета дифракции только на периодических структурах. Л.Л. Досколович в своих работах использовал этот метод для исследования дифракции на непериодических ДОО. В качестве базиса для представления электромагнитного поля в методе связанных волн используются Фурье-моды, соответствующие плоским волнам вне структуры. Данный базис не всегда является наилучшим, например, при описании дифракции на радиально-симметричных структурах. Кроме того, недостатками метода являются сложность его применения в случае непериодической структуры, а также рост вычислительной сложности с увеличением размеров апертуры.

Метод конечных элементов и метод Галеркина использовался в работах D.W. Prather и В.В. Котляра для решения двумерных задач дифракционной оптики. Однако при использовании этих методов для решения векторных задач дифракции в 3-х мерном случае возникают трудности, связанные с увеличением размерности получаемых систем линейных уравнений.

Следует также отметить, что все изложенные методы не учитывают специфику задачи дифракции на ДОО, обладающим зонной структурой, позволяющей упростить решение задачи дифракции по сравнению с общим случаем. Это делается в данной работе.

От перечисленных недостатков свободны асимптотические методы. Асимптотические методы в оптике появились давно и прошли несколько стадий развития. Они обычно ассоциируются с приближением геометрической оптики, которое основано на замене решения волнового уравнения на решение уравнений эйконала и переноса. Эти уравнения были получены Гамильтоном. Асимптотические методы решения волновых уравнений были развиты в работах математиков В.П. Маслова и М.В. Федорюка. Работы этих авторов были посвящены вычислению быстроосциллирующих интегралов методами стационарной фазы и перевала, тесно связанных с приближением геометрической оптики. Обычно в оптике указанные методы использовались для вычисления интеграла Релея-Зоммерфельда, который в свою очередь является интегральным представлением решения уравнения Максвелла в однородной среде. Метод, основанный на решении уравнений эйконала и переноса, впоследствии был распространен на решение задач дифракции вблизи особых точек каустических поверхностей В.М. Бабичем и В.С. Булдыревым. К сожалению, сфера применения указанных асимптотических методов существенно ограничена. Все они применимы для решения задач дифракции в среде с медленно изменяющимся показателем преломления. Следует отметить, что все приведенные асимптотические методы, используемые для решения задач дифракции в оптике, были разработаны без учета специфики

дифракции когерентного излучения на ДОЭ. Типичным представителем ДОЭ, обладающего зонной структурой, является зонная пластинка Френеля. Анализ топологии микрорельефа на зонной пластинке Френеля приводит к выводу, что ДОЭ можно представить в виде набора дифракционных решеток с различными периодом и ориентацией штрихов, изменяющимися от точки к точке. Идея локального рассмотрения тонкого элемента как набора дифракционных решеток с переменным периодом для определения направления дифракционных лучей, предложена в работах Г.И. Грейсуха и С.А. Степанова. Позднее J. Turunen (1997) использовал эту идею для расчета дифракции электромагнитного излучения на радиально-симметричных элементах. Однако достаточного обоснования данного метода для электромагнитного расчета ДОЭ общего вида в работах указанных авторов нет. Это является предметом исследования диссертации.

Целью работы является расчет дифракции когерентного электромагнитного излучения на диэлектрических ДОЭ на основе разработки приближенных методов решения уравнений Максвелла, которые должны учитывать зонную структуру микрорельефа ДОЭ и быть работоспособными в широком диапазоне фокусных расстояний и апертур.

В соответствии с поставленной целью определены **основные задачи диссертации:**

1. Разработка асимптотического метода решения задач дифракции на квазипериодических структурах;
2. Создание модифицированного метода связанных волн для задач с произвольной симметрией;
3. Исследование дифракции на радиально-симметричных ДОЭ;
4. Разработка асимптотического метода для вычисления поля вблизи особых точек каустических поверхностей;
5. Исследование дифракции вблизи особых точек каустических поверхностей.

Научная новизна работы.

1. Метод представления уравнений Максвелла в произвольной ортогональной системе координат позволяет получить решения системы уравнений Максвелла в единой форме для различных типов сред, включая неоднородные и анизотропные среды. Новизна состоит в переходе от системы уравнений в частных производных к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, за счет разложения решения по базису в криволинейной системе координат.

2. Для решения задач дифракции в неоднородной среде предложен модифицированный метод связанных волн. Метод отличается тем, что решение системы уравнений Максвелла представлено в виде разложения по базису в криволинейной системе координат, отличному от базиса плоских волн, что обеспечивает снижение размерности решаемой задачи в несколько раз.

3. Для диэлектрических квазипериодических структур предложен асимптотический численно-аналитический метод, заключающийся в многократном решении задачи дифракции на одномерной решетке в конечном числе точек на апертуре ДОЭ и интерполяции на всей области. Метод позволяет представить

поле в плоскости, непосредственно прилегающей к плоскости ДОО, в аналитической форме. Это обеспечило снижение вычислительной сложности решения задач дифракции.

4. Для радиально и линейно поляризованных волн, падающих на ДОО, впервые получены выражения для поля в плоскости, непосредственно прилегающей к плоскости радиально-симметричного оптического элемента.

5. Получены асимптотические представления для поля линейно поляризованной электромагнитной волны, прошедшей через оптический элемент, фокусирующий излучение в кольцо, основанные на вычислении спектра плоских волн в цилиндрической системе координат с использованием метода стационарной фазы. Полученные выражения впервые позволили проанализировать эффекты, связанные с деполяризацией падающего излучения и отсутствием радиальной симметрии в результирующем поле.

6. Впервые получено аналитическое представление эйкональной функции оптического элемента, фокусирующего излучение в произвольную кривую в плоскости, параллельной плоскости оптического элемента. Представление позволяет получить выражение для эйкональной функции по известной функции раствора светового конуса лучей, приходящих в данную точку фокальной кривой.

7. Получено интегральное уравнение для определения функции раствора светового конуса лучей, приходящих в данную точку фокальной кривой, по известной функции линейной плотности энергии.

В пунктах 2-5 выражения отличаются от ранее полученных другими авторами в приближении геометрической оптики, поскольку, учитывают дифракцию внутри оптического элемента.

На защиту выносятся

- асимптотический метод решения задач дифракции на квазипериодических структурах;
- модифицированный метод связанных волн для задач с произвольной симметрией;
- результаты исследования дифракции на радиально-симметричных ДОО с учетом дифракции внутри оптического элемента, включая выявленное нарушение в фокальной области радиальной симметрии и деполяризацию входного пучка;
- асимптотический метод вычисления поля вблизи особых точек каустических поверхностей;
- результаты исследования дифракции вблизи особых точек каустических поверхностей (фокальных кривых), включая зависимость дифракционной ширины фокальной кривой от длины слоя, формирующего поле в окрестности данной точки.

Практическая ценность работы.

Асимптотические методы решения уравнений Максвелла доведены до простых выражений для поля на выходе оптического элемента. Сложная задача вычисления поля на выходе радиально-симметричного оптического элемента све-

дена к решению задачи дифракции на одномерной дифракционной решетке в конечном числе точек на апертуре. В работе получены простые выражения для декартовых компонент поля, прошедшего через радиально-симметричный дифракционный оптический элемент. Получены интегральные представления поля от радиально-симметричного оптического элемента в виде одномерных интегралов. Практическая ценность полученных результатов состоит в существенном (на порядок) сокращении времени расчета электромагнитного поля, формируемого оптическими элементами, по сравнению с разностными методами и классическим методом связанных волн.

Получены простые выражения для эйкональной функции оптических элементов, фокусирующих излучение в окрестности произвольной кривой, лежащей в плоскости, параллельной плоскости оптического элемента. Эти выражения позволяют легко рассчитать и изготовить соответствующие оптические элементы.

Получены интегральные представления для компонент электрического поля вблизи фокальной кривой (вырожденной каустической поверхности). Интегральные представления для поля выражаются через одномерные интегралы, что снижает вычислительную сложность задачи на 1-2 порядка. Разработанные методы были использованы при проектировании и изготовлении 12 фокусаторов лазерного излучения и ряда оптических устройств, содержащих ДОО.

Достоверность работы.

Достоверность полученных результатов обеспечивается физической адекватностью используемых математических моделей, корректностью математических выкладок и подтверждается сравнением с результатами численного расчета по методу связанных волн. Полученные аналитические выражения для дифрагированных полей в пределе переходят в известные решения скалярной теории дифракции. Результаты решения задач дифракции, полученные с помощью интегральных представлений, верифицировались путем удвоения числа узлов интегрирования. При этом отклонение результатов в среднем составляет не более 5%.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на следующих конференциях.

Всесоюзные совещания по компьютерной оптике (г. Москва, 1987; г. Сухуми, 1988 г.; г. Тольятти, 1990г.; г. Самара 1993 г.); Четвертый Европейский конгресс по оптике "ЕСО-4" (г. Гаага, Голландия, 1991); Конференция "Miniature and Micro-Optics and Micromechanics" (Сан-Диего, США, 14-15 июля 1993 г.); 5-ый Международный семинар по цифровой обработке изображений и компьютерной оптике "Image Processing and Computer Optics" (22-26 августа 1994, Самара); Международный симпозиум "Информационная оптика. Научные основы и технологии" (Москва, 27-30 августа 1997); Международная конференция «Математическое моделирование – 2001» (Самара: СГАУ, 2001); Международная конференция "Automation, Control, and Information Technology" (Новосибирск, 10-13 июня 2002); Международный оптический конгресс «Оптика – XXI век» (Санкт-Петербург, 20-24 октября 2008); Научно-практическая конференция «Голография в России и за рубежом. Наука и

практика» (Киев, Украина, 1-2 июля 2009 г.); 6-ая международная конференция «Оптика-2009» (Санкт-Петербург, 19-23 октября 2009 г.); научные семинары Института систем обработки изображений РАН, кафедры Технической кибернетики Самарского государственного аэрокосмического университета.

Результаты, изложенные в диссертации, использованы при выполнении хозяйственных договоров с ОАО «АВТОВАЗ», Исследовательским центром «ФИАТ» (Италия), “LG Electronics” (Южная Корея).

Связь с государственными программами.

Результаты, изложенные в диссертации, получены при выполнении работ в рамках Российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (BRHE), государственных контрактов с Федеральным агентством по науке и инновациям, с Федеральным агентством по образованию.

Большинство результатов было получено при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (95-01-00562, 96-01-10021-ГФЕНА, 98-01-00894-а, 01-01-00097-а, 04-01-96517-р2004, 04-07-90149-в, 07-07-00210-а, 07-07-91580-асп-а, 07-07-97601-р-офи, 08-07-99005-р-офи, 09-07-12147-офи-м, 09-07-92421-кэ-а), грантов Президента РФ (НШ-7414.2010.9, НШ-1007.2003.01, НШ-3086.2008.9) и программы развития Национального Исследовательского университета - СГАУ.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из Введения, пяти Глав, Заключения и Приложения, списка использованных источников из 219 наименований, изложенных на 228 страницах, содержащих 12 рисунков.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обсуждаются различные численные и аналитические методы решения задач дифракции. Приведена классификация асимптотических методов, используемых в оптике для решения волновых уравнений. Показаны достоинства и недостатки существующих асимптотических методов. Обосновывается актуальность, научная новизна работы, сформулированы положения, выносимые на защиту.

Первая глава диссертации посвящена постановке задачи дифракции на ДОО с учетом дифракции электромагнитного излучения внутри (“в теле”) ДОО. Большое внимание уделено математическому аппарату, который используется в последующих главах. Система уравнений Максвелла записывается в эволюционной форме, по аналогии с уравнением Шредингера и Дирака в квантовой механике. Запись уравнений в абстрактной операторной форме позволяет в дальнейшем выявить свойства системы уравнений и их решений вне зависимости от конкретной используемой системы координат.

Пусть когерентное электромагнитное излучение падает на ДОО, представляющий собой слой с толщиной D с изменяющимся показателем преломления.

Оптическая схема приведена на рис. 1.

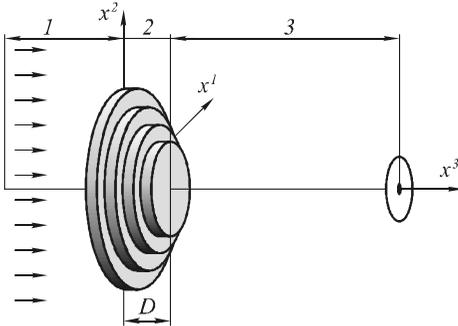


Рис 1. Постановка задачи дифракции на ДОО

Необходимо выделить три области:

- область со стороны падающего излучения (область 1);
- область внутри оптического элемента (область модуляции, область 2);
- область после оптического элемента (область регистрации излучения, область 3).

Задача состоит в определении характеристик электромагнитного излучения в области регистратора.

Система уравнений Максвелла в произвольных ортогональных координатах имеет вид

$$\frac{i}{k} \frac{\partial E}{\partial x^3} = AH, \quad \frac{i}{k} \frac{\partial H}{\partial x^3} = BE.$$

E, H – тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей в криволинейной системе координат. Матричные дифференциальные операторы A, B имеют вид

$$A = \frac{1}{k^2} C(\varepsilon^{-1}) - \sigma, \quad B = -\frac{1}{k^2} C(1) + \varepsilon\sigma.$$

При этом их элементы вычисляются следующим образом:

$$C_j^i(\varepsilon^{-1}) = (-1)^{j-1} \frac{\partial}{\partial x^i} \frac{g_{33} \cdot \varepsilon^{-1}}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x^{3-j}}, \quad \sigma_j^i = \frac{\sqrt{g}(j-i)}{g_{3-i,j}}.$$

(x^1, x^2, x^3) – криволинейные координаты; g_{ij} – компоненты метрического тензора в криволинейной системе координат; ε – распределение диэлектрической проницаемости; $i = 1, 2; j = 1, 2$.

Для описания распространения света в различных задачах используются различные базисы для представления системы уравнений Максвелла. Рассмотрим распространение поля в области (волноводе), ограниченной цилиндрической поверхностью с образующей, параллельной оси распространения. Представим вектора E и H в следующем виде ($k = 1, \infty; l = 1, 2$)

$$E = \sum_{lk} f^{kl} |e_{k,l,l}\rangle, \quad H = \sum_{lk} g^{kl} |e_{k,3-l,l}\rangle.$$

Базисные вектора имеют вид

$$|e_{k1s}\rangle = \frac{\partial F_{k1}}{\partial x^s}, \quad |e_{k2s}\rangle = \frac{\sqrt{g}}{g_{3-s,3-s}} \frac{\partial F_{k2}}{\partial x^{3-s}} (-1)^{s-1}.$$

F_{k1} – решение уравнения Гельмгольца с постоянной диэлектрической проницаемостью, удовлетворяющее граничному условию $F_{k1} = 0$ на границе

цилиндрической области, F_{k2} — решение уравнения Гельмгольца с постоянной диэлектрической проницаемостью, удовлетворяющее граничному условию $\frac{\partial F_{k2}}{\partial n} = 0$ на границе цилиндрической области, где $\frac{\partial}{\partial n}$ — нормальная производная на цилиндрической поверхности. В данном базисе система уравнений Максвелла имеет наиболее простой вид.

В этом представлении система уравнений Максвелла в произвольной ортогональной системе координат сводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\frac{df^{sn}}{dz} = \sum_{lk} g^{kl} \langle e_{s,n,n} A e_{k,l,3-l} \rangle, \quad \frac{dg^{sn}}{dz} = \sum_{lk} f^{kl} \langle e_{s,n,3-n} B e_{k,l,l} \rangle.$$

Для описания распространения поля в декартовой системе координат, представим тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей в виде линейной комбинации базисных векторов

$$|E\rangle = \sum_s \int_{-\infty}^{\infty} f^{\alpha_1 \alpha_2 s}(x^3) |e_{\alpha_1 \alpha_2 s}\rangle, \quad |H\rangle = \sum_s \int_{-\infty}^{\infty} g^{\alpha_1 \alpha_2 s}(x^3) |e_{\alpha_1 \alpha_2 s}\rangle.$$

Базисные вектора имеют вид

$$e_{\alpha_1 \alpha_2 s} = q_{\alpha_1 \alpha_2 s} \exp\left(ik(\alpha_1 x^1 + \alpha_2 x^2)\right), \quad q_{\alpha_1 \alpha_2} = \begin{pmatrix} \alpha_1 & -\alpha_2 \\ \alpha_2 & \alpha_1 \end{pmatrix}.$$

Подставляем это разложение в систему уравнений Максвелла, получаем систему интегро-дифференциальных уравнений

$$\frac{i}{k} \frac{df^{\alpha_1 \alpha_2 s}}{dx^3} = \sum_k \int_{-\infty}^{\infty} A_{\omega_1 \omega_2 k}^{\alpha_1 \alpha_2 s}(x^3) g^{\omega_1 \omega_2 k}(x^3) d\omega_1 d\omega_2,$$

$$\frac{i}{k} \frac{dg^{\alpha_1 \alpha_2 s}}{dx^3} = \sum_k \int_{-\infty}^{\infty} B_{\omega_1 \omega_2 k}^{\alpha_1 \alpha_2 s}(x^3) f^{\omega_1 \omega_2 k}(x^3) d\omega_1 d\omega_2.$$

В диссертации приводятся выражения для вычисления ядер интегральных преобразований (матричных элементов) $A_{\omega_1 \omega_2 k}^{\alpha_1 \alpha_2 s}(x^3)$ и $B_{\omega_1 \omega_2 k}^{\alpha_1 \alpha_2 s}(x^3)$.

Для описания распространения света в однородной анизотропной среде в диссертации предложено использовать следующее представление для тангенциальных компонент электрического и магнитного полей

$$E(x^1, x^2, x^3) = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_s f^{\alpha_1, \alpha_2 s}(x^3) F_{\alpha_1, \alpha_2 s} d\alpha_1 d\alpha_2,$$

$$H(x^1, x^2, x^3) = - \int_{-\infty}^{\infty} \sum_s f^{\alpha_1, \alpha_2 s}(x^3) \gamma_{\alpha_1, \alpha_2}^{-1} B F_{\alpha_1, \alpha_2 s} d\alpha_1 d\alpha_2.$$

$$F_{\alpha_1, \alpha_2, s} = Q_{\alpha_1, \alpha_2, s} \exp\left(ik(\alpha_1 x^1 + \alpha_2 x^2)\right).$$

Функции $Q_{\alpha_1, \alpha_2, s}$, определяющие базисные вектора, удовлетворяют следующему уравнению на собственные значения.

$$(CD)Q_{\alpha_1, \alpha_2, s} = \gamma_{\alpha_1, \alpha_2, s}^2 Q_{\alpha_1, \alpha_2, s}.$$

где матрицы C и D имеет вид

$$C_j^i(\alpha_1, \alpha_2) = -\varepsilon_{33}^{-1}(-1)^{j-1} \alpha_i \alpha_{3-j} + (-1)^i \mu_{3-ij},$$

$$D_j^i(\alpha_1, \alpha_2) = \mu_{33}^{-1}(-1)^{j-1} \alpha_i \alpha_{3-j} - (-1)^i \varepsilon_{3-ij}.$$

ε_{ij} и μ_{ij} – компоненты тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей среды, в которой распространяется электромагнитная волна.

После подстановки в уравнения Максвелла приведенных представлений, дифференциальное уравнение для функции $f^{\alpha_1, \alpha_2, s}(x^3)$ имеет вид

$$\partial_3 f^{\alpha_1, \alpha_2, s}(x^3) = ik \gamma_{\alpha_1, \alpha_2, s} f^{\alpha_1, \alpha_2, s}(x^3).$$

Функции $f^{\alpha_1, \alpha_2, s}$ можно найти, если известно распределение тангенциальных компонент электрического (или магнитного поля) в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. В однородной изотропной среде, описание распространения электромагнитного поля значительно упрощается.

Матрица-столбец f^{β_1, β_2} находится, если известно распределение тангенциальных составляющих электрического поля в плоскости $x^3 = 0$

$$f^{\beta_1, \beta_2} = \int_{-\infty}^{\infty} Q_{\beta_1, \beta_2}^{-1} E(x^1, x^2, 0) \exp(-ik_0(\beta_1 x^1 + \beta_2 x^2)) dx^1 dx^2.$$

Предлагаемый подход позволил разработать модифицированный метод связанных волн для произвольной ортогональной системы координат. Он дает возможность решить задачу дифракции электромагнитной волны с определенным угловым моментом на фокусирующем оптическом элементе с учетом дифракции излучения внутри ДОО.

Вторая глава диссертации посвящена изложению асимптотического метода, который позволяет решать задачи дифракции когерентного света на одномерных ДОО, представляющих собой квазипериодические диэлектрические микроструктуры.

Уравнение, описывающее распространение света в случае ТЕ поляризации, имеет вид

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + k^2 \varepsilon(x) E = 0.$$

x – поперечная координата (в плоскости параллельной оптическому элементу); z – продольная координата (вдоль оптической оси);

$\varepsilon(x, z)$ – распределение диэлектрической проницаемости ДОО. В пространственно-частотном представлении поля в окрестности точки x_0 на апертуре ДОО

$$\varepsilon(\omega, z) = \frac{k}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(x, z) \exp(-ik\omega(x - x_0)) dx,$$

$$f(\omega, z) = \frac{k}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, z) \exp(ik\omega(x - x_0)) dx.$$

В таком представлении уравнение в частных производных сводится к интегро-дифференциальному уравнению

$$\frac{d^2 f(\omega, z)}{dz^2} = \int_{-\infty}^{\infty} (-k^2 \varepsilon(\omega - \eta, z) + k^2 \alpha^2 \delta(\omega - \eta)) f(\eta, z) d\eta.$$

Рассмотрим случай, когда показатель преломления не зависит от продольной координаты. Показатель преломления изменяется только по апертуре. Пусть на оптический элемент падает плоская электромагнитная волна. Рассмотрим дифракцию на эталонном оптическом элементе. Эталонный ДОО – это оптический элемент с показателем преломления следующего вида

$$n(x) = \Phi(kg(x)),$$

где $\Phi(x)$ – функция с периодом 2π , k – волновое число в вакууме. Для многоуровневой дифракционной решетки эта функция определяет закон квантования микрорельефа. Для эталонного ДОО функция $g(x)$ в окрестности точки x_0 на апертуре представляется в виде

$$g(x) = g(x_0) + \alpha(x - x_0) + \frac{\beta}{2}(x - x_0)^2.$$

Такой вид $g(x)$ соответствует распределению показателя преломления $n(x)$ бинарной фазовой зонной пластинки Френеля (дифракционной линзы). Многие ДОО могут быть представлены в виде набора сегментов дифракционных линз с различным положением фокуса. Задачу дифракции на эталонном элементе можно решить с помощью метода связанных волн. Однако для ДОО с большой апертурой в этом случае требуется большое число членов разложения $N \sim D/\lambda$, где λ – длина волны, D – размер апертуры. Для «тонкого» оптического элемента в работах, предшествующих данной диссертации, задача обычно решалась в приближении геометрической оптики. В диссертации предложен метод решения задачи дифракции, основанный на локальном методе связанных волн с последующим использованием теории Релея-Зоммерфельда. Этот метод позволяет получить решение в окрестности точки x_0 на апертуре ДОО. Метод основан на специальном представлении решения интегрального уравнения в окрестности каждой точки x_0 . Для обоснования этого представления рассмотрим решение задачи дифракции в приближении геометрической оптики.

В этом приближении поле на выходе описывается выражением

$$E_t(x) = T \exp(ikh n(x)),$$

где h – толщина ДОО, T – коэффициент пропускания. Отраженное поле представляется в виде

$$E_r(x) = R_1 + R_2 \exp(2ikh n(x)),$$

где R_1 – коэффициент отражения от первой грани, R_2 – коэффициент отражения от второй грани ДОО. Поле внутри оптического элемента (зоны модуляции или микрорельефа)

$$E_{in}(x, z) = A^+ \exp(ikn(x)z) + A^- \exp(ikn(x)(2h - z)),$$

где A^+ описывают волны, распространяющиеся внутри микрорельефа в прямом направлении, A^- – отраженные волны.

Так как $\Phi(x)$ – функция с периодом 2π , мы можем представить поле прошедшее, поле отраженное и поле внутри оптического элемента в виде

$$E_t(x) = \sum_m T^m(x_0) \exp(ikmg(x)),$$

$$E_r(x) = \sum_m R^m(x_0) \exp(ikmg(x)),$$

$$E_{in}(x, z) = \sum_m f^m(x_0, z) \exp(ikmg(x)).$$

Осуществим переход в пространственно-частотное представление. Для поля внутри оптического элемента

$$f_{in}(\omega, z) = F(E_{in}(x, z)) = \sum_m f^m(x_0, z) F(\exp(ikmg(x))),$$

где F – символ преобразования Фурье.

$$f_{in}(\omega, z) = \sum_m f^m(x_0, z) |G_m[\omega]\rangle,$$

$$|G_m[\omega]\rangle = \sqrt{\frac{ik}{2\pi\beta m}} \exp\left(-ik \frac{(\omega - m\alpha)^2}{2m\beta}\right).$$

В этом виде будем в дальнейшем искать решение интегрального уравнения.

Для эталонного оптического элемента распределение диэлектрической проницаемости имеет вид

$$\varepsilon(x) = n^2(x) = \Phi^2(kg(x)).$$

Так как $\Phi^2(x)$ функция с периодом 2π , то можно ее разложить в ряд Фурье, и функция $\varepsilon(x)$ принимает вид

$$\varepsilon(x) = \sum_m \varepsilon_m \exp(ikmg(x)).$$

В пространственно-частотном представлении

$$\varepsilon(\omega) = \sum_m \varepsilon_m |G_m[\omega]\rangle.$$

Подставляем в интегральное уравнение и получаем вместо интегрального уравнения систему обыкновенных дифференциальных уравнений.

$$\frac{d^2 f^s(x_0, z)}{dz^2} = k^2 \sum_n (A^{-1})_p^s B_n^p f^n(x_0, z) - k^2 \sum_{ns} \varepsilon_{m-s} f^m(x_0, z).$$

Решаем полученную систему дифференциальных уравнений в трех областях – внутри элемента, в области со стороны падающей волны, в области после оптического элемента. Условия сшивки на границах этих трех областей приводят к системе линейных алгебраических уравнений для определения коэффициентов отражения и пропускания. В отличие от классического метода связанных волн количество членов разложения, необходимых для аппроксимации поля, приблизительно равно $N \sim \lambda/\alpha$. Отметим также, что функции $T^m(x_0)$ на апертуре изменяются непрерывно без резких осцилляций. Это позволяет провести расчет только на ограниченном множестве точек внутри апертуры. В остальных точках при расчетах была использована линейная интерполяция. В результате время решения задачи сокращается на порядок по сравнению с методом связанных волн, в котором в качестве периода используется ДОЭ. Работоспособность продемонстрирована на задаче дифракции гауссова пучка, прошедшего через оптический элемент с распределением диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon(x) = \frac{\varepsilon_{\max} + \varepsilon_{\min}}{2} + \frac{\varepsilon_{\max} - \varepsilon_{\min}}{2} \cos\left(k\sqrt{x^2 + f^2}\right), \quad x \in [-D/2, D/2],$$

где $\varepsilon_{\max} = 2,25$; $\varepsilon_{\min} = 1$; $D = 200\lambda$ – диаметр апертуры оптического элемента. Оптический элемент с указанной диэлектрической проницаемостью обеспечивает фокусировку падающего пучка в точку в фокальной плоскости $z=f$. Поле на выходе оптического элемента рассчитывалось тремя способами: методом связанных волн, в приближении геометрической оптики, с помощью разработанного асимптотического метода. Далее, для нахождения поля в пространстве, вычислялся интеграл Релея-Зоммерфельда. Результаты расчетов приведены на рис. 2–5 при различных значениях фокуса f и расстояний от оптического элемента до плоскости наблюдения z . Сплошной линией изображены результаты, полученные с помощью асимптотического метода. Пунктирной линией изображены результаты, полученные с помощью метода связанных волн. Крестиками показаны результаты, полученные без учета дифракции внутри ДОЭ.

Анализ рис. 2-5 показывает, что отклонение результатов, полученных при использовании приближения геометрической оптики, от результатов, полученных с помощью строгого метода связанных волн, составляет 3-5% при больших фокусах (100 и 200 длин волн рис. 2,3). С уменьшением фокусного расстояния (до 50 длин волн рис. 3, 4) указанное отклонение возрастает более чем на 110%. При этом ошибка разработанного асимптотического метода для случаев рис.2-5 составляет 0,6%; 0,7%; 4,3% и 11,6% соответственно. Таким образом, асимптотический метод, в отличие от приближения геометрической оптики для «тонкого» ДОЭ, существенно точнее описывает дифракцию при малых значениях фокуса, чем приближение геометрической оптики.

В третьей главе диссертации предложен метод локальных связанных волн в общем случае для двумерного оптического элемента, обладающего

зонной структурой. Метод позволил получить простые выражения для поля на выходе радиально-симметричного оптического элемента при освещении пучком света с радиальной и линейной поляризациями.

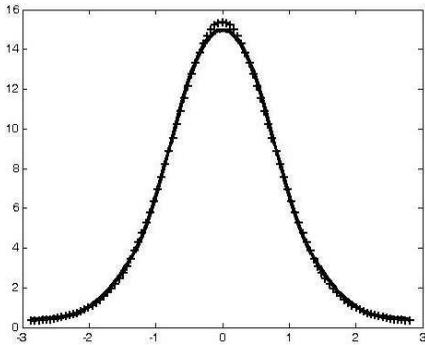


Рис.2. Распределение интенсивности в фокальной плоскости ($z = f$) дифракционной линзы с $f = 200\lambda$

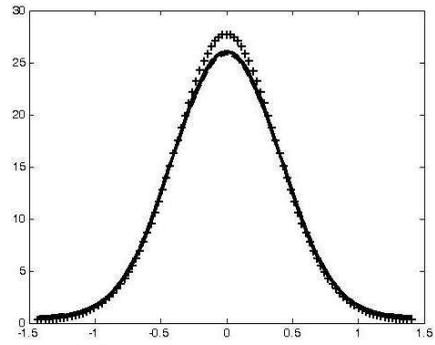


Рис. 3. Распределение интенсивности в фокальной плоскости ($z = f$) дифракционной линзы с $f = 100\lambda$

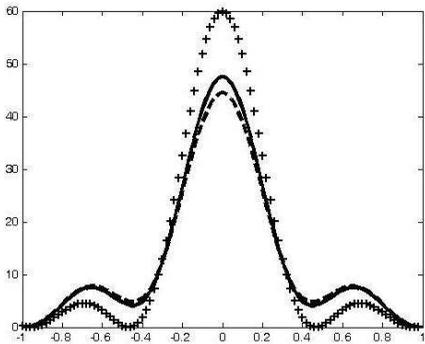


Рис.4. Распределение интенсивности в фокальной плоскости ($z = f$) дифракционной линзы с $f = 50\lambda$

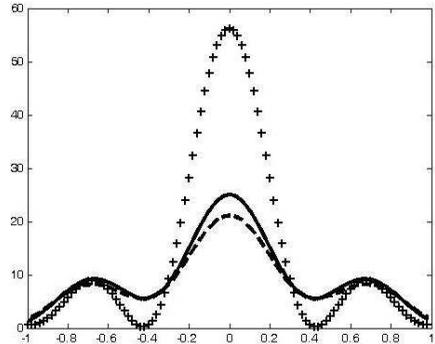


Рис.5. Распределение интенсивности в плоскости $z = 1,5f$ для дифракционной линзы с $f = 50\lambda$

Метод, рассмотренный во второй главе, здесь распространен на двумерные оптические элементы, показатель преломления которых описывается функцией

$$n(x^1, x^2) = \Phi(kg(x^1, x^2)),$$

где $kg(x^1, x^2)$ – фазовая функция оптического элемента, (x^1, x^2) – декартовы координаты (см. Рис. 1). Эта функция используется для описания тонких оптических элементов. Ее физический смысл – изменение фазы падающей волны при прохождении оптического элемента. Кроме этого, она определяет

границы зон на оптическом элементе. Функция $\Phi(x)$ определяет распределение показателя преломления внутри зон оптического элемента. Предложенный метод расчета дифракции позволяет найти поле в плоскости, прилегающей к плоскости оптического элемента, в случае, когда оптический элемент имеет некоторую толщину. Метод представляет собой локальный метод связанных волн и позволяет получить выражение в специальном виде, который в дальнейшем позволяет применить к решению задачи дифракции метод геометрической оптики.

Рассмотрим дифракцию в окрестности точки (x_0^1, x_0^2) , на апертуре. Пусть в окрестности этой точки функция $g(x^1, x^2)$ имеет вид

$$g(x^1, x^2) = g(x_0^1, x_0^2) + \alpha_1(x^1 - x_0^1) + \alpha_2(x^2 - x_0^2) + 0.5\beta_1(x^1 - x_0^1)^2 + 0.5\beta_2(x^2 - x_0^2)^2.$$

В пространственно-частотном представлении выражение для электрического и магнитного полей имеет вид

$$E^{\alpha_1, \alpha_2} = \sum_n \exp(ikng_0) (T^{n,1} \alpha_3 e_1 - T^{n,2} e_2) D_m(\alpha_1 - n\gamma_1, \alpha_2 - n\gamma_2),$$

$$H^{\alpha_1, \alpha_2} = \sum_n \exp(ikng_0) (T^{n,1} \varepsilon_3 e_2 + T^{n,2} \alpha_3 e_1) D_m(\alpha_1 - n\gamma_1, \alpha_2 - n\gamma_2),$$

$$D_m(\omega_1, \omega_2) = \sqrt{\frac{ik}{2\pi n \beta_1}} \sqrt{\frac{ik}{2\pi n \beta_2}} \exp\left[-ik\left(\frac{\omega_1^2}{2n\beta_1} + \frac{\omega_2^2}{2n\beta_2}\right)\right].$$

$T^{n,1}$, $T^{n,2}$ – локальные коэффициенты дифракции.

В координатном представлении выражение для электрического и магнитного полей имеет вид

$$E(y^1, y^2) = \int_{-\infty}^{\infty} E^{\alpha_1 \alpha_2} \exp(ik(\alpha_1 y^1 + \alpha_2 y^2)) d\alpha_1 d\alpha_2,$$

$$H(y^1, y^2) = \int_{-\infty}^{\infty} H^{\alpha_1 \alpha_2} \exp(ik(\alpha_1 y^1 + \alpha_2 y^2)) d\alpha_1 d\alpha_2.$$

Электрическое поле в точке $(0, 0)$ подвижной системы координат с началом в точке (x_0^1, x_0^2) имеет вид

$$E(0, 0) = \sum_n \exp(ikng_0) (T^{n,1} \alpha_3 e_1 - T^{n,2} e_2).$$

При переходе от подвижной системы координат к неподвижной системе выражение для электрического поля принимает вид

$$E(x^1, x^2) = \sum_n E^n(x^1, x^2) \exp(ikng(x^1, x^2)),$$

где $E^n(x^1, x^2)$ – медленно изменяющиеся функции. Следует отметить, что поле на выходе оптического элемента представляет собой суперпозицию полей, каждое из которых описывается своим волновым фронтом. Эти поля будем называть парциальными. Волновой фронт этих волн описывает-

ся выражением $\exp(ikng(x^1, x^2))$. Волновые фронты описываются гладкими функциями, если $g(x^1, x^2)$ является гладкой функцией. Это позволяет вычислить парциальные поля в приближении геометрической оптики. При этом каждому парциальному полю будет соответствовать геометрический луч. Так как в каждой точке мы имеем несколько парциальных полей, то это в свою очередь означает, что из каждой точки в плоскости, непосредственно прилегающей к оптическому элементу, исходит несколько лучей. Направление этих лучей совпадает с направлением лучей, прошедших через дифракционную решетку с периодом $d = \lambda / (dg/dr)$. На этом основании можно сделать заключение о том, что дифракция на оптическом элементе в каждой точке локально может быть представлена как дифракция на локальной дифракционной решетке. Это дает возможность придать методу, рассмотренному в предыдущей главе диссертации, дополнительное физическое обоснование.

Четвертая глава посвящена расчету поляризованного электромагнитного поля, прошедшего через радиально-симметричный оптический элемент. Для расчета поля в этом случае в диссертации предлагается использовать цилиндрическую систему координат в сочетании с применением

- а) разложения по цилиндрическим волнам;
- б) разложения по плоским волнам;
- в) метода связанных волн.

Расчет поля от радиально-симметричного ДОО с помощью первых двух из упомянутых методов подразумевает, что нам известно распределение комплексной амплитуды в плоскости, прилегающей к плоскости оптического элемента. Расчет комплексной амплитуды проводился с использованием асимптотического метода, рассмотренного в предыдущей главе.

Рассмотрим расчет поля в случае азимутальной, радиальной, и линейной поляризации входного пучка.

В случае азимутальной поляризации входного пучка электрическое поле на выходе оптического элемента имеет вид

$$E_\varphi = \sum E_0(r) T_{re}^n(r) \exp(ikng(r)),$$

где E_φ – азимутальная составляющая электрического поля, r – радиальная координата ($r^2 = (x^1)^2 + (x^2)^2$), $E_0(r)$ – азимутальная компонента входного поля, $g(r)$ – эйконалная функция оптического элемента, $T_{re}^n(r)$ – локальный коэффициент дифракции на окружности радиусом r . Коэффициент дифракции получается как решение задачи дифракции для случая ТЕ поляризации на квазипериодической структуре.

В случае дифракции радиально поляризованной электромагнитной волны магнитное поле на выходе ДОО имеет вид

$$H_\varphi = \sum H_0(r) T_m^n(r) \exp(ikng(r)),$$

где H_φ – азимутальная составляющая выходного магнитного поля, $H_0(r)$ – азимутальная компонента входного магнитного поля, $g(r)$ – эйкональная функция оптического элемента, $T_m^n(r)$ – локальный коэффициент дифракции. Коэффициент дифракции получается как решение задачи дифракции для случая ТМ поляризации на квазипериодической структуре. Электрическое поле в плоскости, прилегающей к плоскости оптического элемента, имеет вид

$$E_r = \sum E_0(r) E^n(r) \exp(ikng(r)).$$

В случае линейной поляризации поле в плоскости, прилегающей к плоскости оптического элемента, имеет вид

$$E_1(r, \varphi, 0) = U_{10}(r, 0) + U_{12}(r, 0) \cos(2\varphi),$$

$$E_2(r, \varphi, 0) = U_{22}(r, 0) \sin(2\varphi),$$

где $E_1(r, \varphi, 0)$, $E_2(r, \varphi, 0)$ – декартовы компоненты электрического поля; функции $U_{ij}(r, 0)$ описываются выражениями

$$U_{10}(r, 0) = 0.5 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \left(E_{TM}^n(r) + E_{TE}^n(r)\right) \exp(ikng(r)),$$

$$U_{12}(r, 0) = 0.5 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \left(E_{TM}^n(r) - E_{TE}^n(r)\right) \exp(ikng(r)),$$

$$U_{22}(r, 0) = U_{12}(r, 0),$$

где $E_{TM}^n(r)$ и $E_{TE}^n(r)$ – коэффициенты дифракции на локальной дифракционной решетке для различных типов поляризации. Направление поляризации освещающего пучка совпадает с направлением оси x^1 . Анализируя приведенные выражения, видим, что пучок, прошедший через оптический элемент, не имеет радиальной симметрии. Кроме того, он не является линейно поляризованным. В выражении для поля появляется составляющая, ортогональная направлению поляризации исходного пучка. Это в свою очередь связано с тем, что электромагнитные волны, обладающие различными типами поляризации, проходят через оптический элемент по-разному. Далее по известному распределению тангенциальных компонент поля в плоскости, прилегающей к оптическому элементу можно найти распределение электрического поля в области за оптическим элементом. Для этого предлагается использовать метод разложения по плоским волнам, метод разложения по цилиндрическим волнам или метод геометрической оптики. Метод геометрической оптики позволяет значительно снизить вычислительную сложность задачи. Однако, его (а также родствен-

ный ему метод стационарной фазы) можно использовать в случае, если точка наблюдения лежит вдали от особых точек. Особыми точками являются точки, лежащие на каустических поверхностях, которые, в свою очередь, являются огибающими семейства геометрических лучей. Каждый геометрический луч касается каустических поверхностей 2 раза. Это означает, что если в разложении поля на выходе оптического элемента присутствует N членов, то существует $2N$ точек, в окрестности которых методы геометрической оптики применить нельзя. Для вычисления поля в окрестности каустика в этом случае будем использовать метод разложения по плоским волнам. Пространственно-частотная функция, соответствующая компоненте E_1 , в цилиндрических координатах имеет вид

$$A_1(\rho, \beta) = A_{10}(\rho) - \cos(2\varphi) A_{12}(\rho).$$

(ρ, β) – полярные координаты в спектральной плоскости.

В случае фокусировки в кольцо функции $A_{ij}(\rho)$ описываются следующими выражениями

$$A_{10}(\rho) = \frac{k^2}{2\pi} U_{10}(r_s, 0) \exp\left(ik\left(\rho r_0 - f\sqrt{n^2 - \rho^2}\right)\right) \sqrt{\frac{r_s}{\rho k^2 \Phi''(\rho, r_s)}},$$

$$A_{12}(\rho) = \frac{k^2}{2\pi} U_{12}(r_s, 0) \exp\left(ik\left(\rho r_0 - f\sqrt{n^2 - \rho^2}\right)\right) \sqrt{\frac{r_s}{\rho k^2 \Phi''(\rho, r_s)}},$$

где $\Phi''(\rho, r_s) = \frac{(\sqrt{n^2 - \rho^2})^3}{fn^2}$, $r_s - r_0 = \frac{f\rho}{\sqrt{n^2 - \rho^2}}$,

где r_0 – радиус кольца, n – показатель преломления среды. Выражения для спектральной функции получены путем вычисления интегралов, входящих в выражения для спектра методом стационарной фазы.

Пространственно-частотная функция для компоненты поля, перпендикулярной направлению поляризации падающей волны, имеет вид

$$A_2(\rho, \beta) = -A_{12}(\rho, \beta) \sin(2\beta).$$

Переходя от пространственно-частотных компонент к пространственным координатам, получаем компоненты электрического поля в фокальной области. Результаты расчетов представлены на рис.6 и рис 7. R – радиус апертуры оптического элемента, σ – параметр освещающего гауссова пучка, f – фокусное расстояние. Полученные выражения впервые позволили установить, что излучение в фокальной плоскости является эллиптически-поляризованным даже в случае, если падающее излучение линейно поляризовано. Кроме того, отсутствует радиальная симметрия в результирующем поле.

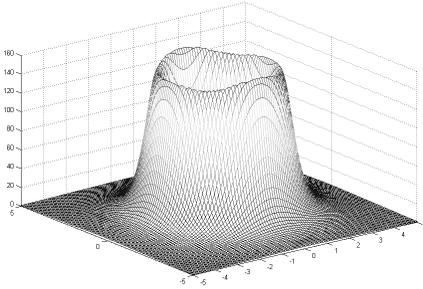


Рис.6. Распределение интенсивности в фокальной плоскости фокусатора в кольцо, $\lambda = 1, \sigma = 50\lambda, R = 500\lambda, f = 1000\lambda$.

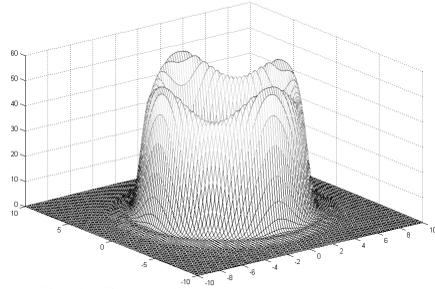


Рис.7. Распределение интенсивности в фокальной плоскости фокусатора в кольцо, $\lambda = 1, \sigma = 50\lambda, R = 500\lambda, f = 100\lambda$.

Асимптотический метод расчета поля на выходе радиально-симметричного ДОЭ хорошо работает, если на его апертуре умещается несколько сотен зон. В этом случае оптический элемент в окрестности любой точки на апертуре может быть представлен в виде дифракционной решетки. В случае, если на апертуре оптического элемента умещается лишь несколько зон, или оптический элемент рассчитан с помощью итерационного метода, использование асимптотического подхода нецелесообразно.

В этом случае более эффективным является подход, основанный на методе связанных волн в цилиндрической системе координат. Классический метод связанных волн служит для расчета периодических структур. При использовании классического метода связанных волн не рассматривается наличие симметрии ДОЭ. Это приводит к увеличению количества членов разложения в выражении для электромагнитного поля, что в свою очередь приводит к возрастанию вычислительной сложности задачи. Для решения задач дифракции на радиально-симметричных оптических элементах в диссертации был предложен модифицированный метод связанных волн в цилиндрических координатах.

Поле в области 1 представляется в виде падающей и отраженной волны и имеет вид

$$\begin{aligned} |W_1(x^1, x^2, x^3)| &= \sum_n \left[I^{n1}(x^3) \begin{pmatrix} \gamma_{n1}(\epsilon_1) e_{n11} \\ \epsilon_1 e_{n12} \end{pmatrix} + I^{n2}(x^3) \begin{pmatrix} -e_{n22} \\ \gamma_{n2}(\epsilon_i) e_{n21} \end{pmatrix} \right] + \\ &+ \sum_n \left[R^{n1} \begin{pmatrix} -\gamma_{n1}(\epsilon_1) e_{n11} \\ \epsilon_1 e_{n12} \end{pmatrix} + R^{n2} \begin{pmatrix} -e_{n22} \\ -\gamma_{n2}(\epsilon_i) e_{n21} \end{pmatrix} \right] \exp(-ik\gamma(\epsilon_1, \alpha_n) x^3). \end{aligned}$$

Поле в области 3 за оптическим элементом представляется в виде

$$|W_3(x^1, x^2, x^3)| = \sum_{nj} \left[T^{n1}(x^3) \begin{pmatrix} \gamma_{n1}(\epsilon_3) e_{n11} \\ \epsilon_3 e_{n12} \end{pmatrix} + T^{n2}(x^3) \begin{pmatrix} -e_{n22} \\ \gamma(\epsilon_3) e_{n21} \end{pmatrix} \right].$$

Поле внутри ДОЭ записывается в виде

$$\left| W_2(x^1, x^2, x^3) \right\rangle = \sum_{nj} \left(f^{nj}(x^3) \begin{pmatrix} e_{nj1} \\ 0 \end{pmatrix} + g^{nj}(x^3) \begin{pmatrix} 0 \\ e_{nj2} \end{pmatrix} \right),$$

$$e_{nj1} = \begin{pmatrix} DJ_m(k\alpha_{nj}x^1) \\ D_2J_m(k\alpha_{nj}x^1) \end{pmatrix} W^{-1}(z), \quad e_{nj2} = \begin{pmatrix} -D_2J_m(k\alpha_{nj}x^1) \\ DJ_m(k\alpha_{nj}x^1) \end{pmatrix} W^{-1}(x^3).$$

Здесь x^1 – радиальная координата, x^2 – азимутальная координата, x^3 – продольная координата.

Функции $q^{ms}(x^3)$ и $g^{ms}(x^3)$ удовлетворяют системе дифференциальных уравнений. Решение этих дифференциальных уравнений имеет вид

$$f^{ms}(x^3) = \sum_a \sum_{b=1,2} E_{ab}^{ms} \left(a^{+ab} \exp(ik\mu_{ab}x_3) + a^{-ab} \exp(-ik\mu_{ab}(x_3-d)) \right),$$

$$g^{pq}(x^3) = \sum_a \sum_{b=1,2} K_{ab}^{pq} \left(-\mu_{ab} a^{+ab} \exp(ik\mu_{ab}x_3) + \mu_{ab} a^{-ab} \exp(-ik\mu_{ab}(x_3-d)) \right),$$

$$K_{ab}^{pq} = \sum_m \sum_{s=1,2} \bar{A}_{ms}^{pq} E_{ab}^{ms}, \quad M_{ns}^{ml} = \sum_p \sum_{q=1,2} A_{pq}^{ml} B_{ns}^{pq} \cdot \sum_p \sum_{l=1,2} M_{pl}^{sq} E_{mn}^{pl} = \mu_{mn}^2 E_{mn}^{nq}.$$

Для вычисления неопределенных коэффициентов используем условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного поля на границах ДОО. Условие сшивки при $x^3 = 0$ приводит к функциональному уравнению

$$I^{n1} \begin{pmatrix} \mathcal{Y}_{n1}(\mathcal{E}_1) e_{n11} \\ \mathcal{E}_1 e_{n12} \end{pmatrix} + I^{n2} \begin{pmatrix} -e_{n22} \\ \mathcal{Y}_{n2}(\mathcal{E}_i) e_{n21} \end{pmatrix} + R^{n1} \begin{pmatrix} -\mathcal{Y}_{n1}(\mathcal{E}_1) e_{n11} \\ \mathcal{E}_1 e_{n12} \end{pmatrix} + R^{n2} \begin{pmatrix} -e_{n22} \\ -\mathcal{Y}_{n2} e_{n21} \end{pmatrix} =$$

$$= f^{n1}(0) \begin{pmatrix} e_{n11} \\ 0 \end{pmatrix} + f^{n2}(0) \begin{pmatrix} e_{n22} \\ 0 \end{pmatrix} + g^{n1}(0) \begin{pmatrix} 0 \\ e_{n12} \end{pmatrix} + g^{n2}(0) \begin{pmatrix} 0 \\ e_{n21} \end{pmatrix}.$$

Условие сшивки при $x^3 = d$ приводит к функциональному уравнению

$$f^{n1}(d) \begin{pmatrix} e_{n11} \\ 0 \end{pmatrix} + f^{n2}(d) \begin{pmatrix} e_{n22} \\ 0 \end{pmatrix} + g^{n1}(d) \begin{pmatrix} 0 \\ e_{n12} \end{pmatrix} + g^{n2}(d) \begin{pmatrix} 0 \\ e_{n21} \end{pmatrix} =$$

$$= T^{n1} \begin{pmatrix} \mathcal{Y}_{n1}(\mathcal{E}_3) e_{n11} \\ \mathcal{E}_3 e_{n12} \end{pmatrix} + T^{n2} \begin{pmatrix} -e_{n22} \\ \mathcal{Y}_{n2}(\mathcal{E}_3) e_{n21} \end{pmatrix}.$$

Используя линейную независимость базисных векторов, систему функциональных уравнений можно свести к системе линейных алгебраических уравнений. Неизвестными в системе линейных уравнений являются $a^{+n,j}$, $a^{-n,j}$, $T^{n,j}$, $R^{n,j}$, где $n=0, N$; $j=1, 2$.

Разработанный метод был применен для моделирования дифракции моды цилиндрического волновода с угловым индексом $m=2$ на радиально-симметричном элементе с распределением диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon(x^1) = \left(\frac{\varepsilon_{\max}^{-1} + \varepsilon_{\min}^{-1}}{2} + \frac{\varepsilon_{\max}^{-1} - \varepsilon_{\min}^{-1}}{2} \cos \left(k \sqrt{(x^1)^2 + f^2} \right) \right)^{-1}, \quad x^1 \in [0, R],$$

где x^1 – радиальная координата; $\varepsilon_{\max} = 2,25$; $\varepsilon_{\min} = 1$; $R = 20\lambda$ – радиус апертуры оптического элемента. Данный элемент обеспечивает фокусировку падающего пучка в точку в фокальной плоскости $z=f$. Результаты расчета поля приведены на рис. 8, 9 при $f = 40\lambda$ и показывают формирование фокального пика кольцевой формы.

Сравнение показало, что отличие результатов, полученных с помощью метода связанных волн, от результатов, полученных с помощью приближения «тонкого» элемента, возрастает с уменьшением фокуса, но при этом не превышает 5 процентов. Отметим, что проведение расчетов при указанных параметрах с помощью стандартного варианта метода связанных волн в декартовых координатах является сложной задачей, требующей использования специальных вычислительных средств (вычислительного кластера). Использование метода связанных волн в цилиндрических координатах позволило решать данную задачу на стандартном персональном компьютере.

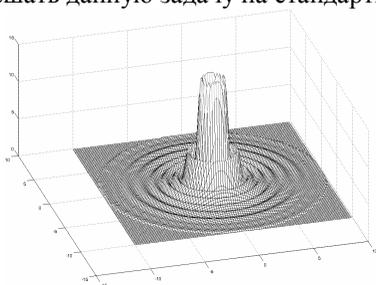


Рис.8. Поле в фокальной плоскости сфокусированной моды круглого волновода с индексом $m=2$

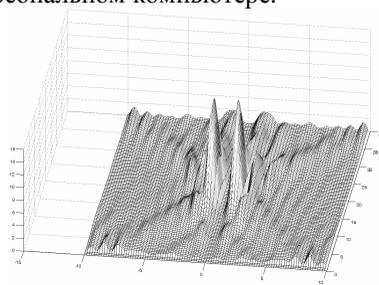


Рис.9. Поле сфокусированной моды круглого волновода с индексом $m=2$ в меридиональной плоскости

Пятая глава посвящена разработке асимптотических методов расчета полей, создаваемых ДОО, фокусирующими падающее излучение в фокальную линию. Фокусаторы лазерного излучения - это модулированные дифракционные решетки, фокусирующие излучение в тонкие линии или малые области пространства. Наиболее простыми для расчета и наиболее разработанными представляются случаи фокусировки в фокальные кривые. Расчет фокусаторов в рамках геометрической оптики изложен в книге «Дифракционная компьютерная оптика» под редакцией В.А. Сойфера. Линия фокусировки представляется полосой нулевой ширины. Распределение энергии вдоль линии фокусировки характеризуется линейной плотностью. Понятие линейной плотности является математической абстракцией и не учитывает возникающие дифракционные эффекты. Фокусаторы по сравнению с фокусирующими ДОО, рассчитанными итерационными методами, имеют регулярный, зонированный рельеф. Несмотря на то, что итерационные методы обеспечивают более точное решение задачи фокусировки, они, как правило, дают нерегуляр-

ный микрорельеф. Это не позволяет воспользоваться для расчета поля, создаваемого этими ДОЭ асимптотическими методами, основанными на методе стационарной фазы, методе перевала и приближении геометрической оптики. Кроме того, нерегулярность микрорельефа приводит к значительным трудностям при изготовлении. Наоборот, регулярный микрорельеф снижает требования к технологии.

В рамках геометрической оптики и приближения «тонкого» оптического элемента задача расчета фокусаторов сводится к задаче расчета фазовой функции. В диссертации в отличие от ранее полученного скалярного геометрикооптического решения, предлагается проводить расчет фокусаторов в рамках векторной геометрической оптики, с использованием криволинейной системы координат (ξ, η) , связанной со слоями:

$$u = U(\xi, \eta) = X(\xi) + a(\xi)\sqrt{f^2 + \eta^2}X'(\xi) - \eta Y'(\xi),$$

$$v = V(\xi, \eta) = Y(\xi) + a(\xi)\sqrt{f^2 + \eta^2}Y'(\xi) + \eta X'(\xi),$$

где (u, v) – декартовы координаты в плоскости фокусатора; $a(\xi)$ – котангенс угла раствора конической поверхности, на которой лежат лучи, приходящие в точку кривой $X(\xi)$ фокусировки. Координата ξ определяет слой, а координата η – положение точки на слое $\Gamma(\xi)$. В этом случае эйконал фокусатора можно восстановить по формуле

$$g(\xi, \eta) = -\sqrt{1 + a^2(\xi)}\sqrt{f^2 + \eta^2} - \int_0^\xi \frac{a(t)}{\sqrt{1 + a^2(t)}} dt.$$

Для расчета интенсивности поля в области фокальной кривой также используются криволинейные координаты. Связь криволинейных координат с декартовыми координатами в области фокальной кривой имеет вид

$$x = X(\xi_1, \eta_1) = X(\xi_1) + a(\xi_1)X'(\xi_1)\eta_1 - \eta_1 Y'(\xi_1),$$

$$y = Y(\xi_1, \eta_1) = Y(\xi_1) + a(\xi_1)Y'(\xi_1)\eta_1 + \eta_1 X'(\xi_1),$$

где (x, y) – декартовы координаты в плоскости фокусировки; (ξ_1, η_1) – криволинейные координаты в окрестности фокальной кривой.

В этих координатах выражение для линейной плотности вдоль фокальной кривой имеет вид ($\eta_1 = 0$)

$$I(\xi_1) = \sqrt{\frac{1}{\pi\sigma^2}} \int I_0(U(\xi_1, \eta), V(\xi_1, \eta)) J(\xi_1, \eta) d\eta,$$

где $I_0(u, v)$ – распределение интенсивности на апертуре оптического элемента, $J(\xi_1, \eta)$ – якобиан преобразования от декартовых координат к криволинейным координатам. Распределение линейной плотности вдоль кривой зависит от функции $a(t)$. Функция $a(t)$ входит в выражение для линейной

плотности энергии, в якобиан и в выражение для криволинейных координат. Это позволяет рассматривать выражение для линейной плотности как нелинейное интегральное уравнение относительно функции $a(t)$. Решая уравнение, получаем функцию $a(t)$, соответствующую заданному распределению линейной плотности вдоль фокальной кривой, а затем и эйконалную функцию оптического элемента.

На рис 10. приведен результат расчета линейной плотности для функции $a(t)$, удовлетворяющей интегральному уравнению. Расчет производился из условия формирования постоянной линейной плотности при параметрах: $D = 60$ мм -размер апертуры, $L = 50$ мм - длина отрезка, $f = 50$ мм - фокусное расстояние. Для сравнения, пунктирной линией на рис. 10 показана линейная плотность для известного геометрооптического решения, полученного в параксиальном приближении. В отличие от представленного решения, линейная плотность, соответствующая параксиальному решению, спадает к концам отрезка.

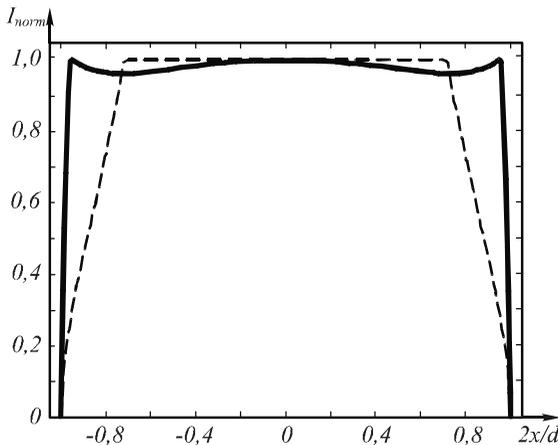


Рис 10. Распределение линейной плотности в фокальной плоскости фокусатора в отрезок. Непрерывная линия соответствует функции $a(t)$, полученной из решения интегрального уравнения. Пунктирная линия соответствует параксиальному приближению.

Высота оптического микрорельефа рассчитывается по известной функции эйконала. Для расчета дифракционного микрорельефа по распределению эйконала также используется приближение геометрической оптики и приближение тонкого оптического элемента:

$$h(u, v) = \frac{\lambda}{n-1} \text{mod}_{2\pi}(kg(u, v)),$$

где n – показатель преломления материала микрорельефа; λ – длина волны освещающего пучка. В случае бинарного элемента высота микрорельефа в приближении геометрической оптики рассчитывается по формуле.

$$h(u, v) = \frac{\lambda}{2(n-1)} \text{rect}(\text{mod}_{2\pi}(kg(u, v))),$$

где $\text{rect}(x) = 0$, если $x \in [0, \pi)$, $\text{rect}(x) = 1$, если $x \in [\pi, 2\pi)$.

В диссертации изложен асимптотический метод расчета поля в окрестности фокальной кривой. Метод основан на вычислении интеграла Релея-Зоммерфельда в криволинейной системе координат, связанной со слоями на фокусаторе. Задача сводится к вычислению двойного интеграла по апертуре фокусатора. Внутренний быстро осциллирующий интеграл по переменной ξ вычисляется с использованием метода стационарной фазы. Это позволяет значительно сократить вычислительную сложность задачи. Анализ полученных аналитических выражений показал зависимость ширины фокальной кривой от длины слоя на фокусаторе, который формирует излучение в окрестности заданной точки на кривой.

В приложении 1 приведены характеристики дифракционных оптических элементов, рассчитанных с использованием методов, разработанных в диссертации.

В приложении 2 приведен расчет поля сфокусированного пучка, прошедшего через тонкую пленку.

В приложении 3 изложен метод решения обратной задачи дифракции для расчета градана.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертации проведен расчет дифракции когерентного электромагнитного излучения на ДОО, базирующийся на разработанных асимптотических методах решения уравнений Максвелла с учетом зонной структуры микро-рельефа. Методы позволили исследовать фокусирующие свойства диэлектрических ДОО с толщиной несколько длин волн в широком диапазоне фокусных расстояний и апертур с погрешностью не превышающей 5%.

Основными результатами работы являются:

1. Для решения задач дифракции в неоднородной среде предложен модифицированный метод связанных волн. Предложенный метод отличается тем, что решение системы уравнений Максвелла представлено в виде разложения по базису в криволинейной системе координат, отличному от базиса плоских волн.

2. Разработан асимптотический метод решения задач дифракции на квазипериодических диэлектрических структурах. Метод позволил свести решение задачи дифракции на диэлектрических квазипериодических структурах к решению задачи дифракции на одномерной дифракционной решетке и представить поле в плоскости, прилегающей к ДОО, в аналитической форме. Это обеспечило снижение вычислительной сложности решения задач дифракции на порядок.

3. Получены выражения для поля в плоскости, непосредственно прилегающей к плоскости оптического элемента, который обладает радиальной

симметрий. Полученные выражения отличаются от аналогичных выражений, полученных в приближении геометрической оптики. Они учитывают дифракцию при распространении поля внутри оптического элемента.

4. Получены асимптотические представления для поля линейно поляризованной электромагнитной волны, прошедшей через оптический элемент, фокусирующий излучение в кольцо. Полученные выражения позволили проанализировать эффекты, связанные с деполяризацией падающего излучения и отсутствием радиальной симметрии в результирующем поле.

5. Получено аналитическое выражение эйкональной функции оптического элемента, фокусирующего излучение в произвольную кривую в плоскости, параллельной плоскости оптического элемента. На основе полученных формул и приведенных исследований создан ряд ДОО и оптических устройств, содержащих ДОО.

6. Разработан асимптотический метод вычисления поля вблизи особых точек каустических поверхностей, исследована дифракция вблизи особых точек каустических поверхностей. Получена связь между длиной слоя на фокусаторе и дифракционной шириной фокальной кривой.

Содержание диссертации отражено в следующих публикациях

Монографии

1. Методы компьютерной оптики (под редакцией В.А. Сойфера, издание второе, исправленное) / раздел 3.5 “Дифракция на двумерных отражающих структурах”, с. 188-210, раздел 3.6 “Градиентный метод синтеза ДОО”, с. 210-212, раздел 3.7 “Асимптотический анализ дифракции на зонированных структурах” с. 212-223; – С.И. Харитонов // М.: «Физматлит», 2003, 688 с.
2. Methods for Computer Design of Diffractive Optical Elements (edited by V.A. Soifer) / Chapter 3 “Design of DOE using electromagnetic theory”, pp.159-266. – L.L. Doskolovich, D.L. Golovashkin, S.I. Kharitonov, V.S. Pavelyev // John Wiley & Sons, Inc., New York, USA 2002, 765 p.
3. Методы компьютерного расчета дифракционных оптических элементов (под редакцией В.А. Сойфера) / раздел 3.5 “Дифракция на двумерных отражающих структурах”, с. 188-210., раздел 3.6 “Градиентный метод синтеза ДОО”, с. 210-212., раздел 3.7 “Асимптотический анализ дифракции на зонированных структурах” – С.И. Харитонов // Tianjin Science & Technology Press, Tiajin, 2007,570 (на китайском языке).

Статьи в реферируемых журналах и изданиях, рекомендованных ВАК

1. Голуб, М.А. Дифракционный расчет оптического элемента, фокусирующего в кольцо / М.А. Голуб, Н.Л. Казанский, И.Н. Сисакян, В.А. Сойфер, С.И. Харитонов // Автометрия, 1987, № 6, с.8-15.
2. Голуб М.А Оценка дифракционного размытия фокальной линии геометро-оптических фокусаторов / М.А. Голуб, Н.Л. Казанский, И.Н. Сисакян , В.А Сойфер, С.И. Харитонов // Компьютерная оптика. - 1989. - Вып.5. - С.34-38.

3. Голуб М.А. Дифракционный расчет интенсивности поля вблизи фокальной линии фокусатора / М.А. Голуб, Н.Л. Казанский, И.Н. Сисакян, В.А.Сойфер, С.И.Харитонов // Оптика и спектроскопия. - 1989. - Т.67, № 6. - С.1387-1389.
4. Голуб М.А. Вычислительный эксперимент с фокусатором Гауссова пучка в прямоугольник с постоянной интенсивностью / М.А. Голуб, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, И.Н.Сисакян, В.А. Сойфер, С.И. Харитонов // Компьютерная оптика. - 1990. - Вып.7. - С.42-49.
5. Doskolovich L.L. Focusators for laser-branding / L.L. Doskolovich, N.L Kazanskiy, S.I. Kharitonov, G.V.Usplenjev // Optics and Lasers in Engineering. - 1991. - Vol.15, № 5. - P.311-322.
6. Golub M.A. Computer generated diffractive multi-focal lens / M.A. Golub, L.L Doskolovich, N.L. Kazanskiy, S.I. Kharitonov, V.A.Soifer // Journal of Modern Optics. - 1992. - Vol.39, № 6. - P.1245-1251.
7. Голуб М.А. Дифракционные поправки при фокусировке лазерного излучения в отрезок / М.А. Голуб, Л.Л. Досколович, И.Н. Сисакян, В.А. Сойфер, С.И. Харитонов // Оптика и Спектроскопия. – 1992. - № 6. - С. 1069-1073.
8. Голуб М.А. Дифракционный подход к синтезу многофункциональных фазовых элементов / М.А. Голуб, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, В.А. Сойфер, С.И.Харитонов // Оптика и спектроскопия. - 1992. - Т.73, №1.- С.191-195.
9. Голуб М.А. Метод согласованных прямоугольников для расчета фокусаторов в плоскую область / М.А. Голуб, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, И.Н. Сисакян, В.А.Сойфер, С.И. Харитонов // Компьютерная оптика. - 1992. - Вып.10-11. - С.100-110.
10. Голуб М.А. Исследование фокусаторов в прямоугольник методом вычислительного эксперимента / М.А. Голуб, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, В.А.Сойфер, С.И.Харитонов // Компьютерная оптика. - 1992. - Вып.10-11. - С.110-122.
11. Голуб М.А. Дифракционный расчет интенсивности светового поля вблизи фокальной линии / М.А. Голуб, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, И.Н. Сисакян, В.А. Сойфер, С.И. Харитонов // Компьютерная оптика. - 1992. - Вып.10-11. - С.122-127.
12. Голуб М.А. Фокусировка лазерного излучения в прямолинейно-скругленные контура / М.А. Голуб, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, С.И. Харитонов // Компьютерная оптика. - 1992. - Вып.12. - С.3-8.
13. Досколович Л.Л. Фокусировка лазерного излучения на трехмерную поверхность вращения / Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, И.Н. Сисакян, В.А.Сойфер, С.И. Харитонов // Компьютерная оптика. 1992. - Вып.12. - С.8-14.
14. Досколович Л.Л. Нелинейное предсказание фазы для фокусировки в систему фокальных линий / Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, В.А. Сойфер, С.И. Харитонов // Научное приборостроение. - 1993. - Т.3, № 1. - С.24-37.
15. Голуб М.А. Применение методов псевдогеометрической оптики для расчета полей от дифракционных оптических элементов / М.А. Голуб, Л.Л. До-

- сколович, Н.Л. Казанский, В.А. Сойфер, С.И. Харитонов // Научное приборостроение. - 1993. - Т.3, № 1. - С.38-46.
16. Досколович Л.Л. Сравнительный анализ аналитических и итерационных методов решения задачи фокусировки в отрезок / Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, В.А. Сойфер, С.И.Харитонов // Компьютерная оптика. - 1993. - Вып.13. - С.16-29.
 17. Волотовский С.Г. Программное обеспечение по компьютерной оптике / С.Г. Волотовский, М.А.Голуб, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, В.С. Павельев, П.Г. Серафимович, В.А. Сойфер, С.И. Харитонов, А.Е. Царегородцев // Компьютерная оптика. 1995. - Вып.14-15. - Ч.2. - С.94-106.
 18. Казанский Н.Л., Сойфер В.А., Харитонов С.И. Математическое моделирование светотехнических устройств с ДОО // Компьютерная оптика. 1995. - Вып.14-15. - Ч.2. - С.107-116.
 19. Досколович Л.Л. Градиентный метод расчета многопорядковых дифракционных решеток в приближении Рэлея./ Л.Л. Досколович, О.И. Петрова, В.А. Сойфер, С.И. Харитонов // Компьютерная оптика, 1996, № 16, с. 31-34.
 20. Досколович Л.Л.Практический алгоритм расчета фокусаторов в линию с использованием криволинейных координат/ Л.Л. Досколович, С.И. Харитонов // Компьютерная оптика, 1998, № 18, с. 37-39.
 21. Doskolovich L.L. A method for estimating the DOE's energy efficiency / L.L. Doskolovich, N.L. Kazanskiy, S.I. Kharitonov, A.Ye Tzaregorodzev. // Optics and Laser Technology. - 1995. - Vol.27, № 4. - P.219-221.
 22. Doskolovich L.L. A method of designing diffractive optical elements focusing into plane areas / L.L. Doskolovich, N.L. Kazanskiy, S.I. Kharitonov, V.A. Soifer // Journal of Modern Optics, 1996, vol.43, № 7, pp.1423-1433.
 23. Kazanskiy N.L. Application of a pseudogeometrical optical approach for calculation of the field formed by a focusator / N.L. Kazanskiy, S.I. Kharitonov, V.A. Soifer // Optics & Laser Technology, 1996, vol.28, № 4, pp.297-300.
 24. Сойфер В.А. Синтез бинарного фокусатора в произвольную кривую в электромагнитном приближении / В.А. Сойфер, Н.Л. Казанский, С.И. Харитонов // Компьютерная оптика, 1996, № 16, с. 22-27.
 25. Досколович Л.Л. Метод оценки энергетической эффективности ДОО / Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, С.И. Харитонов // Компьютерная оптика, 1996, № 16, с. 47-50.
 26. Досколович Л.Л. Проектирование светотехнических устройств с ДОО / Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, С.И. Харитонов // Компьютерная оптика, 1998, № 18, с. 91-96.
 27. Soifer V.A. Synthesis of a Binary DOE Focusing into an Arbitrary Curve, Using the Electromagnetic Approximation / V.A. Soifer, N.L. Kazanskiy, S.I. Kharitonov // Optics and Lasers in Engineering, 1998, vol.29, №№ 4-5, pp. 237-247.
 28. N.L. Kazanskiy Simulation of DOE-aided focusing devices / N.L. Kazanskiy, S.I. Kharitonov, V.A. Soifer // Optical Memory & Neural Networks, 2000, vol. 9, № 3, pp. 191-200.

29. Kazanskiy N.L. Investigation of Lighting Devices Based on Diffractive Optical Elements / N.L. Kazanskiy, S.I. Kharitonov, V.A. Soifer, A.V. Volkov // *Optical Memory & Neural Networks*, 2000, vol. 9, № 4, pp. 301-312.
30. Волоотовский С.Г. Методы теории рассеяния для решения задач дифракционной оптики / С.Г.Волоотовский, Н.Л. Казанский, С.И. Харитонов // *Компьютерная оптика*, 2001, № 21, с. 23-30.
31. Казанский Н.Л. Итеративный алгоритм расчета скорости и затухания трубных волн по данным акустического каротажа / Н.Л. Казанский, П.Г. Серафимович, С.И. Харитонов // *Известия Самарского научного центра РАН*, 2001, Том 3, № 1, с.99-103.
32. L.L. Doskolovich A gradient method for design of varied - depth binary diffraction grating / L.L. Doskolovich, S.I. Kharitonov, O.I. Petrova, V.A. Soifer // *Optics and Lasers in Engineering*, 1998, Vol. 29, № 5, pp. 249-259.
33. L.L. Doskolovich. Design of lenses for the focusing into a line / L.L. Doskolovich, C.Bigliatti, S.I. Kharitonov, O.I. Petrova // *Компьютерная оптика*, 2000, № 20, с. 29-34.
34. Волоотовский С.Г. Программный комплекс для расчета дифракционных оптических элементов с использованием высокоскоростных вычислительных средств/ С.Г. Волоотовский, Н.Л. Казанский, П.Г. Серафимович, С.И. Харитонов // *Компьютерная оптика*, 2001, № 22, с. 75-79.
35. Досколович Л.Л. Исследование оптических систем управления передачей высоких энергий / Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, В.И. Мордасов, С.П. Мурзин, С.И. Харитонов // *Компьютерная оптика*, 2002, № 23, с. 40-43.
36. Досколович Л.Л. Дифракционный расчет фокусаторов в фокальные кривые. / Л.Л. Досколович, О.И.Петрова, С.И. Харитонов // *Компьютерная оптика*, 2002, № 24, с. 8-16.
37. Досколович Л.Л. ДОО для формирования диаграммы направленности в виде линии. / Л.Л. Досколович, О.И.Петрова, С.И. Харитонов // *Компьютерная оптика*, 2002, № 24, с. 40-42.
38. Досколович Л.Л. Исследование бинарных линз в рамках электромагнитной теории. / Л.Л.Досколович, О.И. Петрова, С.И. Харитонов // *Компьютерная оптика*, 2003, № 25, с. 21-23.
39. Харитонов С.И. Асимптотические решения скалярного волнового уравнения / С.И. Харитонов, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский // *Компьютерная оптика*, 2003, № 25, с. 49-53.
40. Doskolovich L.L. A DOE to form a line-shaped directivity diagram / L.L. Doskolovich., N.L. Kazanskiy, V.A. Soifer, S.I. Kharitonov, P. Perlo // *Journal of Modern Optics*, 2004, Vol. 51, № 13, pp. 1999-2005.
41. Досколович Л.Л. Асимптотические решения уравнения Гельмгольца для псевдопериодических структур / Л.Л. Досколович, С.И Харитонов, Н.Л. Казанский, Е.А. Тулупова, С.А. Скуратов // *Компьютерная оптика*, 2005, № 27, с. 50-55.

42. Doskolovich L.L. Designing reflectors to generate a line-shaped directivity diagram / L.L. Doskolovich, N.L. Kazanskiy, S.I. Kharitonov, P. Perlo, S. Bernard // *Journal of Modern Optics*, 2005, Vol. 52, № 11, pp. 1529-1536.
43. Doskolovich L. Doskolovich, Calculating the surface shape of mirrors for shaping an image in the form of a line / L. Doskolovich, S. Kharitonov // *Journal of Optical Technology*, 2005, vol. 72, № 4, pp.318-321.
44. Doskolovich L.L. , Software for designing and modeling the diffraction gratings in the rigorous electromagnetic theory/ L.L. Doskolovich, E. A. Kadomina, I. I. Kadomin, S. I. Kharitonov. // *Optical Memory & Neural Networks* , 2007, vol. 16 № 1, pp. 24-30.
45. Белоусов А.А. Градиентный метод расчета оптических элементов для формирования заданной освещенности на криволинейной поверхности / А.А. Белоусов, Л.Л. Досколович, С.И. Харитонов.// «Оптический журнал». – 2008. – Т. 75. - №3. - С. 30-35.
46. Досколович Л.Л. Асимптотические методы для решения задач дифракции на ДОО / Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, М.А. Моисеев, С.И. Харитонов // *Компьютерная оптика*, 2006, № 30, с. 49-52.
47. Казанский Н.Л. Компактная запись решений системы уравнений Максвелла в пространственно-частотном представлении / Н.Л. Казанский, М.Л. Каляев, С.И. Харитонов// *Антенны*, 2007, № 10 (125), с. 13-21.
48. Харитонов С.И. Асимптотический метод расчета поля от оптических элементов, обладающих зонной структурой / С.И. Харитонов, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, М.Л. Каляев // *Компьютерная оптика*, 2007, Том 31, № 4, с. 7-18.
49. Досколович Л.Л. Интегральные представления решений уравнений Максвелла в виде спектра поверхностных электромагнитных волн / Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, С.И. Харитонов // *Компьютерная оптика*, 2008, Том 32, № 2, с. 151-154.
50. Харитонов С.И. Дифракция пространственно-ограниченного пучка на радиально-симметричных дифракционных оптических элементах/ С.И Харитонов, Н.Л. Казанский, А.Ю. Дмитриев // *Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королева*, 2008, № 2(15), с.72-86.
51. Безус Е.А. Расчет дифракционных структур для фокусировки поверхностных электромагнитных волн / Е.А. Безус, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, В.А. Соيفер, С.И. Харитонов, М. Пицци, П. Перло // *Компьютерная оптика*, 2009, Том 33, № 2, с. 185-192.
52. Белоусов А.А. Градиентный метод расчета преломляющих поверхностей для формирования заданных распределений освещенности / А.А. Белоусов, Л.Л. Досколович, С.И Харитонов // *Автометрия*, 2008, Том 44, № 2, с.91-100.
53. Дмитриев А.Ю. Асимптотический расчет светового поля от ДОО для фокусировки в линию/ А.Ю. Дмитриев, Л.Л. Досколович, Харитонов С.И. // «Компьютерная Оптика», 2008, том 32 № 2, 195-200.

54. Дмитриев А.Ю. Расчет дифракционного оптического элемента для фокусировки в линию в непараксиальном случае / А.Ю.Дмитриев, Л.Л. Досколович, С.И. Харитонов// «Компьютерная Оптика», 2008 том 32 № 4, 344-347.
55. Дмитриев А.Ю. Геометрооптический расчет оптических элементов для фокусировки в линию в непараксиальном случае/ А.Ю. Дмитриев, Л.Л. Досколович, Харитонов С.И., Моисеев М.А.//«Компьютерная Оптика», 2009 том 33 № 2, 122-128.
56. Дмитриев А.Ю. Геометрооптический расчет дифракционных оптических элементов для фокусировки в плоскую кривую в непараксиальном случае / А.Ю. Дмитриев, Л.Л. Досколович, С.И. Харитонов.// Компьютерная оптика, 2009, том 33, № 4, с. 420-426.
57. Bezus E.A. Design of diffractive lenses for focusing surface plasmons / E.A. Bezus, L.L. Doshkolovich, N.L.Kazanskiy, V.A. Soifer and S.I. Kharitonov // Journal of Optics, Volume 12, Number 1, January 2010, 015001 (7pp).
58. Досколович Л.Л. Интегральные представления решений системы уравнений Максвелла для анизотропных сред / Досколович Л.Л., Казанский Н.Л., Харитонов // Компьютерная оптика, 2010, Том 34, № 1, с. 52-57.

Патенты

1. Голуб М.А. Устройство для фокусировки монохроматического излучения / М.А. Голуб, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, И.Н. Сисакян, В.А. Сойфер, С.И. Харитонов // Патент РФ на изобретение № 2024897. Опубликовано 15.12.94, бюл. № 23. Решение по заявке № 4927509/10(032674) от 17.04.91.
2. Волков А.В. Устройство направленного излучения / А.В. Волков, Н.Л. Казанский, О.Ю. Моисеев, В.А. Сойфер, С.И.Харитонов // Патент на изобретение № 2213985 от 10 октября 2003 года по заявке № 2002108779/28(009178) от 05.04.2002. Бюл. № 28.
3. Казанский Н.Л. Способ лазерной термической обработки материалов / Н.Л. Казанский, С.П. Мурзин, Досколович Л.Л., С.И. Харитонов, А.В. Меженин // Патент РФ на изобретение № 2345148 от 27.01.2009 по заявке № 2006125300/02 от 13.07.2006. Бюл. № 3.
4. Сойфер В.А. Устройство для термозакалки режущей кромки резца / В.А. Сойфер, Н.Л. Казанский, С.Р. Абульханов, Л.Л. Досколович, С.И. Харитонов // Патент РФ на изобретение № 2341568 от 20.12.2008 по заявке № 2007101100/02 от 09.01.2007. Бюл. № 35.

Подписано к печати 29.06. 2010
Формат 60x84 1/16
Бумага офсетная
Усл. печ. л. 2,0.
Тираж 100 экз.