ДИФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА, ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ

ДИФРАКЦИОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ В УСТРОЙСТВАХ НАНОФОТОНИКИ

Виктор Александрович Сойфер (директор, e-mail: ipsi@smr.ru), Виктор Викторович Котляр (заведующий лабораторией, e-mail: kotlyar@smr.ru), Леонид Леонидович Досколович (ведущий научный сотрудник, e-mail: leonid@smr.ru) Учреждение Российской Академии наук Институт систем обработки изображений РАН, Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева

Аннотация

В работе рассмотрены элементы и устройства нанофотоники, созданные или промоделированные в ИСОИ РАН: фотонно-кристаллическая линза для сопряжения двух планарных волноводов; бинарный микроаксикон для фокусировки света в ближнем поле; гетероструктура, состоящая из двух дифракционных решеток и магнитного слоя, для поворота плоскости поляризации света; гетероструктура, содержащая дифракционную решетку и магнитный слой, для модуляции интенсивности света с помощью магнитного поля; радиальная бинарная дифракционная решетка с металлической пленкой для фокусировки поверхностных плазмонов и диэлектрическая микролинза над поверхностью металлической пленки для фокусировки поверхностного плазмона.

<u>Ключевые слова</u>: нанофотоника, фотонно-кристаллическая линза, бинарный микроаксикон, дифракционные наногетероструктуры, фокусировка плазмонов.

Введение

В 1981 году научной группой под руководством академика А.М. Прохорова была решена задача фокусировки лазерного излучения в произвольную кривую с заданным распределением интенсивности и создан соответствующий дифракционный оптический элемент (ДОЭ) – фокусатор [1]. В последующие 2-3 года были синтезированы ДОЭ, осуществляющие селекцию и формирование пространственных мод лазерного излучения – моданы [2], и элементы Бессель-оптики [3]. Эти работы имеют мировой приоритет и заложили основы нового научного направления «Дифракционная компьютерная оптика», активно развивающегося в нашей стране и за рубежом. Микрорельеф ДОЭ рассчитывается на основе решения обратных задач теории дифракции и реализуется с помощью разных технологических устройств записи. Табл. 1 дает представление о динамике решенных задач в увязке с применяемым математическим аппаратом и характеристиками разрешения устройств записи.

На рис. 1 показан литограф, выполненный на основе растрового электронного микроскопа с литографической приставкой, используемый в настоящее время в ИСОИ РАН для создания ДОЭ с разрешением 80 нм.

В данной работе рассмотрены примеры новых устройств нанофотоники, которые исследовались в ИСОИ РАН в 2008-2009 годах после работы [4].

N⁰	Тип оптического элемента	Тип	Разрешение	Математический
п/п	и год создания	устройства	устройства записи	аппарат
1	Цифровые голограммы (1975 г.)	Графо- построители	50-100 мкм	Преобразование Фурье (БПФ)
2	Фокусаторы, моданы и другие элементы компьютерной оптики (1985 г.)	Фото- построители	10-25 мкм	Геометрооптический подход. Уравнение эйконала
3	ДОЭ с синтезированным микрорельефом (1995 г.)	Лазерные устройства записи	0,5-1 мкм*	Уравнение Гельмгольца. Интеграл Кирхгофа
4	Устройства нанофотоники (2009 г.)	Электронные литографы	10-50 нм	Уравнения Максвелла

Таблица 1. Динамика величины разрешения устройств записи оптического микрорельефа

* Заметим, что ДОЭ с линейными и круговыми зонами микрорельефа записываются в настоящее время и изготавливаются с помощью делительных машин и других устройств записи с разрешением 50 нм

1. Дифракционные оптические элементы

Обратная задача синтеза ДОЭ формулируется следующим образом. Требуется найти такую функцию дифракционного рельефа поверхности, что при дифракции на этой поверхности лазерного пучка с заданной комплексной амплитудой на некотором расстоянии от поверхности сформируется заданное распределение амплитуды и фазы. Подробнее с математическими методами решения подобных некорректных обратных задач дифракции можно познакомиться в монографиях [5,6].



Рис. 1. Растровый электронный микроскоп «Supra 25» с нанолитографической приставкой "XENOS"

На рис. 2 примеры простейших ДОЭ: бинарные фазовые одномерная дифракционная решетка (а) и зонная пластинка Френеля (б). Напомним, что первая дифракционная решетка была изготовлена с помощью решетки тонких проволочек в Германии самим Фраунгофером в 1819 году, а зонная пластинка была создана в конце 19-го века во Франции.



Рис. 2. Рельеф поверхности одномерной дифракционной решётки (а) и зонной пластинки Френеля (б)

На рис. 3 показан пример более сложного ДОЭ, который был рассчитан и изготовлен с помощью фотопостроителя с разрешением 25 мкм в 1981 году [1]. На рис. За показан бинарный амплитудный шаблон (маска) ДОЭ, а на рис. Зб показана схема освещения такого ДОЭ пучком когерентного света и осевой отрезок, в который должен сфокусироваться лазерный свет.





Другой тип ДОЭ, формирующих лазерные пучки с инвариантными свойствами, потребовал разработки новых алгоритмов расчета. Комплексную амплитуду светового поля вблизи таких ДОЭ представляют в виде суперпозиции пространственных лазерных мод, и одним из методов оптимизации выбирают нужные коэффициенты в этой суперпозиции, а ненужные – обнуляют. Такие ДОЭ могут формировать лазерные пучки, сохраняющие поперечную структуру интенсивности (с точностью до масштаба), вращаться при распространении или периодически повторяться. На рис. 4а показана рассчитанная полутоновая амплитудная маска (степень почернения пропорциональна глубине рельефа) ДОЭ, который формирует вращающийся 3-хмодовый пучок Лагерра-Гаусса. На рис. 46 показан результат эксперимента [7]: распределения интенсивности, сформированные таким ДОЭ на разных расстояниях: 225 мм, 295 мм, 335 мм и 465 мм. Все четыре кадра имеют размер 2,74×2,74 мм, длина волны света 633 нм.



Рис.4. Полутоновая амплитудная маска-шаблон (а) ДОЭ, который формирует вращающийся многомодовый лазерный пучок Лагерра-Гаусса (б) (кружками выделен вращающийся локальный максимум на картине поперечной интенсивности (негатив) на разных расстояниях от ДОЭ)

Лазерные пучки, сформированные ДОЭ, могут обладать орбитальным угловым моментом. В этом случае вектор Умова-Пойнтинга имеет проекцию вдоль угловой координаты в поперечной плоскости к оптической оси, то есть поток световой энергии в таких пучках направлен по спирали (рис. 5). С помощью вихревых лазерных пучков можно осуществлять оптический захват микро- и наночастиц, их смещение, вращение и другие виды манипуляции [8].



Рис.5. Схематичный вид лучевых трубок, вдоль которых распространяется световая энергия в вихревом лазерном пучке с орбитальным угловым моментом

На рис. 6 *а* показан созданный в ИСОИ РАН лазерный манипулятор, способный захватывать и вращать диэлектрические микро- и наночастицы с помощью остросфокусированных вихревых лазерных пучков, сформированных либо ДОЭ, либо жидкокристаллическим микродисплеем. На рис. 6 δ показан пример работы лазерного манипулятора: несколько полистироловых микрошариков диаметром 5 мкм вращаются по световому кольцу вихревого лазерного пучка, сформированного с помощью ДОЭ (скорость вращения примерно 2 мкм/с, лазер мощностью 500 мВт, длина волны 532 нм, радиус светового кольца 35 мкм).

Если размер неоднородностей микрорельефа ДОЭ сравним и меньше длины волны света, то для синтеза и анализа ДОЭ нельзя использовать приближенные методы скалярной теории дифракции, а требуется напрямую решать систему уравнений Максвелла.

На рис. 7 показаны результаты расчета дифракции плоской волны на цилиндрических микролинзах. Расчет произведен с помощью усовершенствованного разностного FDTD-метода решения системы уравнений Максвелла [9].





Рис. 6. Лазерный манипулятор микрочастиц (а) на основе жидкокристаллического микродисплея и вращающиеся по световому кольцу диэлектрические шарики диаметром 5 мкм (б)



Рис.7. Распределение интенсивности электромагнитной волны с ТЕ-поляризацией, проходящей через цилиндрические линзы: рефракционную (а), дифракционную 4-х уровневую (б) и бинарную (в)

На рис. 7 показана дифракция на линзе диаметром, равным 16 длинам волн, с показателем преломления, равным 2, и фокусным расстоянием, равным 8 длинам волн. Моделировать дифракцию света на двумерных и трехмерных элементах микрооптики можно с помощью программы FullWAVE фирмы RSoft (США), в которой также реализован FDTD-метод. На рис. 76 у 4-хуровневой линзы ширина ступеньки равна третьей части длины волны. Для видимого диапазона длин волн эта величина примерно равна 200 нм. Поэтому с помощью FDTD-метода можно анализировать не только элементы микрооптики, но и элементы и устройства нанофотоники, размер неоднородностей которых лежит в диапазоне от 10 нм до 500 нм.

2. Дифракционная нанофотоника

2.1. Обоснование

Нанофотоника рассматривает взаимодействие света с частицами вещества или неоднородностями, размеры которых меньше и много меньше длины волны, и устройства, реализованные на этой основе. Нанофотоника, в частности, включает оптику фотонных кристаллов и микроструктурированных волноводов, плазмонику, микроскопию ближнего поля, метаматериалы и оптическое микроманипулирование. Это следует из анализа докладов, представленных на крупных международных конференцях по оптике и фотонике, которые проходили в 2008 и 2009 годах в Европе и Америке (рис. 8).



Рис. 8. Распределение докладов по темам на международных конференциях: по фотонике (Photonics Europe), Страсбург, Франция 2008 (а) и по оптике и фотонике (Optics & Photonics), Сан Диего, США, 2009 (б)

Можно ли применять уравнения Максвелла в нанофотонике или следует пользоваться квантовой теорией? Согласно корпускулярно-волновому дуализму свет, при его распространении (за исключением актов излучения и поглощения), всегда можно рассматривать как волну. Даже у небольшого числа фотонов (очень слабые световые поля) наблюдаются явления дифракции и интерференции. Поэтому уравнения Максвелла всегда адекватно описывают распространение света – интерференцию и дифракцию в свободном или однородном пространстве. Взаимодействие света с веществом описывается с помощью макроскопической или микроскопической электродинамики.

В <u>макроскопической электродинамике</u> в уравнениях Максвелла вещество описывается диэлектрической и магнитной проницаемостью, плотностью зарядов и вектором плотности тока зарядов; поглощение света описывается с помощью введения комплексной диэлектрической проницаемости вещества. <u>Микроскопическая электродинамика</u> основана на уравнениях Лоренца-Максвелла. Уравнения Лоренца-Максвелла являются обобщением уравнений Максвелла, в которых вещество описывается как совокупность движущихся точечных зарядов. Согласно электронной теории уравнения Лоренца-Максвелла точно описывают электромагнитные микрополя в любой точке пространства (в т. ч. межатомные и внутриатомные поля и даже поля внутри элементарных частиц) в любой момент времени.

Адекватное микроскопическое описание актов испускания, поглощения и рассеяния света веществом дает квантовая электродинамика. Квантовая электродинамика количественно объясняет эффекты взаимодействия излучения с веществом, а также последовательно описывает электромагнитные взаимодействия между заряженными частицами. К числу важнейших проблем, которые не нашли объяснения в классической электродинамике, но успешно разрешаются квантовой электродинамикой, относятся тепловое излучение тел, рассеяние рентгеновских лучей на слабо связанных электронах (эффект Комптона), излучение и поглощение фотонов атомами и более сложными системами, испускание фотонов при рассеянии быстрых электронов во внешних полях (тормозное излучение) и другие процессы взаимодействия электронов, позитронов и фотонов.

Дифракционная нанофотоника занимается процессами и устройствами, в которых определяющими являются волновые свойства света. Дифракционная нанофотоника предполагает возможность описания процессов поведения света в рамках уравнений Максвелла. Использование уравнений Максвелла возможно при работе с когерентными электромагнитными полями. При этом характерные размеры оптических элементов и структур должны существенно превышать атомный размер. Это необходимо для описания оптических свойств с помощью макроскопических характеристик диэлектрической и магнитной проницаемости. Таким образом, в дифракционной нанофотонике исследуется дифракция света на макрообъектах с минимальными неоднородностями порядка десятков нанометров, вплоть до квантовых точек размером около 10 нм (это много больше, чем размер отдельных атомов и простых молекул вещества). В работе [10], посвященной экспериментам с нанолазером на плазмонах, резонатор в виде золотого шарика диаметром 14 нм, окруженного оболочкой из плавленого кварца, толщиной 15 нм, успешно моделировался с помощью теории Ми и потенциалов Дебая [11], что подтверждает применимость уравнений Максвелла, правильность и обоснованность развиваемого здесь подхода.

2.2. Фотонно-кристаллические структуры

В этом разделе приведены примеры элементов и устройств нанофотоники, которые имеют объемную периодическую модуляцию показателя преломления. Такие элементы нанофотоники можно назвать фотонно-кристаллическими структурами, по аналогии с обычными кристаллами, которые представляют собой периодическую решетку атомов.

Металлические наностержни

На рис. 9 показана решетка металлических наностержней с шагом a меньшим длины волны λ и диаметром каждого стержня 2R.

В [12] методом конечных элементов рассчитаны картины дифракции плоской ТЕ-волны на металлическом (серебряном) (рис. 10*a*), диэлектрическом (рис. 10*б*) цилиндре с круглым сечением (бесконечном в продольном направлении) и микроцилиндре с решеткой наностержней (рис. 10*в*). Диэлектрический цилиндр (рис. 10*б*) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 2,25$ и диаметром 1 мкм освещался светом с длиной волны $\lambda = 0,5$ мкм.

Свет от металлического цилиндра преимущественно отражается (рис. 10*a*), а при прохождении диэлектрического цилиндра свет фокусируется на поверхности (рис. 10*б*).



Рис. 9. Решетка металлических наностержней Если заполнить диэлектрический цилиндр металлическими наностержнями, то можно управлять

характеристиками дифракции света на цилиндре.



Рис. 10. Картины дифракции плоской ТЕ-волны на металлическом (а), диэлектрическом (б) цилиндрах и микроцилиндре с наностержнями (в)

Так, выбором величины периода решетки наностержней (диаметр каждого стержня 2R = 5 нм, комплексная диэлектрическая проницаемость стержней из серебра равна $\varepsilon = -9,49 + 1,483i$) можно обеспечить минимальную дифракцию света на цилиндре. Качественное объяснение этого эффекта состоит в следующем. Добавление наностержней можно рассматривать как изменение эффективного показателя преломления материала цилиндра. При определенной концентрации стержней (в данном примере 11%) эффективный показатель преломления становится близким к показателю окружающей среды, что и минимизирует явление дифракции и обеспечивает «прозрачность» материала.

Антиотражающие субволновые решетки

Дифракционные решетки являются важными компонентами большого числа оптических систем как антиотражающие структуры, устройств контроля и преобразования поляризации, делители пучка, интерференционные фильтры и т.п. Как правило, в видимом и ИК-диапазоне для указанных применений нет необходимости использования решеток с существенно субволновым периодом, хотя их отдельные элементы могут быть существенно наноразмерными. Соответственно расчет и исследование таких решеток включает решение задачи дифракции на структурах с наноразмерными препятствиями.

Дифракционные решетки широко используются в метаматериалах. Под метаматериалами понимают композитные материалы с «необычными свойствами», полученными вследствие их периодического структурирования с субволновым характерным размером. Типичными примерами метаматериалов являются структуры с отрицательным показателем преломления, дифракционные решетки с резонансными свойствами. Под резонансными свойствами понимается аномальное (резкое) изменение коэффициентов отражения, пропускания, поглощения или поляризации света, возникающих при определенных длинах волн падающего излучения.

В рамках электромагнитной теории можно эффективно рассчитывать дифракцию света на субволновых дифракционных решетках, которые используются, в частности, как антиотражающие покрытия. Вместо нанесения на поверхность тонких антиотражающих пленок аналогичного эффекта можно добиться с помощью структурирования данной поверхности [13]. На рис. 11*а* показана двумерная решетка, состоящая из периодически расположенных круглых отверстий в вольфраме. Расчет проводился модовым методом (rigorous coupled wave analysis), решетка предполагалась бесконечного размера.



Рис. 11. Двумерная субволновая решетка круглых отверстий в вольфраме (а) и график зависимости коэффициента отражения света от радиуса и глубины отверстий (б)

На рис. 11б показаны расчетные зависимости коэффициента отражения R от радиуса отверстий r и их глубины h при периоде решетки $d=0,85\lambda$ для длины волны $\lambda=550$ нм и диэлектрической проницаемости $\varepsilon=4,8+19,11i$. Из рис. 116 видно, что минимум отражения (~2%) достигается при радиусе отверстий r=236 нм и глубине h=220 нм.

Фотонно-кристаллическая линза в волноводе

Если в двумерном фотонном кристалле варьировать диаметр периодически расположенных отверстий, то получится градиентный фотонный кристалл. С помощью специального выбора диаметра дырок (отверстий в диэлектрике) можно так изменить эффективный показатель преломления, чтобы обеспечить фокусировку лазерного света. Таким же образом можно градиентные линзы, наиболее трудоемкие при изготовлении, заменить на «бинарные» фотоннокристаллические линзы [14]. Одна из наиболее известных градиентных линз – цилиндрическая линза Микаэляна [15]. Эта линза все нормально падающие на ее плоскую поверхность лучи собирает в точку фокуса на обратной своей поверхности. При этом фокусное пятно вблизи выходной поверхности линзы будет иметь диаметр по полуспаду интенсивности примерно в *n* раз меньший длины волны света (*n* - показатель преломления материала линзы).

На рис. 12 показана фотография фотонно-кристаллической градиентной линзы, полученная с помощью растрового электронного микроскопа с увеличением в 5000 раз. Линза выполнена по технологии электронной литографии и ионного травления в пленке кремния толщиной 200 нм и служит для сопряжения двух планарных волноводов шириной 4,5 мкм и 1 мкм. Размеры линзы 3×4,5 мкм, и диаметры отверстий линзы варьируются от 160 нм до 200 нм [16].



Рис. 12. Вид сверху (в СЭМ) 2D фотонно-кристаллической линзы для сопряжения двух волноводов в пленке кремния (n=2,83) для длины волны 1,55 мкм

На рис. 13 *а* показан результат моделирования прохождения света через фотонно-кристаллическую линзу и два волновода, полученный с помощью программы FullWAVE.

Около 70% мощности излучения, распространяющегося в широком волноводе, попадает в узкий волновод (расстояние между волноводами 1 мкм). На рис. 13б показан эксперимент по прохождению лазерного света с длиной волны 532 нм через изготовленную линзу (рис. 12). Сравнивая расчетную картину дифракции (рис. 13 *a*) и экспериментальную (рис. 13 δ), мы видим, что картины стоячих волн в линзе, получаемые из-за интерференции падающей волны и отраженной от выходной грани линзы, согласуются между собой с учетом разных длин волн (на рис. 13 *a* длина волны – 1,55 мкм, а на рис. 13 δ – 532 нм). На рис. 13 δ видно, что линии интерференционной картины изогнуты - это доказывает наличие собирающей линзы в этом месте волновода.

Фотонно-кристаллический коллиматор

В последнее время появились методы оптимизации [17] структуры фотонно-кристаллических световодов с целью уменьшения расходимости излучения при выходе из световода. Для обычных световых волокон эту задачу решают с помощью структурирования выходного торца волокна. На рис. 14 *а* показан схематично двумерный фотоно-кристаллический волновод, оболочка которого состоит из периодически расположенных (период 228 нм) диэлектрических наностержней (ε =3,38, кремний) диаметром 114 нм. Для создания волновода один ряд наностержней устраняется. Размер такого «дефекта» в периодической структуре наностержней имеет величину в полтора периода – 342 нм.

Длина волны света – 633 нм. На рис. 14 б показана неусредненная (мгновенная) картина дифракции света на данной структуре, рассчитанная с помощью программы FULLWAVE [18]. Видно, что свет почти не заходит в оболочку и распространяется внутри волноведущей части с показателем преломления 1. При выходе из волновода световая волна сильно расходится, распространяясь в угле 140 градусов.



Рис. 13. Результат моделирования прохождения света через два волновода и фотонно-кристаллическую линзу (a) и эксперимент (б) с изготовленной линзой (рис. 12)



внутри волновода и при выходе из него (б)

Модернизация структуры волновода вблизи его выхода позволяет существенно уменьшить расходимость излучения. Так, на рис. 15 *а* показан ФК-волновод, у которого убраны два стрежня в последнем ряду вблизи волноведущей части. Это привело к тому, что излучение после волновода расходится в угле всего 30 градусов (рис. 15 δ). Заметим, что из скалярной теории дифракции полный угол расходимости можно оценить как $2\lambda/\pi r = 2,35$ или 130 градусов, r – радиус волноведущей части.



Рис. 15. Фотонно-кристаллическии волновоо с коллиматором (а) и картина дифракции света внутри волновода и при выходе из него (б)

Острая фокусировка света с помощью микроаксикона

Проблема достижения сверхразрешения в настоящее время решается с помощью суперлинз, изготовленных из метаматериала, в котором чередуются слои диэлектрика и металла субволновой толщины [19]. Известны работы, в которых показано, что сверхразрешения можно достигнуть с помощью фотонных кристаллов из диэлектриков [20]. Можно попытаться также сфокусировать свет в фокусное пятно с диаметром, меньшим половины длины волны (дифракционный предел) с помощью обычной микрооптики при условии, что фокусное пятно будет находиться вблизи поверхности фокусирующего элемента. При этом диаметр такого фокусного пятна по полуспаду интенсивности должен быть равен $0.5\lambda/n$, где λ -длина волны света в вакууме, *n*-показатель преломления материала. То есть, при фокусировке света вблизи поверхности можно «улучшить» дифракционный предел в *n* раз.

На рис. 16 показан бинарный микроаксикон, изготовленный по технологии электронной литографии в резисте, нанесенном на стекле. Оба снимка на рис. 16 получены с помощью сканирующего электронного микроскопа. Диаметр аксикона 14,4 мкм, период 800 нм, глубина канавок 465 нм, показатель преломления резиста 1,57.



Рис. 16. Бинарный микроаксикон с периодом 800 нм и высотой рельефа 465 нм, изготовленный по технологии электронной литографии на резисте ZEP520A: вид сбоку (a) и вид сверху (б)



Рис. 17. Картина дифракции (а) и ее радиальное сечение (б), измеренное в ближнем поле (на расстоянии 3 мкм от аксикона) для линейно-поляризованного лазерного света с длиной волны 532 нм

Диаметр центрального пятна по полуспаду интенсивности равен 380 нм, что составляет 0,7 от длины волны (рис. 17). Фокусное пятно со сверхразрешением для этого аксикона находится близи поверхности, и с помощью обычной оптики не может быть обнаружено. Хотя при моделировании его хорошо видно (рис. 18). Диаметр фокуса по полуспаду интенсивности вблизи поверхности аксикона равен 0,367 λ , что в 1,4 раза меньше дифракционного предела. Измерить диаметр этого фокусного пятна предполагается с помощью оптического микроскопа ближнего поля с разрешением 100 нм.

<u>2.3. Металлодиэлектрические</u> <u>гетеронаноструктуры</u> <u>с резонансными свойствами</u>

В настоящее время большое внимание уделяется эффекту экстраординарного пропускания, состоящему в резонансном увеличении интенсивности света, проходящего через металлическую дифракционную решетку. Оптические свойства перфорированной металлической решетки существенно изменяются, если она контактирует с тонким диэлектрическим слоем. Волны, рассеянные на металлической решетке, могут возбуждать в диэлектрических слоях волноводные моды, которые во многом определяют вид и величину оптических резонансов пропускания и отражения. Особый интерес представляют дифракционные гетероструктуры, содержащие намагниченные слои. Наряду с явлением усиления оптического прохождения, в таких структурах возникают новые магнитооптические эффекты, связанные с преобразованием поляризации света.

В совместных работах ученых ИСОИ РАН, ИОФ РАН и МГУ обнаружено существенное усиление эффекта Фарадея в гетероструктурах, состоящих из дифракционной решетки и диэлектрического слоя, намагниченного в полярной геометрии (вектор намагниченности перпендикулярен слою). На определенных частотах значение угла Фарадея на порядок больше, чем для магнитной пластинки, помещенной в оптически согласованную среду [21-24].



Рис. 18. Поперечное радиальное (на расстоянии 10 нм от поверхности аксикона) (а) и продольное осевое (б) распределение интенсивности, рассчитанное для аксикона на рис. 16 (расположение аксикона показано двумя вертикальными точечными линиями)

В качестве примера на рис. 19 *а* показана трехслойная структура, содержащая две одинаковые металлические дифракционные решетки, разделенные намагниченным диэлектрическим слоем.

Для магнитного слоя использовались следующие параметры тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} = 5,5 + 0,0025i, \varepsilon_{12} = ig, \varepsilon_{11} = -ig, g = (1 - 0, 15i) \times 10^{-2}.$ Эти параметры соответствуют материалу Bi: YIG (железоиттриевый гранат, допированный висмутом), который является одним из наиболее распространенных материалов магнитооптики. Дифракционные решетки выполнены из золота. На рис. 19 б приведены спектры пропускания и угла Фарадея при следующих параметрах структуры: d=832нм, ширина отверстий r=362нм, толщина решеток $h_{gr}=194$ нм, толщина магнитного слоя *h*=832нм. Рис. 19 б показывает, что при длине волны 832 нм имеется острый пик пропускания в 46%, совмещенный с резонансом угла Фарадея в -13°. Угол Фарадея в 17 раз больше, чем для однородного магнитного слоя такой же толщины.

Если слой гетероструктуры намагничен в плоскости, то структура обладает так называемым интенсивностным магнитооптическим эффектом [25, 26]. Эффект состоит в резонансном изменении коэффициентов отражения и пропускания структуры при намагничивании слоя.



Рис. 19. Гетероструктура, содержащая две дифракционные решетки (Аи) и магнитный слой (Bi:YIG) (а); спектры пропускания и угла Фарадея при следующих параметрах структуры: d=832 нм, r=362 нм, hgr=194 нм, h=832 нм (б)

На рис. 20 *а* показана дифракционная структура, содержащая металлическую дифракционную решетку и диэлектриченский слой, намагниченный в плоскости.

Как и выше, в качестве материалов решетки и слоя использованы золото и железоиттриевый гранат, допированный висмутом. На рис. 20 δ , ϵ приведены спектры пропускания и отражения при следующих параметрах структуры: d=550нм, ширина отверстий r=55нм, толщина решетки $h_{gr}=360$ нм, толщина магнитного слоя h=1395нм. Рис. 20 δ показывает, что при намагниченном слое в спектре пропускания появляется резкий минимум при длине волны 1200 нм. В спектре отражения на той же длине волны появляется симметричный максимум (рис. 20 ϵ).

Рассмотренные эффекты имеют как фундаментальное, так и прикладное значение, поскольку могут быть использованы в новых устройствах интегральной оптики для модуляции интенсивности и поляризации света посредством изменения внешнего магнитного поля.

3. Дифракционные гетероструктуры в наноплазмонике

<u>Формирование интерференционных картин</u> <u>поверхностных электромагнитных волн</u> <u>с наноразрешением</u>

Из-за дифракционного предела, свет может быть сфокусирован в пятно с минимальным диаметром

порядка половины длины волны. Таким образом, в лучших дифракционно-ограниченных системах микроскопии максимально достижимое разрешение составляет порядка сотен нанометров. Использование интерференционных картин поверхностных ПЭВ позволяет достичь сверхразрешения порядка десятой доли длины волны используемого света.



Рис. 20. Гетероструктура, содержащая дифракционную решетку (Au) и магнитный слой (Bi:YIG) (a); спектры пропускания и отражения при d = 550 нм, r = 55 нм, h_{gr} = 360 нм, h = 1395 нм для намагниченного слоя (сплошная линия) и при отсутствии намагниченности (пунктир) (б)

Стандартная схема возбуждения ПЭВ содержит стеклянную призму с металлической пленкой на нижней грани. При определенном угле падения волны с ТМ- поляризацией со стороны призмы на нижней границе металлической пленки возбуждается ПЭВ. Для формирования заданных интерференционных картин ПЭВ предлагается использовать дифракционные решетки с металлической пленкой в области подложки. Принципиально важной является возможность формирования интерференционных картин ПЭВ с помощью высших (-m, m), m > 1 дифракционных порядков. Такая возможность позволяет формировать высокочастотные интерференционные картины с периодом в несколько раз меньшим, чем длина волны падающего излучения при помощи исходного низкочастотного дифракционного микрорельефа с периодом в несколько раз большим, чем длина волны падающего излучения.

Перспективной областью применения таких структур является нанолитография (в англоязычной литературе используется термин «surface plasmon interference nanolithography»). В этом случае интерференционная картина ПЭВ регистрируется в резисте, который располагается непосредственно под металлической пленкой и затем производится соответствующая нано- или микроструктура. При использовании электронного литографа для производства аналогичной структуры, необходимый размер растра дискретизации (разрешение) должен составлять не больше четверти периода интерференционной картины. Таким образом, использование интерференционных картин ПЭВ позволяет достичь разрешения в несколько десятков нанометров (порядка десятой доли длины волны).

В качестве примера рассмотрим формирование высокочастотной одномерной интерференционной картины. Для возбуждения ПЭВ будем использовать простейшую бинарную дифракционную решетку с одной ступенькой на периоде (рис. 21 а). Дифракционная решетка служит для возбуждения на нижней границе металлической пленки двух встречных ПЭВ, формирующих интерференционную картину [27, 28]. При использовании для возбуждения ПЭВ дифракционных порядков с номерами +m и -m, период формируемой интерференционной картины будет в 2m раз меньше периода решетки. На рис. 21 б показана интенсивность интерференционной картины (квадрат модуля напряженности электрического поля), формируемой решеткой с периодом d = 1540 нм при падающей плоской волне с ТМ- поляризацией. В данном примере ПЭВ возбуждаются затухающими дифракционными порядками с номерами -5, +5. Период дифракционной решетки в 10 раз больше, чем период формируемой интерференционной картины, равный 154 нм. Расчет интерференционной картины проводился методом Фурье-мод (rigorous coupled wave analysis) при следующих параметрах: длина волны света $\lambda = 550$ нм, диэлектрическая проницаемость материала дифракционной решетки $\varepsilon = 2,56$, металлической пленки $\varepsilon = -6.1063 + 0.2699i$ (серебро), среды под пленкой ε = 2,56.

Геометрические параметры системы (ширина w и высота h ступеньки, толщины слоев t, s) выбирались из условия максимума интенсивности в пиках интерференционной картины. При w=770 нм, h=440 нм, t=60 нм, s=0 интенсивность поля в максимумах интерференции примерно в 45 раз выше, чем в падающей волне.



Рис. 21. Бинарная дифракционная решетка (один период) с металлической пленкой (а), интенсивность формируемой интерференционной картины в пределах периода (б)

Приведенная на рис. 21 схема очевидным образом обобщается на случай формирования двумерных интерференционных картин [27, 29]. В этом случае для возбуждение ПЭВ используется трехмерная диэлектрическая ДР (рис. 22а). При возбуждении ПЭВ симметричными дифракционными порядками с номерами (-m, 0), (+m, 0), (0, -n), (0, +n) в области одного периода решетки формируется интерференционная картина из 4-х ПЭВ. Вид двумерной интерференционной картины ПЭВ и даже ее период существенно зависят от поляризации палающей волны [29]. Зависимость структуры интерференционной картины от поляризации волны иллюстрируется рис. 226-24е. Расчет интерференционных картин ПЭВ на рис. 22 проводился при следующих геометрических параметрах структуры: период $d=d_x=d_y=923$ нм, w=0,26d, $h_{gr}=260$ нм, $h_l=0$, *h*_m=70нм (рис. 22*a*).

Период ДР был рассчитан из условия возбуждения ПЭВ третьими порядками (n=m=3) при длине волны $\lambda = 550$ нм, диэлектрической проницаемости материала металлической пленки $\varepsilon_m = -6,106+0,267i$ (серебро), диэлектрической проницаемости среды под пленкой $\varepsilon_n = 2,56$.

На рис. 22 б приведена рассчитанная интерференционная картина, формируемая непосредственно под металлической пленкой в случае ТМ-поляризации падающей волны. Интенсивности интерференционных картин на рис. 22 нормированы на интенсивность падающей волны. При ТМ-поляризации падающей волны ПЭВ возбуждаются только двумя порядками с номерами ($\pm 3, 0$). Соответственно формируется линейная интерференционная картина. Период интерференционной картины в 6 раз меньше периода ДР и составляет 154 нм. Контраст и нормированная интенсивность в максимумах интерференционной картины составляют 0,73 и 10,9 соответственно.

На рис. 22 в, г приведены рассчитанные интерференционные картины, формируемые непосредственно под металлической пленкой для случаев линейной и круговой поляризаций падающей волны. У волны с линейной поляризацией вектор электрического поля составляет угол 45° с осью Ox, что позволяет её рассматривать как сумму ТЕ- и ТМ- волн с равными весами. При линейной поляризации интерференционная картина повернута относительно координатных осей на угол в 45° (рис. 22 в). Периоды интерференционных картин определяются выражениями $d_{ip}^{lim} = \sqrt{2d} / 2m$, $d_{ip}^{cir} = d / 2m$ для линейной и круговой поляризаций волны, соответственно [29]. Для указанных параметров $d_{ip}^{lin} = 218 \, \text{нм}$, $d_{ip}^{cir} = 154 \, \text{нм}$. Отметим, что периоды формируемых интерференционных картин в 2,52 и в 3,57 раз меньше длины волны падающего излучения. Значения контраста и нормированной интенсивности электрического поля в максимумах интерференционной картины составляют (0,99; 20) и (0,73; 10,9) соответственно.

На рис. 22 ∂ представлена рассчитанная интерференционная картина для случая, когда падающая волна имеет линейную поляризацию, соответствующую комбинации ТЕ- и ТМ- волн с различными весами. Контраст формируемой интерференционной картины равен 0,86, а максимальное значение нормированной интенсивности электрического поля в максимумах картины - 16,6. Хорошо видно изменение вида картины по сравнению с рис. 22*в*. Интерференционные максимумы на рис. 22*в* имеют более вытянутую, эллиптическую форму.

На рис. 22 е приведена рассчитанная интерференционная картина для эллиптически поляризованной падающей волны. Эллиптически поляризованная волна соответствует суперпозиции ТЕ- и ТМволн с равными амплитудами при разности фаз между волнами в 50°. Интерференционные максимумы на рис. 22е имеют близкую к ромбовидной форму. Контраст формируемой интерференционной картины равен 0,83, а нормированная интенсивность электрического поля в максимумах картины - 17.

Помимо возможности управления видом интерференционной картины ПЭВ за счет изменения поляризации падающей волны, существует возможность управления частотой интерференционной картины за счет изменения длины волны падающего излучения. Действительно, условие возбуждения ПЭВ дифракционным порядком (*n*, *m*) имеет вид

$$k_{n,m} = \sqrt{(2\pi n/d_x)^2 + (2\pi m/d_y)^2} = k_{SPP},$$

где $k_{spp} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_m \varepsilon_n} / (\varepsilon_m + \varepsilon_n)$ - константа распространения ПЭВ. Поскольку константа распространения ПЭВ $k_{spp} = k_{spp} (\lambda)$ зависит от длины волны, то вышеприведенное условие может выполняться для различных сочетаний номеров порядков и длин волн. В частности, для рассмотренного выше случая ($\lambda = 550$ нм, m = 3) ПЭВ будут также возбуждаться порядками (± 2 , 0), (0, ± 2) при длине волны 774 нм. При длине волны 532 нм условие возбуждения ПЭВ будет выполняться в восьми порядках (± 3 , ± 1), (± 1 , ± 3).



Рис. 22. Трехмерная бинарная дифракционная решетка (d = 923 нм) с серебряной пленкой (a); формируемые интерференционные картины ПЭВ в пределах периода при длине волны 550 нм при различных поляризациях падающей волны: ТМ-поляризация (б), линейная поляризация (0,5TE&0,5TM) (в), круговая поляризация (г), линейная поляризация (0,88TE&0,12TM) (д), эллиптическая поляризация (е)

На рис. 23 приведены рассчитанные интерференционные картины, формируемые непосредственно под металлической пленкой для случаев линейной и круговой поляризации падающей волны при указанных выше длинах волн.

Интерференционные картины на рис. 23 *а*, *б* аналогичны по структуре интерференционным картинам на рис. 22 *в*, *г*, но имеют в два раза больший пе-

риод. Интерференционна картина на рис. 23 *в*, образованная восемью ПЭВ, имеет существенно более сложный вид.

Таким образом, дифракционная структура, содержащая трехмерную диэлектрическую дифракционную решетку и металлический слой, позволяет формировать интерференционные картины с высоким контрастом (более 70%) и высокой интенсивностью.



 Рис. 23. Формируемые интерференционные картины ПЭВ в пределах периода d = 923нм при длине волны 774 нм и линейной поляризации (0,5TE&0,5TM) (a), длине волны 774 нм и круговой поляризации (б), длине волны 532 нм и круговой поляризации (в)

При этом период интерференционных картин в 2,5-3,5 раза меньше длины волны. Результаты расчетов показывают возможность получения интерференционных картин с различной структурой, периодом и формой интерференционных максимумов при изменении параметров поляризации и длины волны падающего света.

Рассмотренная схема с дифракционной решеткой может быть использована для формирования радиально-симметричных интерференционных картин ПЭВ [30]. В этом случае используется радиальная дифракционная решетка (дифракционный аксикон) с металлической пленкой в области подложки (рис. 24*a*). Радиальная интерференционная картина формируется вне центральной области при достаточно больших значениях радиуса [30]. В центральной части представленная структура обеспечивает фокусировку ПЭВ и работает как линза ПЭВ.



Рис. 24. Радиальная бинарная дифракционная решетка с металлической пленкой (а); распределение интенсивности электрического поля под металлической пленкой (б)

Используемый в данной части работы метод Фурьемод ориентирован на периодические дифракционные структуры. Поэтому для исследования «линзовых свойств» структуры на рис. 24а было произведено моделирование периодического растра, составленного из указанных структур. На рис. 24б показано расчетное распределение интенсивности электрического поля под металлической пленкой, формируемое периодической структурой при нормально падающей волне с круговой поляризацией и длиной волны λ=550нм. Распределение интенсивности приведено в пределах периода растра d=6200нм. Радиальный период кольцевой структуры *d*_{*r*}=310нм определялся из условия возбуждения ПЭВ первыми порядками. При указанных параметрах на периоде растра содержится девять кольцевых ступенек. Параметры материалов совпадают с параметрами рассмотренной выше трехмерной структуры. Ширина ступеньки кольцевой структуры w=171нм, высота радиальных ступенек hgr=550нм, толщина диэлектрического слоя $h_l=0$, толщина металлического слоя $h_m=55$ нм были выбраны из условий максимизации плотности энергии в одномерной интерференционной картине. Рис. 24 б показывает формирование пика интенсивности кольцевой формы в центре расчетной дифракционной картины. Значение интенсивности электрического поля на кольцевом пике в 20 раз превышает интенсивность падающей волны. Средний радиус кольцевого пика составляет 170 нм. При этом средняя ширина кольца, определяемая по уровню спада 0,5, составляет около 90 нм. Таким образом, структура на рис. 6 *а* может обеспечивать фокусировку ПЭВ в центре дифракционной картины и работать как линза ПЭВ.

<u>Расчет ДОЭ для фокусировки</u> поверхностных электромагнитных волн

Для преобразования и фокусировки ПЭВ используются дифракционные микро- и наноструктуры, расположенные в приграничной области плоскости распространения ПЭВ. Распространение и дифракция ПЭВ на границе раздела сред описывается двумерными интегральными представлениями полностью аналогичными представлению поля через угловой спектр плоских волн и интеграл Кирхгофа [31]. При этом в качестве длины волны фигурирует длина волны ПЭВ.

Интеграл Кирхгофа и представление поля в виде углового спектра плоских волн широко используются при расчете ДОЭ в рамках скалярной теории дифракции. Существование подобных соотношений для ПЭВ позволяет перенести методы расчета ДОЭ, разработанные в рамках скалярной теории, на расчет ДОЭ для преобразования и фокусировки ПЭВ.

В скалярной теории дифракции прохождение падающей волны через ДОЭ описывается фазовой модуляцией входного волнового поля. При этом фазовый набег в каждой точке вычисляется через решение задачи прохождения падающей волны через диэлектрическую пластинку. Толщина пластинки равна толщине ДОЭ в рассматриваемой точке.

Аналогично, расчет ДОЭ для ПЭВ основан на использовании фазовой модуляции, возникающей при прохождении ПЭВ через диэлектрическую прямоугольную ступеньку, расположенную непосредственно на поверхности распространения волны. Заданная фазовая модуляция осуществляется как за счет изменения высоты ступеньки над поверхностью при фиксированной длине, так и за счет изменения длины ступеньки при фиксированной высоте.

На рис. 25 *а* показана линза ПЭВ, основанная на модуляции фазы падающей ПЭВ за счет изменения длины микрорельефа.



Рис. 25. Линза ПЭВ, основанная на модуляции фазы ПЭВ за счет изменения длины ступеньки (a); формируемое распределение интенсивности непосредственно на границе серебро-воздух при параметрах: размер апертуры 10λ_{spp}, фокусное расстояние 8λ_{spp}, где λ_{spp} = 529 нм - длина волны ПЭВ (б)

Линза расположена непосредственно на границе серебро-воздух. Линза выполнена из диэлектрика с показателем преломления 1,5, размер апертуры линзы составляет $2a = 10\lambda_{SPP}$, а величина фокуса - $f = 8\lambda_{SPP}$, где $\lambda_{SPP} = 529 \, \mu M$ - длина ПЭВ. Данная длина ПЭВ соответствует границе воздух-серебро при длине волны в вакууме 550 нм. Для осуществления фазовой модуляции в интервале [0,2*π*] длина микрорельефа линзы изменяется от 0 до 918 нм. Высота линзы постоянна и равна 1 мкм. При прохождении ПЭВ через диэлектрический элемент часть энергии ПЭВ переходит в диэлектрические моды. В данном примере модуль коэффициента пропускания линзы составляет более 0,7. Формируемое линзой распределение интенсивности непосредственно на границе серебро-воздух приведено на рис. 25 б и показывает фокусировку в точку на прямой $x = f = 8\lambda_{SPP}$.

На рис. 26 *а* показана линза ПЭВ, основанная на модуляции фазы падающей ПЭВ за счет изменения

высоты микрорельефа над поверхностью при фиксированной его длине.

Размер апертуры и фокус совпадают с вышеприведенным примером. Высота микрорельефа изменяется в диапазоне от 0 до 180 нм, а длина линзы составляет 1055 нм. Модуль коэффициента пропускания линзы составляет более 0,7. Следует отметить, что при указанных параметрах глубина проникновения ПЭВ в диэлектрик, соответствующий материалу линзы, составляет 130 нм. Глубина проникновения определяется по уровню спада амплитуды волны в *е* раз в направлении перпендикулярном к поверхности. Для модуляции фазы ПЭВ за счет изменения высоты микрорельефа, максимальная высота микрорельефа близка к глубине проникновения.

Формируемое распределение интенсивности приведено на рис. 26 δ и также показывает фокусировку в точку. Графики на рис. 25 δ и 26 δ близки по структуре. Дифракционные эффективности линз на рис. 25 *a*, 26*a* составляют 60,5% и 56,5%, соответственно.



Рис. 26. Линза ПЭВ, основанная на модуляции фазы ПЭВ за счет изменения высоты ступеньки (a); формируемое распределение интенсивности непосредственно на границе серебро-воздух при параметрах: размер апертуры 10λ_{SPP}, фокус 8λ_{SPP}, где λ_{SPP} = 529 нм - длина волны ПЭВ (б)

Заключение

Около 30 лет назад школой академика А.М. Прохорова было создано научное направление, которое в настоящее время активно развивается – дифракционная компьютерная оптика. В последние годы дифракционная компьютерная оптика изучает и создает оптические наноструктуры и явления, характерные для нанофотоники: оптический захват и манипулирование микро- и нанообъектами; фотонные кристаллы, фотонно-кристаллические линзы, сверхразрешение, дифракционные гетеронаноструктуры, дифракционные гетероструктуры наноплазмоники, фокусировку поверхностных плазмонов.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке российскоамериканской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (грант CRDF PG08-014-1), гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ (НШ-3086.2008.9) и грантов РФФИ 09-07-12147, 09-07-92421, 07-01-96602, 08-07-99005, 07-07-00210, 08-07-99007.

Литература

- Голуб, М.А. Фокусировка когерентного излучения в заданную область пространства с помощью синтезированных на ЭВМ голограмм / М.А Голуб, С.В. Карпеев, А.М Прохоров, И.Н. Сисакян, В.А. Сойфер // Письма в ЖТФ. - 1981. – Т. 7, вып. 10. – С. 618-623.
- Голуб, М.А. Синтез пространственных фильтров для исследования поперечно-модового состава когерентного излучения / М.А. Голуб, А.М. Прохоров, И.Н. Сисакян, В.А. Сойфер // Квантовая электроника. – 1982. – Т. 9, № 9. – С. 1866-1868.
- Березный, А.Е. Бессель-оптика / А.Е. Березный, А.М. Прохоров, И.Н. Сисакян, В.А. Сойфер // Доклады АН СССР. - 1984. – Т. 274, № 4. – С. 802-805.
- Сойфер, В.А. Нанофотоника и дифракционная оптика / В.А. Сойфер // Компьютерная оптика. - 2008. – Т. 32, № 2. – С. 110-118.
- Методы компьютерной оптики / под ред. В.А. Сойфера. М.: Физматлит, 2000. 688 с.
- Дифракционная компьютерная оптика / под ред. В.А. Сойфера. – М.: Физматлит, 2007. – 736 с.
- 7. **Paakkonen, P.** Rotating optical fields: experimental demonstration with diffractive optics / P. Paakkonen, J. Lautanen, M. Honkanen, M. Kuittinen, J. Turunen, S.N.

Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, A.T. Friberg // Journal of Modern Optics. - 1998. – V. 45, N. 11. – P. 2355-2369.

- Khonina, S.N. Rotation of microparticles with Bessel beams generated by diffractive elements. / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, R.V. Skidanov, V.A. Soifer, K. Jefimovs, J. Simonen, J.Turunen.// J. Mod. Opt. - 2004. – V. 51, N. 14. – P. 2167-2184.
- Головашкин, Д.Л. Анализ прохождения электромагнитного излучения через дифракционную линзу / Д.Л. Головашкин, В.А. Сойфер // Автометрия. - 1999. – Вып. 6. – С. 119-121.
- Noginov, M.A. Demonstration of a spaser-based nanolaser / M.A. Noginov, G.Zhu, A.M. Belgrave, R. Bakker, V.M. Shalaev, E.E. Narimanov, S.Stout, E. Herz, T.Suteewong, U. Wiesner. // Nature. - 2009. – V. 460. – P. 1110-1112.
- Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. М.: Наука, 1973.
- Нестеренко, Д.В. Рассеяние света в диэлектрическом цилиндре, включающем массивы металлических наностержней // Д.В. Нестеренко, В.В. Котляр. – Компьютерная оптика. - 2008. – Т. 32, № 1. – С. 23-28.
- 13. Досколович, Л.Л. Расчет и исследование дифракционных микро- и наноструктур // Компьютерная оптика. -2008. – Т. 32, № 2. – С. 136-150.
- 14. Триандафилов, Я.Р. Фотонно-кристаллическая линза Микаэляна / Я.Р. Триандафилов, В.В. Котляр // Компьютерная оптика. 2007. Т. 31, № 3. С. 27-31.
- Микаэлян А.Л. Применение слоистой среды для фокусирования волн // Доклады академии наук СССР. – 1951. – Т. LXXXI. – С. 569–571.
- Kotlyar, M.I. Photonic crystal lens for coupling two waveguides / M.I. Kotlyar, Y.R. Traindaphilov, A.A. Kovalev, V.A. Soifer, M.V. Kotlyar, L. O'Faolain. // Appl. Opt. - 2009. – V. 48, N 19. – P. 3722-3730.
- Frei, W.R. Geometry projection method for optimizing photonic nanostructures / W.R. Frei, D.A. Tortorelli, H.T. Johnson. // Optics Letters. - 2007 – V. 32, N 1. – P. 77-79.
- Котляр, В.В. Нанофотоника манипулирование светом с помощью наноструктур // Компьютерная оптика.
 2008. Т. 32, № 2. С. 119-135.
- Pendry, J.P. Negative refraction makes a perfect lens // Phys. Rev. Lett. - 2000. – V. 85. – P. 3966.
- Wang, X. Unrestricted superlensing in a triangular two dimensional photonic crystal / X. Wang, Z. Ren, K. Kempa. // Optics Express. - 2004. – V. 12, N 13. – P. 2919-2924.
- 21. Belotelov, V.I. Extraordinary magneto-optical effects and transmission through metal-dielectric plasmonic systems /

V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, and A.K. Zvezdin // Physical Review Letters. - 2007. – Vol. 98. – P. 077401(4).

- 22. Досколович, Л.Л. Резонансные магнитооптические эффекты в дифракционных решетках с намагниченным слоем / Л.Л. Досколович, Е.А. Безус, Д.А. Быков, В.И. Белотелов, А.К. Звездин // Компьютерная Оптика. - 2007. – Т. 31, № 1. – С. 4-8.
- Belotelov, V.I. Magnetooptical effects in the metaldielectric gratings / V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, V.A. Kotov, E.A. Bezus, D.A. Bykov, A.K. Zvezdin // Optics communications. - 2007. – Vol. 278. – P. 104–109.
- Belotelov, V.I. Magnetooptical Properties of Perforated Metallic films / V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, V.A. Kotov, A.K. Zvezdin. // Jour. of Magnetism and Magnetic Materials. - 2007 – Vol. 310, Issue 2, Part 3. – P. e843-e845.
- Belotelov, V.I. Giant Magnetooptical Orientational Effect in Plasmonic Heterostructures / V.I. Belotelov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, A.N. Kalish, V.A. Kotov, A.K. Zvezdin // Optics Leterrs. - 2009. – V. 34(4). – P.398-400.
- 26. Белотелов В.И. Оптические свойства перфорированных металлодиэлектрических гетероструктур, намагниченных в плоскости / В.И. Белотелов, Д.А. Быков, Л.Л. Досколович, А.Н. Калиш, А.К. Зведин // Физика твердого тела. - 2009. – Том 51, вып. 8. - С. 1562-1567.
- Doskolovich, L.L. Nanoscale photolithography by means of surface plasmon interference / L.L. Doskolovich, E.A. Kadomina, I.I. Kadomin, // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. - 2007. - V. 9. - P. 854–857.
- Bezus, E.A. Diffraction gratings for generating varyingperiod interference patterns of surface plasmons / E.A.Bezus, D.A.Bykov, L.L. Doskolovich, I. I. Kadomin // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. - 2008. – V. 10. – P. 095204-095209.
- 29. Безус, Е.А. Расчет и моделирование дифракционных структур для формирования двумерных интерференционных картин поверхностных электромагнитных волн / Е.А. Безус, Л.Л. Досколович. // Компьютерная оптика. - 2009. – Т. 33, № 1. – С. 10-16.
- 30. Досколович, Л.Л. Формирование высокочастотных интерференционных картин поверхностных электромагнитных волн / Л.Л. Досколович, Е.А. Кадомина, И.И. Кадомин, Н.Л. Казанский // Радиотехника (журнал в журнале). - 2008. - № 3. – С. 75-79.
- 31. Безус Е.А. Расчет дифракционных структур для фокусировки поверхностных электромагнитных волн / Е.А Безус, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, В.А. Сойфер, С.И. Харитонов // Компьютерная оптика. - 2009. – Т. 33, № 2. – С. 122-128.

References

- Golub, M.A. Coherent radiation focusing in a given region with computer synthesized holograms / M.A Golub, S.V. Karpeev, A.M Prokhorov, I.N. Sisakyan, V.A. Soifer // Letters of JTP, 1981. – Vol.7, no.10. – p. 618-623. – (in Russian)
- Golub, M.A. Synthesis of spatial filters for investigation of the transverse mode composition of coherent radiation / M.A. Golub, A.M. Prokhorov, I.N. Sisakyan, V.A. Soifer // Quantum Electronics, 1982 – Vol.12, no 9. – p. 1866-1868. – (in Russian)
- Berezni, A.E. Bessel-optics / A.E. Berezni, A.M. Prokhorov, I.N. Sisakyan, V.A. Soifer // DAN SSSR, 1984. – Vol.274, no 4. – p.802-805. – (in Russian)
- Soifer V.A. Nanophotonics and diffractive optics / V.A.Soifer // Computer Optics, 2008. – Vol.32, no. 2. – p.110-118. — (in Russian).

- Methods of Computer Optics (Secondary Edition) / edited by V.A. Soifer – Moscow: Fizmatlit, 2003. – 688p. – (in Russian).
- Diffractive Computer Optics / edited by V.A. Soifer Moscow:Fizmatlit, 2007. – 736p. – (in Russian)
- Paakkonen, P. Rotating optical fields: experimental demonstration with diffractive optics / P. Paakkonen, J. Lautanen, M. Honkanen, M. Kuittinen, J. Turunen, S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, A.T. Friberg // Journal of Modern Optics, 1998. – v.45, no. 11. – p. 2355-2369.
- Khonina, S.N. Rotation of microparticles with Bessel beams generated by diffractive elements. / S. N. Khonina, V. V. Kotlyar, R. V. Skidanov, V. A. Soifer, K. Jefimovs, J. Simonen, J.Turunen.// J. Mod. Opt., 2004. – v.51, no. 14. – p.2167-2184.
- Golovashkin D.L. Analysis of the electromagnetic radiation passing through a diffraction lens / D.L. Golovashkin, V.A. Soifer // Avtometriya, 1999. – Vol. 6. – p.119-121. – (in Russian)
- Noginov, M.A. Demonstration of a spaser-based nanolaser / M.A. Noginov, G.Zhu, A.M. Belgrave, R. Bakker, V.M. Shalaev, E.E. Narimanov, S.Stout, E. Herz, T.Suteewong, U. Wiesner. // Nature, 2009. – v.460. – p.1110-1112.
- Born M. Principles of optics / M. Born, E. Wolf. Pergamon Press, Oxford, 1975.
- Nesterenko D.V. / Light Scattering in a dielectric cylinder, that includes metallic nanorods arrays // D.V. Nesterenko, V.V. Kotlyar. – Computer Optics, 2008. – Vol.32, no.1. – p. 23-28. – (in Russian)
- Doskolovich, L.L. Design and analysis of diffractive microand nano-structures / L.L. Doskolovich // Computer Optics, 2008. – Vol.32, no. 2. – p.136-150. — (in Russian).
- Triandafilov Y.R. Mikaelian photonic cristal lens / Y.R. Triandafilov, V.V. Kotlyar // Computer Optics, 2007. – Vol.31, no.3. – p. 27-31. – (in Russian)
- Mikaelian A.L. Application of a layered medium to focus the waves / A.L. Mikaelian // DAN SSSR, 1951 – Vol. LXXXI. – p.569–571. – (in Russian)
- Kotlyar, M.I. Photonic crystal lens for coupling two waveguides / M.I. Kotlyar, Y.R. Traindaphilov, A.A. Kovalev, V.A. Soifer, M.V. Kotlyar, L. O'Faolain. // Appl. Opt., 2009. – v.48, no.19. – p.3722-3730.
- Frei, W.R. Geometry projection method for optimizing photonic nanostructures / W.R. Frei, D.A. Tortorelli, H.T. Johnson. // Optics Letters, 2007 – v. 32, no. 1. – pp.77-79.
- Kotlyar, V.V. Nanophotonics: light manipulation using nanostructures / V.V. Kotlyar // Computer Optics, 2008. – Vol.32, no 2. – p.119-135. — (in Russian).
- Pendry, J.P. Negative refraction makes a perfect lens / J.P. Pendry // Phys. Rev. Lett., 2000. – v. 85. – p. 3966.
- Wang, X. Unrestricted superlensing in a triangular two dimensional photonic crystal / X. Wang, Z. Ren, K. Kempa. // Optics Express, 2004. – v.12, no. 13. – p.2919-2924.
- Belotelov, V.I. Extraordinary magneto-optical effects and transmission through metal-dielectric plasmonic systems / V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, and A.K. Zvezdin // Physical Review Letters, 2007. – Vol.98. – pp. 077401(4)
- 22. Doskolovich L.L. Resonant magneto-optical effects in diffraction gratings with a magnetized layer / L.L. Doskolovich, E.A. Bezus, D.A. Bykov, V.I. Belotelov, A.K. Zvezdin // Computer Optics, 2007. – Vol 31, no 1. – p.4-8. – (in Russian)

- Belotelov, V.I. Magnetooptical effects in the metaldielectric gratings / V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, V.A. Kotov, E.A. Bezus, D.A. Bykov, A.K. Zvezdin. // Optics communications, 2007. – vol. 278. – pp. 104–109.
- 24. Belotelov, V.I. Magnetooptical Properties of Perforated Metallic films / V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, V.A. Kotov, A.K. Zvezdin. // Jour. of Magnetism and Magnetic Materials, 2007 – Vol. 310, Issue 2, Part 3. – pp. e843e845
- Belotelov, V.I. Giant Magnetooptical Orientational Effect in Plasmonic Heterostructures / V.I. Belotelov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, A.N. Kalish, V.A. Kotov, A.K. Zvezdin // Optics Leterrs, 2009. – v.34 (4). – pp.398-400.
- 26. Belotelov V.I. Optical properties of perforated metaldielectric heterostructures magnetized in the plane / V.I. Belotelov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, A.N. Kalish, A.K. Zvezdin, // Physics of the Solid State, 2009. – Vol 51, no 8. - p. 1562-1567. – (in Russian)
- 27. **Doskolovich, L.L** Nanoscale photolithography by means of surface plasmon interference / L.L.Doskolovich,

E.A.Kadomina, I.I.Kadomin, // J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 2007. – v.9. – p. 854–857.

- Bezus, E.A. Diffraction gratings for generating varyingperiod interference patterns of surface plasmons / E.A.Bezus, D.A.Bykov, L.L. Doskolovich, I. I. Kadomin // J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 2008. – v.10. – p. 095204 (5pp)
- Bezus, E.A. Numerical simulation of diffraction gratings for generating two-dimensional interference patterns of surface plasmons / Е.А. Bezus, Л.Л. Doskolovich. // Computer Optics, 2009. – Vol. 33, no 1. – p.10-16. — (in Russian).
- Doskolovich, L.L. Formation of high-frequency interference patterns of surface electromagnetic plasmons / L.L. Doskolovich, E.A. Kadomina, I.I. Kadomin, N.L. Kazanskiy. // Radiotechics (журнал в журнале), 2008. no.3. p. 75-79. (in Russian).
- Bezus E.A. The Design of the diffractive optical elements to focus surface plasmons / E.A Bezus, L.L. Doskolovich, N.L. Kazanskiy, V.A. Soifer, S.I. Kharitonov // Computer Optics, 2009. – Vol.33 (2). – p.122-128. — (in Russian).

DIFFRACTIVE OPTICAL ELEMENTS IN NANOPHOTONICS DEVICES

Victor Alexandrovich Soifer (director, e-mail: ipsi@smr.ru), Victor Victorovich Kotlyar (head of laboratory, e-mail: kotlyar@smr.ru), Leonid Leonidovich Doskolovich (leading researcher, e-mail: leonid@smr.ru) Image Processing Systems Institute of the RAS, S.P. Korolyov Samara State Aerospace University

Abstract

We discuss the nanophotonics elements and devices that are created or simulated in the IPSI RAS: photonic-crystal lens for coupling two planar waveguides; binary mikroaxicon for focusing light in the near field; heterostructure consisting of two diffraction gratings and the magnetic layer for rotating the plane of polarized light; heterostructure containing a diffraction grating and the magnetic layer for modulating light intensity with a magnetic field; radial binary diffraction grating surface plasmon and dielectric microlenses above the surface of the metal film for focusing surface plasmon.

Key Words: nanophotonics, photonic-crystal lens, binary mikroaxicon, diffraction nanoheterostructures, focusing of plasmons.

В редакцию поступила 14.10.2009 г.