

НАНОПОТОНИКА И ДИФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА

В.А. Сойфер^{1,2}

¹Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия,

²Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева, Самара, Россия

Аннотация

Показано, что достижения дифракционной оптики в значительной мере определяют развитие ряда направлений нанопотоники таких как: метаматериалы; фотонные кристаллы; плазмоника; оптический захват и манипулирование нанообъектами; наномоделирование. Приводится решение ряда характерных задач нанопотоники по перечисленным направлениям на основе методов дифракционной компьютерной оптики.

Ключевые слова: нанопотоника, наностержни, нанорешетки, поверхностные волны, метаматериалы, плазмоны, фотонные кристаллы, фотонно-кристаллические волокна и линзы.

Введение

Основная цель данной работы состоит в том, чтобы продемонстрировать плодотворность хорошо разработанных методов дифракционной компьютерной оптики в решении задач нанопотоники. Дадим необходимые определения и пояснения.

Нанопотоника – это наука, изучающая поведение света в нанометрическом масштабе. Возможность изготовления приборов в наномасштабе служит катализатором исследований в этой области [1]. Круг задач, решаемых в настоящее время в нанопотонике, наглядно виден в тематике проводимых конференций. На рис. 1 показано распределение докладов по тематике, представленной на международной конференции по нанопотонике, которая проходила в Сан-Диего (США) в 2006 году.

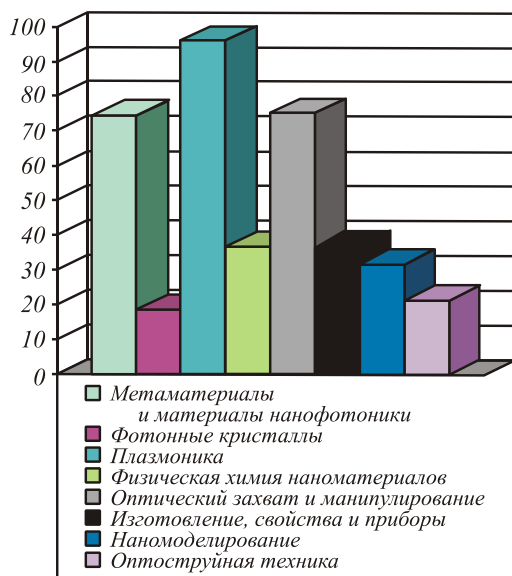


Рис. 1. Распределение количества докладов по тематике в рамках международной конференции по нанопотонике (Сан-Диего, США, 2006)

Тематика конференции состояла из 8 разделов: метаматериалы и материалы нанопотоники; настройка отклика структур с запрещёнными зонами (фотонные кристаллы); плазмоника; физическая химия наноматериалов; оптический захват и микро-манипулирование; изготовление, свойства, приборы;

наномоделирование; оптоструйная техника. Из рис. 1 следует, что наибольшее число докладов было связано с изучением распространения света в виде поверхностных плазмонов. Поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ), или поверхностные плазмоны, обладают способностью к локализованному распространению вдоль границы металл-диэлектрик (вдоль границы раздела сред с диэлектрическими проницаемостями разных знаков). Для металлов с высокой проводимостью (золото, серебро, алюминий) в оптическом диапазоне существуют резонансные частоты, для которых длина возбужденной поверхностной волны становится в несколько раз меньше длины волны возбуждающего света. Это определяет важность ПЭВ в задачах создания наноструктур. Оптика плазмонов традиционно относится к нанопотонике [1]. Следующим актуальным разделом нанопотоники, как следует из рис. 1, является оптический захват и манипулирование микро- и нанообъектами. Третье место по количеству докладов (рис. 1) занимает раздел «Метаматериалы и материалы нанопотоники».

В России наибольшие успехи в нанопотонике достигнуты в области физической химии наноматериалов (столбец 4 на рис. 1) [2], а также в задачах нелинейного преобразования коротких лазерных импульсов с помощью фотонно-кристаллических световодов [3, 4].

На рис. 2 показано распределение докладов по тематике, представленной на симпозиуме Photonics Europe 2008 (Страсбург, Франция). Несмотря на изменения в структуре рубрикации докладов по тематике, можно отметить устойчивый рост интереса к метаматериалам, фотонным кристаллам и фотонно-кристаллическим волокнам, а также развитие подходов к синтезу интегральных микро- и нанопотонических устройств и микромеханических и микроопто-механических устройств.

Дифракционная оптика – это раздел оптики, посвященный изучению явления дифракции и созданию на этой основе дифракционных оптических элементов (ДОЭ) [5]. Дифракция наблюдается при распространении света в среде с неоднородностями (при прохождении света рядом с резкими краями прозрачных и непрозрачных тел, сквозь узкие

отверстия и т.д.). Дифракция свойственна всякому волновому движению. Характерные размеры неоднородностей могут быть значительно меньше длины волны и измеряться единицами нанометров.

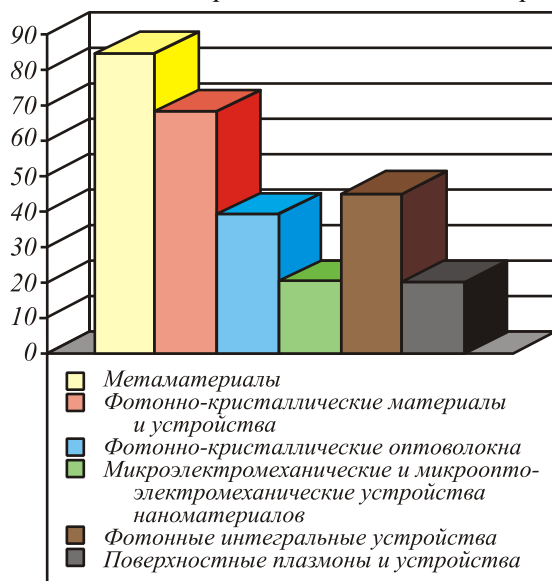


Рис. 2. Распределение количества докладов по тематике, представленной на симпозиуме Photonics Europe 2008 (Страсбург, Франция)

Из сказанного следует, что нанофотоника и дифракционная оптика имеют широкую область пересечения: изучение дифракции света на наноразмерных препятствиях и создание на этой основе оптических материалов, элементов и приборов. Соответствующий раздел науки и техники может быть назван *дифракционной нанофотоникой*.

1. Дифракция света на наномасштабных неоднородностях

Строгая электромагнитная теория дифракции света основана на уравнениях Максвелла. Она применима, если в световом потоке имеются много фотонов и если размеры препятствия много больше размеров отдельного атома или молекулы.

На рис. 3 показана решетка металлических наностержней с шагом a меньшим длины волны λ и диаметром каждого стержня $2R$. В работе [6] получены аналитические выражения для комплексной диэлектрической проницаемости ε решетки таких наностержней в диэлектрике.

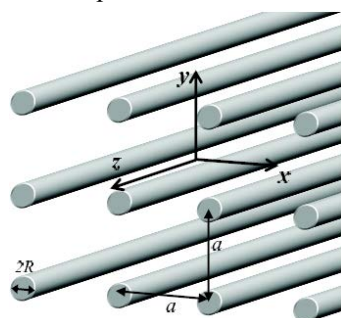


Рис. 3. Решетка металлических наностержней

В [7] методом конечных элементов рассчитаны картины дифракции плоской ТЕ-волны на металлическом (серебряном) (рис. 4а), диэлектрическом (рис. 4б) цилиндре с круглым сечением (бесконечном в продольном направлении) и микроцилиндре с решеткой наностержней (рис. 4в). Диэлектрический цилиндр (рис. 4б) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon=2,25$ и диаметром 1 мкм освещался светом с длиной волны $\lambda=0,5$ мкм.

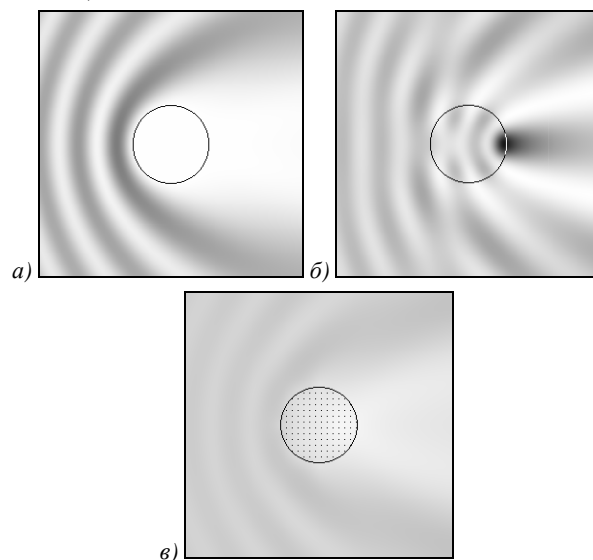


Рис. 4. Картины дифракции плоской ТЕ-волны на металлическом (а), диэлектрическом (б) цилиндрах и микроцилиндре с наностержнями (в)

Свет от металлического цилиндра преимущественно отражается (рис. 4а), а при прохождении диэлектрического цилиндра свет фокусируется на поверхности (рис. 4б).

Если заполнить диэлектрический цилиндр металлическими наностержнями, то можно управлять характеристиками дифракции света на цилиндре. 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.

2. Нанорешетки

ДОО для формирования интерференционных картин поверхностных электромагнитных волн с наноразрешением [8,9]

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 ПЭВ позволяет достичь сверхразрешения порядка десятой доли длины волны используемого света.

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 $(-m, m)$ 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 микро рельефа с периодом в несколько раз большим, чем длина волны падающего излучения.

Перспективной областью применения таких ДОО 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 раstra 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. 5а). Дифракционная решетка служит для возбуждения на нижней границе металлической пленки двух встречных ПЭВ, формирующих интерференционную картину. 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. 5б 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 $-5, +5$. Пе-

риод дифракционной решетки в 10 раз больше, чем период формируемой интерференционной картины, равный 154 нм. Расчет интерференционной картины проводился модовым методом (rigorous coupled wave analysis) при следующих параметрах: длина волны света $\lambda = 550$ нм, диэлектрическая проницаемость материала дифракционной решетки $\epsilon = 2,56$, металлической пленки $\epsilon = -6,1063 + 0,2699i$ (серебро), среды под пленкой $\epsilon = 2,56$.

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.

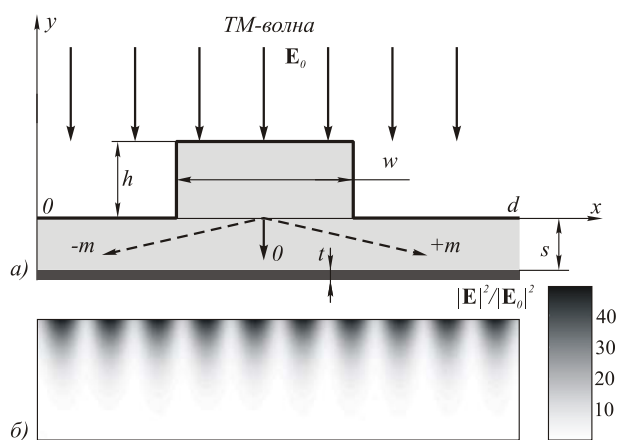


Рис. 5. Бинарная дифракционная решетка (один период) с металлической пленкой (а), интенсивность формируемой интерференционной картины в пределах периода (б)

Приведенная на рис. 5 схема очевидным образом обобщается на случай формирования двумерных интерференционных картин. В этом случае для возбуждения ПЭВ используется трехмерная диэлектрическая ДР (рис. 6). При возбуждении ПЭВ симметричными порядками с номерами $(-m, 0), (+m, 0), (0, -m), (0, +m)$ в области одного периода решетки формируется $2m \times 2m$ интерференционных пиков.

Для решетки на рис. 6 интерференционная картина формируется третьими порядками, что приводит к шестикратному уменьшению периода интерференционной картины.

3. Субволновые дифракционные решетки и метаматериалы

Дифракционные решетки являются важными компонентами большого числа оптических систем, таких как антиотражающие структуры, устройства 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 от-

дельные элементы могут быть существенно наноразмерными. Соответственно расчет и исследование таких решеток включает решение задачи дифракции на структурах с наноразмерными препятствиями.

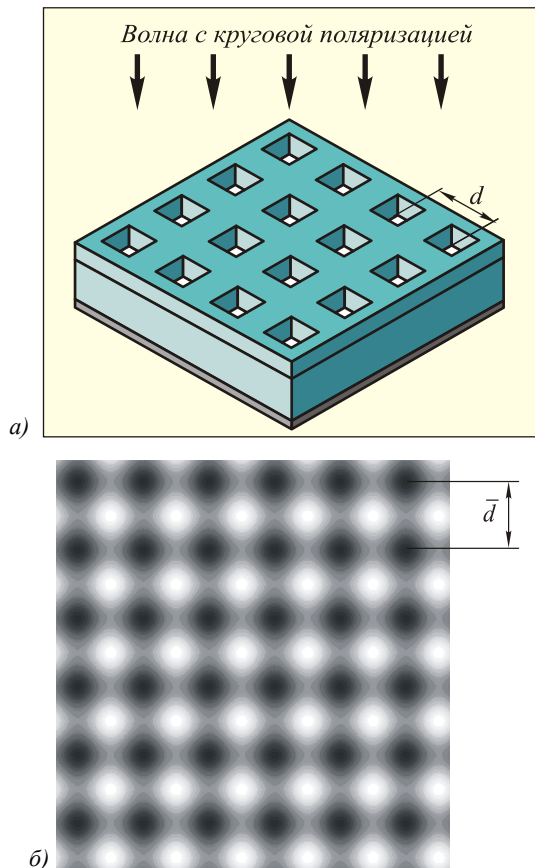


Рис. 6. Трехмерная бинарная дифракционная решетка ($d=1,94$ мкм) с золотой пленкой (а), формируемая ПЭВ интерференционная картина ($\bar{d}=323,3$ нм) в пределах периода при длине волны $\lambda = 630$ нм (б)

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, возникающее при определенных длинах волн падающего излучения.

Приведем несколько примеров.

Пример 1. Дифракция света на антиотражающем микрорельефе.

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. На рис. 7а показана двумерная решетка, состоящая из периодически расположенных круглых отверстий в вольфраме. Расчет проводился модовым методом (rigorous coupled wave analysis), решетка предполагалась бесконечного размера.

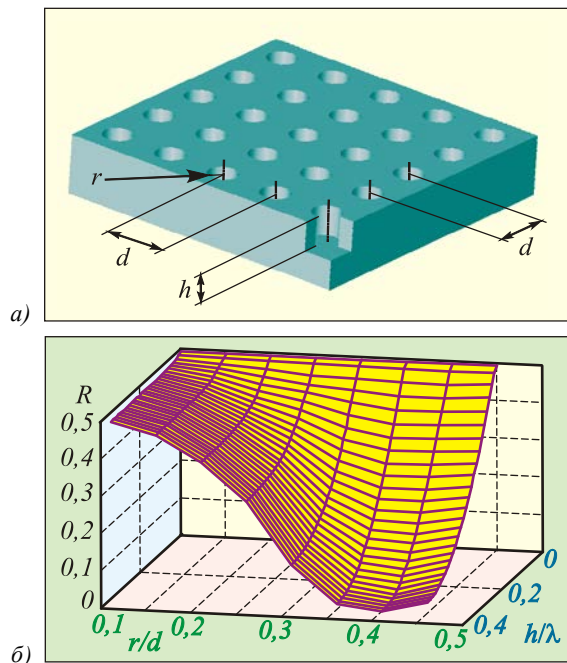


Рис. 7. Двумерная субволновая решетка круглых отверстий в вольфраме (а) и график зависимости коэффициента отражения света от радиуса и глубины отверстий (б)

На рис. 7б 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 $\epsilon = 4,8 + 19,11i$. Из рис. 7б видно, что минимум отражения ($\sim 2\%$) достигается при радиусе отверстий $r = 236$ нм и глубине $h = 220$ нм.

Пример 2. На рис. 8а показан вертикальный период решетки-поляризатора, предназначенной для пропускания компоненты падающей волны с ТМ-поляризацией и отражения компоненты с ТЕ-поляризацией. Подобные решетки имеют большое практическое значение, в частности, в системах подсветки ЖК-мониторов. На рис. 8б показаны графики пропускания компонент ТЕ- и ТМ-поляризации в зависимости от угла падения (случай конической дифракции) для решетки с четырьмя вертикальными периодами. Параметр $h_1 = 38$ нм является существенно субволновым, хотя период $d = 439$ нм всего на 20% меньше длины волны.

Пример 3. В настоящее время большое внимание уделяется эффекту экстраординарного пропускания (extraordinary optical transmission), состоящему в резонансном увеличении интенсивности света, проходящего через дифракционную решетку. Данным эффектом обладают дифракционные решетки, изготов-

ленные из материалов с высокой проводимостью. Существенно расширить круг возможных применений таких дифракционных решеток позволяет использование магнитных материалов. Намагниченный слой сам по себе обладает свойством вращать плоскость поляризации. Это явление называется эффектом Фарадея в прошедшем пучке и эффектом Керра – в отраженном пучке. Дифракционные решетки традиционно используются для возбуждения мод в плоскопараллельном волноводе. Волноводное распространение излучения в магнитном слое вызывает усиление эффектов Фарадея и Керра за счет увеличения пути. Таким образом, двухслойная структура, содержащая металлическую дифракционную решетку и магнитный слой, может обладать как свойством резонансного пропускания, так и эффектом резонансного вращения плоскости поляризации [10-13].

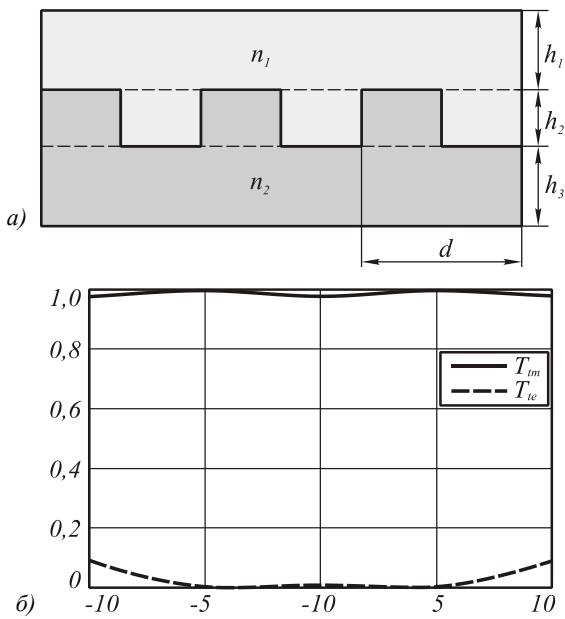


Рис. 8. Вертикальный период решетки-поляризатора (а), графики пропускания TE- и ТМ-компонент поля в зависимости от угла падения (случай конической дифракции) для решетки-поляризатора с четырьмя вертикальными периодами ($d=439$ нм, $h_1=38$ нм, $h_2=460$ нм, $h_3=464$ нм) при длине волны $\lambda = 550$ нм и $n_1=1,5$, $n_2=1,72$

Структура указанной двухслойной дифракционной решетки показана на рис. 9а, вектор намагниченности слоя перпендикулярен слою. На рис. 9б приведены графики коэффициента пропускания и угла поворота плоскости поляризации (угла Фарадея) в зависимости от длины волны. Графики получены при нормальном падении волны с ТМ-поляризацией. В качестве материала магнитного слоя использовался Bi:YIG (железтитриевый гранат, допированный висмутом), который является одним из наиболее распространенных материалов магнитооптики. График пропускания на рис. 9б имеет резкий пик в 40% при длине волны $\lambda = 883,7$ нм, который совпадает с отрицательным пиком угла Фарадея. Значение угла Фарадея в пике составляет $-2,25$ градуса, что почти в 5 раз больше, чем просто для

магнитной пластинки, помещенной в оптически согласованную среду (в среду с такой же диэлектрической проницаемостью).

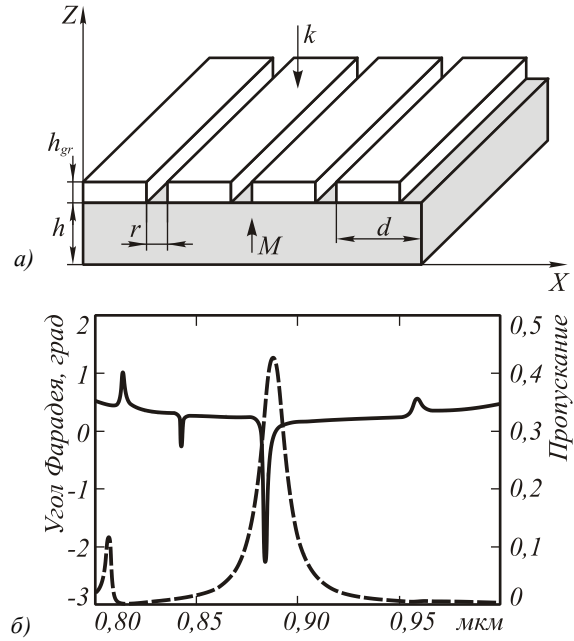


Рис. 9. Двухслойная система, содержащая бинарную дифракционную решетку из золота и магнитный слой (Bi:YIG ; $\epsilon = 5,5 + 0,0025i$, $g = (1 - 0,15i) \times 10^{-2}$) (а); спектры пропускания и угла Фарадея при $d=750$ нм, $r=75$ нм, $h_{gr}=75$ нм, $h=537$ нм (б)

Таким образом, указанная структура обладает как свойством резонансного пропускания, так и эффектом резонансного вращения плоскости поляризации. Период структуры $d=750$ нм близок к длине волны, однако размер отверстия и высота решетки ($r = h_{gr} = 75$ нм) являются существенно субволновыми. Данный пример демонстрирует возможность изменения магнитооптических свойств материалов за счет их наноструктурирования. В приведенной двухслойной структуре резонансные магнитооптические свойства достигнуты благодаря периодическому структурированию металлической пленки. Это позволяет рассматривать данную структуру как типичный метаматериал.

Пример 4. Использование в зонах фокусирующих ДОЭ дифракционных решеток с существенно субволновыми элементами позволяет реализовать высокоэффективную фокусировку при бинарном микрорельефе [5]. На рис. 10а приведен профиль бинарной линзы, полученный заменой зон линзы Френеля субволновой бинарной решеткой с тремя штрихами на периоде, а на рис. 10б – результат электромагнитного расчета поля от бинарной линзы при наклонном падении на нее плоской волны под углом $\theta = 10^\circ$. Для сравнения на рис. 10 также показаны профиль непрерывной дифракционной линзы и распределение интенсивности, формируемое в скалярном приближении в фокусе идеального сферического фронта (гладкая кривая на рис. 10б).

Результаты расчетов показывают, что величина и ширина фокального пика, сформированного бинарной линзой, близки к параметрам пика, формируемого в фокусе идеального сферического фронта. Исходная линза с непрерывным рельефом на рис. 10а имеет 10 полных зон с размером порядка 2 длин волн на краю апертуры. Размеры субволнового бинарного микрорельефа имеют величину порядка одной десятой длины волны на краю апертуры.

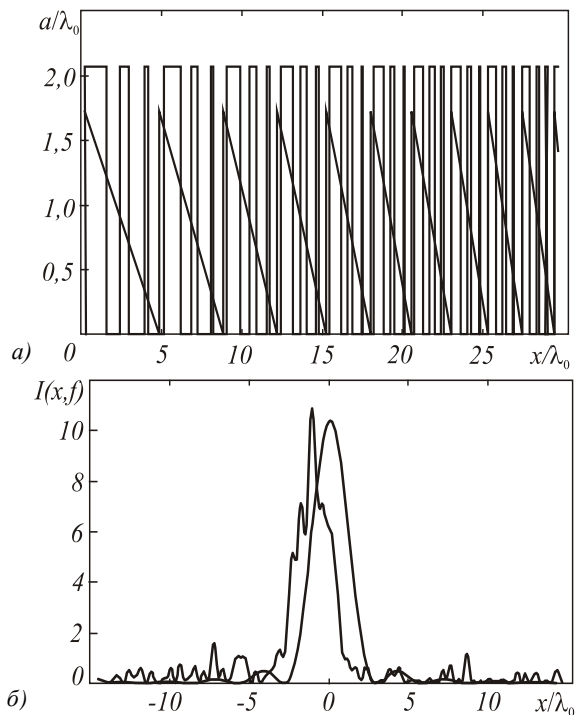


Рис. 10. Бинарная линза ($d=30\lambda_0$) для фокусировки в точку $(x_0, f)=(0, -130\lambda_0)$ при $\theta=10^\circ$, $\varepsilon=2,25$ и профиль непрерывной линзы (а). Распределение интенсивности, сформированное бинарной линзой для ТМ-поляризации и распределение интенсивности при идеальном сферическом фронте (б)

4. Бреговские нанорешетки

Бреговские наклонные решетки в полупроводниках используются для ввода-вывода лазерного излучения в планарные волноводы [14].

На рис. 11а показан рассчитанный методом конечных разностей (finite-difference time-domain, или сокращенно: FDTD-методом) в псевдоцветах ход излучения в волноводе и частичный его выход перпендикулярно плоской поверхности. Период наклонной (угол наклона 45 градусов) решетки Брега 490 нм, всего 20 периодов, каждое углубление решетки 1,5 мкм, а ширина щели – 150 нм. Расчет показывает, что при данных параметрах 59% света, распространяющегося в волноводе, выходит из него (в эксперименте [11] эта величина достигала только 20%). На рис. 11б показано изображение с электронного микроскопа изготовленной бреговской решетки в подложке из InP; толщина волноводящего слоя (GaAsP) – 522 нм, сверху над волноводящим слоем защитная оболочка из InP толщиной

300 нм. Структура спроектирована для длины волны $\lambda = 1,22$ нм.

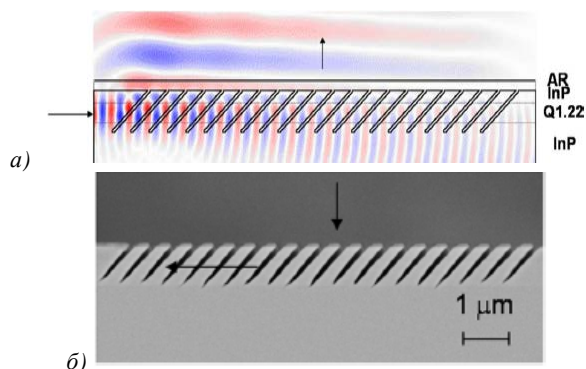


Рис. 11. Расчет программы FIMMWARE прохождения света по планарному волноводу с бреговской наклонной решеткой в подложке из фосфата индия (а); вид под электронным микроскопом наклонной решетки Брега (б)

5. Фотонные кристаллы

Фотонными кристаллами называют структуры с периодической модуляцией показателя преломления, обладающие фотонной запрещенной зоной. Запрещенные зоны определяют области частот электромагнитного излучения, которые не могут существовать в данной структуре. Для оптических фотонных кристаллов на длине волны 1,3 мкм запрещенная зона составляет десятки нанометров. Соответственно при падении электромагнитного излучения на фотонный кристалл, частота которого лежит в запрещенной зоне, происходит полное отражение. Данное свойство определяет перспективы использования фотонно-кристаллических структур в качестве волноводов, антиотражающих покрытий, метаматериалов и т.п.

Фотонно-кристаллические волокна

На рис. 12в показано сечение полностью твердотельного фотонно-кристаллического световода (ФКС), у которого вместо обычных отверстий, составляющих оболочку, используются металлические наностержни [15]. Рассчитывать моды ФКС можно с помощью разных методов: метода согласованных синусоидальных мод, конечно-разностного метода решения стационарных волновых уравнений и др.

На рис. 12а,б показан результат [16] расчета полей моды ФКС со следующими параметрами: отношение длины волны к периоду решетки отверстий – 0,6, отношение диаметра отверстий к периоду – 0,94, сетка отсчетов – 204×228 , дискретность поля – 0,03 от периода. Эффективный показатель (отношение константы распространения к волновому числу в вакууме) этой моды – 1,45. Длина волны $\lambda = 600$ нм.

Фотонно-кристаллические коллиматоры

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.

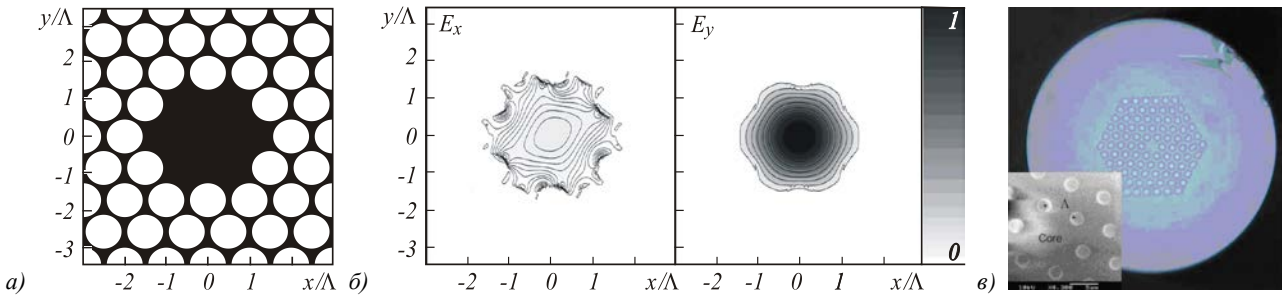


Рис. 12. Сечение модельного ФКС (белый цвет – цилиндрические отверстия оболочки, черный цвет – материал с показателем преломления 1.46 – плавленый кварц) (а); рассчитанные картины двух компонент E_x и E_y электромагнитного поля фундаментальной моды (б); сечение реального ФКС, снятое под микроскопом (в)

На рис. 13а показан схематично двумерный фотонно-кристаллический волновод, оболочка которого состоит из периодически расположенных (период 228 нм) диэлектрических наностержней ($\epsilon = 3,38$, 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. 13б показана неусредненная (мгновенная) картина дифракции света на данной структуре, рассчитанная в ИСОИ РАН методом FDTD с помощью программы FULLWAVE. 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.

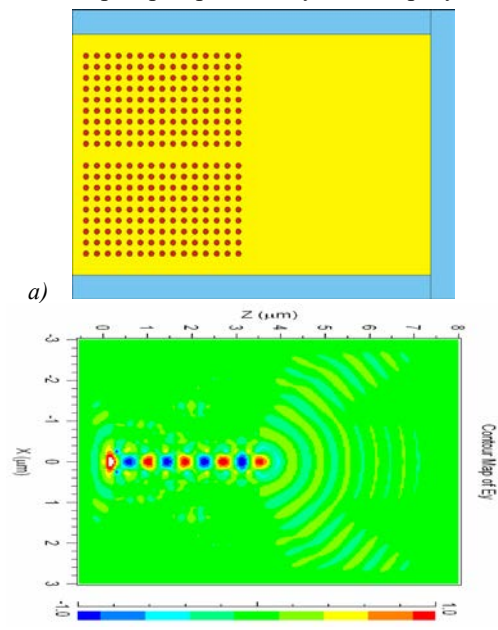


Рис.13. Фотонно-кристаллический волновод (а) и картина дифракции света внутри волновода и при выходе из него (б)

Некоторая модернизация структуры волновода вблизи его выхода позволяет существенно уменьшить расходимость излучения. Так, на рис. 14а 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. 14б). 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.

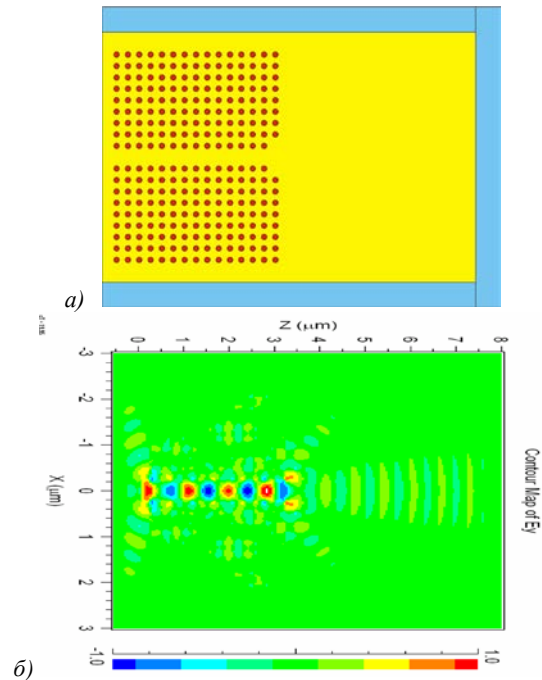


Рис. 14. Фотонно-кристаллический волновод с коллиматором (а) и картина дифракции света внутри волновода и при выходе из него (б)

Фотонно-кристаллическая линза Микаэляна

Известны не только фотонно-кристаллические световоды, но и ФК-линзы [18]. В двумерном случае для цилиндрических линз реализовать ФК-линзу наиболее просто: с помощью выбора диаметра дырок (отверстий в диэлектрике), центры которых расположены периодически, можно варьировать эффективный показатель преломления по апертуре линзы. Таким же образом можно градиентные линзы, наиболее трудоемкие при изготовлении, заменить на «бинарные» ФК-линзы. Одна из наиболее известных градиентных линз – цилиндрическая линза Микаэляна. Эта линзы все нормально падающие на ее плоскую поверхность лучи собирает в точку фокуса на обратной своей поверхности.

На рис. 15а показана цилиндрическая ФК-линза Микаэляна: апертура линзы – 4 мкм, толщина линзы

– 3 мкм, длина волны – 1,55 мкм, показатель преломления – 1,5, период наноструктуры отверстий – 250 нм, минимальный диаметр отверстий – 10 нм, фокусное расстояние – 3,3 мкм. Расчет произведен методом FDTD, реализованным на языке программирования C++ [19]: дискретность отсчетов поля – $\lambda/100$. Эффективность ФК-линзы составила 70% от идеальной градиентной линзы Микаэляна, а диаметр пятна по полуспаду интенсивности составил $0,42\lambda$ (рис. 15б). Отметим, что в скалярном случае для фокального пятна, интенсивность которого описывается sinc-функцией, известно, что ширина фокального пятна по полуспаду равна $0,48\lambda/NA$, где NA – числовая апертура линзы. В случае ФК-линзы (рис. 15а) $NA=0,67$, поэтому ширина пятна по полуспаду равна $0,29\lambda/NA$. Это в 1,7 раза меньше, чем в скалярном случае.

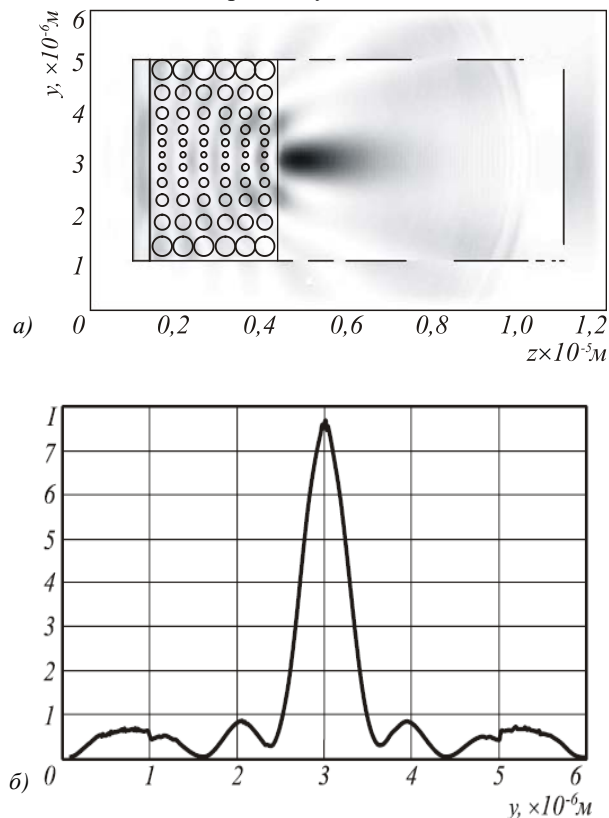


Рис.15. Цилиндрическая ФК-линза Микаэляна (а), фокусирующая плоскую ТЕ-волну вблизи своей поверхности; распределение интенсивности в фокальном сечении (б)

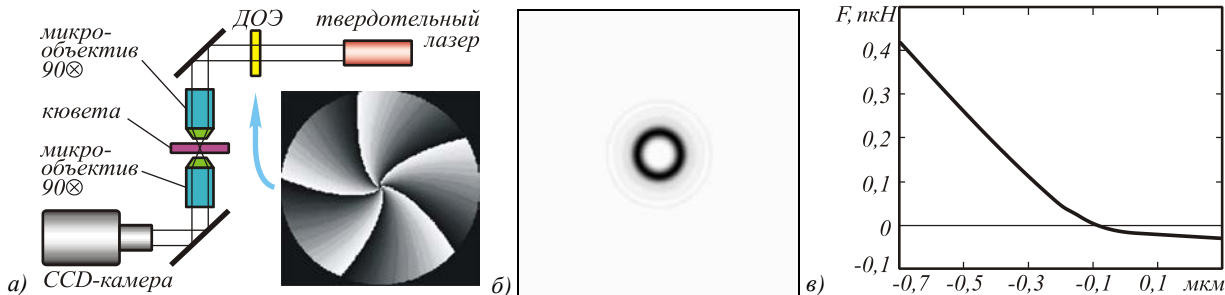


Рис.17. Оптическая схема (а), расчетная картина дифракции вихревого пучка (б) и рассчитанная кривая продольной проекции силы, действующей со стороны сфокусированного вихревого пучка на диэлектрическое нановолокно (10 мкм на 50 нм) (в)

6. Оптическое манипулирование нанообъектами с применением ДОЭ

На рис. 16 показаны результаты эксперимента [20] по оптическому захвату и вращению полупроводниковых нановолокон длиной 20 мкм и диаметром 50 нм с помощью фокусировки двух встречных лазерных пучков.

Однако оптический захват и вращение таких нановолокон можно осуществить с помощью всего одного лазерного пучка [21]. На рис. 17а показана оптическая схема, в которой коллимированный пучок света от твердотельного лазера с длиной волны 532 нм и мощностью 500 мВт проходит через ДОЭ, формирующий вихревой лазерный пучок, обладающий орбитальным угловым моментом. Микрообъектив $\times 90$ фокусирует этот пучок в световое кольцо (рис. 17б) диаметром несколько микрон (6,5 мкм) в плоскости кюветы с нановолокнами. Если нановолокно попадает поперек светового кольца, то оно будет захвачено световым пучком и начнет вращаться.

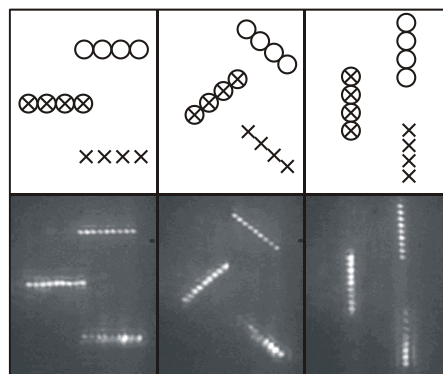


Рис. 16. Оптический захват и повороты в плоскости трех полупроводниковых волокон диаметром 50 нм с помощью двух встречных лазерных пучков

На рис. 17в показан график зависимости продольной проекции силы, действующей на нановолокно со стороны лазерного пучка, от величины смещения цилиндрического волокна из плоскости фокусировки вдоль оптической оси. Видно, что при некотором смещении осевая проекция силы становится отрицательной. Это означает, что сила давления света начинает действовать на объект против направления распространения пучка, то есть происходит оптический захват объекта.

Заключение

Достижениями дифракционной компьютерной оптики в значительной мере определяется развитие следующих направлений нанопотоники:

1. Метаматериалы.
2. Фотонные кристаллы.
3. Плазмоника.
4. Оптический захват и манипулирование нанообъектами.
5. Наномоделирование (численные методы решения уравнений Максвелла).

В свою очередь, определяющую роль в развитии дифракционной компьютерной оптики и создании нового поколения ДОО играют достижения в области нанопотоники, наноинженерии и нанотехнологий.

Благодарности

Автор выражает благодарность научным сотрудникам ИСОИ РАН докторам физико-математических наук Л.Л. Досколовичу, В.В. Котляру и В.С. Павельеву за предоставленные материалы и полезное обсуждение. Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований №№ 06-07-08074, 07-07-00210, 08-07-99005, гранта Президента РФ № НШ-3086.2008.9, а также российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (“BRNE”) и ведомственной научной программы Федерального агентства по образованию «Развитие научного потенциала высшей школы».

Литература

1. <http://en.wikipedia.org/wiki/Nanophotonics>
2. <http://www.photonics.ru>
3. **Желтиков, А.М.** Микроструктурированные световоды для нового поколения волоконно-оптических источников и преобразователей световых импульсов / А.М. Желтиков // УФН, 2007. – Т.177, №7. – С.737-762.
4. **Соколов, В.О.** Численное моделирование фотонно-кристаллических световодов из теллуридно-вольфраматного стекла для применения в параметрических волоконных устройствах / [В.О. Соколов и др.] // Квантовая электроника, 2006. – Т.36, №1. – С.67-72.
5. Дифракционная компьютерная оптика / под ред. В.А. Сойфера – М.: Физматлит, 2007.
6. M. Silveirinha et al, Phys. Rev. E **73**, 046612 (2006).
7. **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.
8. **Doskolovich, L.L.** Nanoscale photolithography by means of surface plasmon interference / L.L. Doskolovich [and other] // J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 2007. – V.9. – P.854–857.
9. **Liu, Z.** Surface plasmon interference nanolithography / Z. Liu, Q. Wei, X. Zhang // Nano Letters, 2005. – V.5(5). – P.957-961.
10. **Belotelov, V.I.** Extraordinary magneto-optical effects and transmission through metal-dielectric plasmonic systems / V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, A.K. Zvezdin // Physical Review Letters, 2007. – V.98. – 077401-4.
11. **Досколович, Л.Л.** Резонансные магнитооптические эффекты в дифракционных решетках с намагниченным слоем / [Л.Л. Досколович и др.] // Компьютерная оптика, 2007. – Т.31, №1. – С.4-8.
12. **Belotelov, V.I.** Magneto-optical effects in the metal-dielectric gratings / [V.I. Belotelov and other] // Optics communications, 2007. – V.278. – P.104–109.
13. **Belotelov, V.I.** Magneto-optical Properties of Perforated Metallic films / [V.I. Belotelov and other] // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2007. – V.310(2), part 3. – e843-e845.
14. **Kotlyar, M.V.** Compact slanted grating couplers between optical fiber and InP-InGaAsP waveguides / [M.V. Kotlyar and other] // IEEE Photonics Technology Letters, 2007.- V.19 (5-8).- P.396-398.
15. **Ren, G.** Low-loss all-solid photonic bandgap fiber / [G. Ren and other], 2007.- V.32.- P.1023-1025.
16. **Котляр, В.В.** Расчет мод полого фотонно-кристаллического световода разностным методом / В.В. Котляр, Я.О. Шуупова // Известия СНЦ РАН, 2007.- V.9.- P.592-597.
17. **Frei, W. R.** Geometry projection method for optimizing photonic nanostructures / [W.R. Frei and other] // Opt. Lett., 2007.-V.32.- P.77-79.
18. **Zengerle, R.** All-angle beam refocusing in nonuniform triangular photonic crystal slabs / [R. Zengerle, P.C. Hoang] // J. Opt. Soc. Am. B, 2007.- V.24.- P.997-1003.
19. **Триандафилов, Я.Р.** Фотонно-кристаллическая линза Микаэляна / Я.Р. Триандафилов, В.В. Котляр // Компьютерная оптика, 2007. – Т.31, №3. – С.27-31.
20. **Van der Horst, A.** Manipulating metal-oxide nanowires using counter-propagating optical line tweezers / [A. Van der Horst and other] // Opt. Express, 2007.- V.15.- P. 11629-11639.
21. **Скиданов, Р.В.** Расчет силы, действующей на сферический микрообъект в гипергеометрических пучках / [Р.В. Скиданов и др.] // Компьютерная оптика, 2008. – Т.32, №1. – С.39-42.

NANOPHOTONICS AND DIFFRACTIVE OPTICS

V.A. Soifer^{1,2},

¹Image Processing Systems Institute of the RAS, Samara, Russia,
²S.P. Korolyov Samara State Aerospace University, Samara, Russia

Abstract

Advances in diffractive optics are shown to considerably contribute to the progress in a number of nanophotonics research directions, such as metamaterials, photonic crystals, plasmonics, optical trapping and manipulation of nanoobjects, and nanomodeling. Solution of a number of distinctive nanophotonic problems in the above-listed directions using methods of diffractive computer optics is presented.

Key words: nanophotonics, nanorods, nanogratings, surface plasmons, metamaterials, plasmons, photonic crystals, photonic crystal fibers and lenses.

Citation: Soifer VA. Nanophotonics and diffractive optics. *Computer Optics* 2008; 32(2): 110-8.

Acknowledgements: The author expresses his gratitude to the researchers IPSI RAS Doctor of Physical and Mathematical Sciences LL Daskolovich, VV Kotlyar and VS Pavelyeva for the materials and useful discussion. This work was supported by grants from the Russian Foundation for Fundamental Research №№ 06-07-08074, 07-07-00210, 08-07-99005, RF President Grant number NS-3086.2008.9, and the Russian-American program "Fundamental researches and Higher education »(" BRHE ") and departmental research program of the Federal Agency on Education NIJ "Development of scientific potential of higher education. "

References

- [1] <http://en.wikipedia.org/wiki/Nanophotonics>
- [2] <http://www.photonics.ru>
- [3] Zheltikov AM. Microstructure optical fibers for a new generation of fiber-optic sources and converters of light pulses [In Russian]. *Phys. Usp.* 2007; 50(7): 705-727.
- [4] Sokolov VO, Plotnichenko VG, Nazaryants VO, Dianov EM. Numerical simulation of photonic-crystal tellurite-tungstate glass fibres used in parametric fibre devices [In Russian]. *Quantum Electronics* 2006; 36(1): 67-72.
- [5] Soifer VA, ed. *Diffractive Computer Optics* [In Russian]. Moscow: "Fizmatlit" Publisher, 2007.
- [6] Silveirinha M. *Phys. Rev. E* 2006; 73(4): 046612.
- [7] Nesterenko DV, Kotlyar VV. Light scattering in a dielectric cylinder consisting of metallic nanorod arrays [In Russian]. *Computer Optics* 2008; 32(1): 23-28.
- [8] Daskolovich LL. Nanoscale photolithography by means of surface plasmon interference. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2007; 9: 854-857.
- [9] Liu Z, Wei Q, Zhang X. Surface plasmon interference nanolithography. *Nano Letters* 2005; 5(5): 957-961.
- [10] Belotelov VI, Daskolovich LL, Zvezdin AK. Extraordinary magneto-optical effects and transmission through metal-dielectric plasmonic systems. *Physical Review Letters* 2007; 98: 077401-4.
- [11] Daskolovich LL, Bezus EA, Bykov DA, Belotelov VI, Zvezdin AK. Resonant magneto-optical effects in diffraction gratings with a magnetized layer [In Russian]. *Computer Optics* 2007; 31(1): 4-8.
- [12] Belotelov VI. Magneto-optical effects in the metal-dielectric gratings. *Optics communications* 2007; 278: 104-109.
- [13] Belotelov VI. Magneto-optical Properties of Perforated Metallic films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 2007; 310(2), part 3: e843-e845.
- [14] Kotlyar MV. Compact slanted grating couplers between optical fiber and InP-InGaAsP waveguides. *IEEE Photonics Technology Letters* 2007; 19(5-8): 396-398.
- [15] Ren G. Low-loss all-solid photonic bandgap fiber 2007; 32: 1023-1025.
- [16] Kotlyar VV, Shuyupova YO. Calculating Hollow-Core Modes in photonic crystal fiber using finite difference method [In Russian]. *Proceedings of Samara Scientific Center of the RAS* 2007; 9: 592-597.
- [17] Frei WR. Geometry projection method for optimizing photonic nanostructures. *Opt. Lett.* 2007; 32: 77-79.
- [18] Zengerle R, Hoang PC. All-angle beam refocusing in nonuniform triangular photonic crystal slabs. *J. Opt. Soc. Am. B* 2007; 24: 997-1003.
- [19] Triandafilov YaR, Kotlyar VV. Photonic-crystal Mikaelian lens [In Russian]. *Computer Optics* 2007; 31(3): 27-31.
- [20] Van der Horst A. Manipulating metal-oxide nanowires using counter-propagating optical line tweezers. *Opt. Express* 2007; 15: 11629-11639.
- [21] Skidanov RV, Khonina SN, Morozov AA, Kotlyar VV. Calculating forces acting upon a spherical microobject in hypergeometric beams [In Russian]. *Computer Optics* 2008; 32(1): 39-42.