

3. **Метаповерхности в оптике и голографии: физические принципы и достигнутые результаты**

Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, А. И. Антонов

Пензенский государственный университет архитектуры и строительства, Пенза, Россия

Представлен аналитический обзор современного состояния в области создания и использования метаповерхностей. Особое внимание уделено физике и математическому описанию трансформации фронта падающей волны метаповерхностью. На ряде примеров продемонстрирована эффективность фокусировки излучения и формирования голографического изображения метаповерхностями различных типов.

Ключевые слова: Метаповерхность, Наноразмерная пленка, Метаатом, Обобщенный закон Снеллиуса, Металинза, Метаголограмма.

Цитирование: **Грейсух, Г. И.** Метаповерхности в оптике и голографии: физические принципы и достигнутые результаты / Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, А. И. Антонов // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 14–23.

Введение

Метаповерхностями сегодня называют наноразмерные диэлектрические или проводящие пленки, в которые внедрены метаатомы — искусственные структуры более или менее простой формы размером в несколько нанометров. Физика управления светом метаповерхностями принципиально не отличается от физики работы традиционных оптических элементов и описывается в рамках обычных уравнений Максвелла. Однако развитие метаматериалов показывает, что и обычные уравнения Максвелла могут описывать необычные явления, такие, например, как отрицательный коэффициент преломления и преодоление дифракционного предела [1].

Если физика преобразования волновых фронтов метаповерхностями вполне описывается уравнениями Максвелла, то, естественно, все лучевые законы и формулы также остаются применимыми. В частности, для описания работы метаповерхности в лучевом приближении часто используется обобщенный закон Снеллиуса. В дифракционной оптике и голографии он также является основным лучевым законом, хотя громкое название «обобщенный закон» не используется. Обратимся к рисунку 1 и свяжем углы относительно нормалей луча в средах 2 и 1.

С полученными таким образом изображениями можно производить всевозможные преобразования — перефокусировку, менять глубину резкости, выделять различные сечения снимаемых объектов, устанавливать виртуальные диафрагмы произвольной формы [7]. Допустимо также получать множество одноракурсных изображений в пределах апертуры съе-

мочного объектива. Это позволяет получать исходные ракурсы для формирования стереоскопических изображений, причем с возможностью выбора съемочного базиса для учета параметров их демонстрации [6].

Простота выбора ракурсов при выводе их изображений на экран может оказаться полезна при изготовлении синтезированных голограмм с изменением ракурсов по горизонтали и вертикали [8]. Сочетание пленоптической технологии с методами проекции объемных изображений на голографический экран [4] представляется интересным для возобновления работ по созданию системы голографического кинематографа. Основанием для такого утверждения служит созданный фирмой Lytro прототип пленоптической кинокамеры с матрицей 755 мегапикселей и частотой смены кадров 300 Гц [9].

$$\sin i_{11} = n_1 \sin i_1, \quad (1)$$

$$\sin i_{22} - \sin i_{11} = m \lambda / \Lambda(x), \quad (2)$$

где $\Lambda(x)$ — локальный период дифракционной микроструктуры, и m — порядок дифракции и длина волны падающего излучения.

$$\sin i_{22} = n_2 \sin i_2. \quad (3)$$

Подставляя в уравнение (2) правые части формул (1) и (3), получим формулу обобщенного закона Снеллиуса:

$$n_2 \sin i_2 = n_1 \sin i_1 + \frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\Phi}{dx}. \quad (4)$$

Здесь градиент фазовой задержки

$$\frac{d\Phi}{dx} = \frac{2\pi m}{\Lambda(x)}, \quad (5)$$

а Φ — фазовая задержка, вносимая дифракционной микроструктурой в падающий волновой фронт в точке с координатой x . Как и следовало ожидать толщины воздушных промежутков между средами и дифракционной микроструктурой в вышеприведенные формулы не входят, следовательно, их может вообще не быть.

Выражение (4) отличается от обычного закона Снеллиуса наличием добавки в правой части, которая возникает из-за скачка фазы. Этот скачек приводит к вполне прогнозируемым последствиям. Например, падающий по нормали луч ($i_1 = 0$) будет преломляться под углом

$$i_2 = \arcsin \left(\frac{\lambda}{2\pi n_2} \frac{d\Phi}{dx} \right). \quad (6)$$

и при некоторых углах падения может наблюдаться эффект отрицательного преломления, т. е. прошедший луч отклоняется в ту же сторону, что и падающий и т. д.

Принципиальное же отличие метаповерхности от обычной дифракционной микроструктуры связано с механизмом трансформации фронта падающей волны. Любая неоднородность в прозрачной среде с размерами больше длины волны падающего излучения (микро-неоднородность) приводит к дифракции, обусловленной тем, что в соответствии с принципом Гюйгенса — Френеля все точки волнового фронта являются источниками вторичных сферических волн, которые всегда и независимо ни от чего отстают по фазе от первичной волны

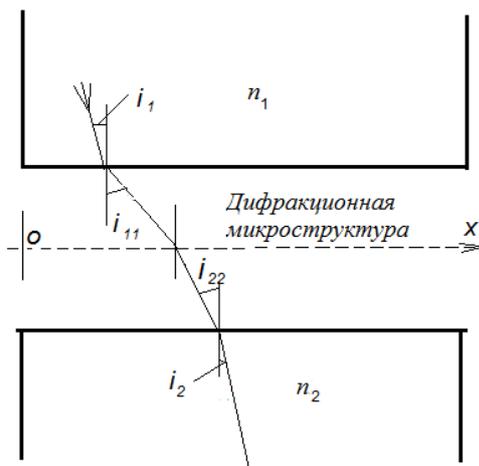


Рис. 1. К выводу формулы обобщенного закона Снеллиуса



Рис. 2. Модель метаповерхности [1]

на четверть периода [2]. Иная ситуация возникает тогда, когда падающая волна встречает на своем пути метаатом, т. е. искусственную наноразмерную структуру определенной формы и ориентации. Рассеяние на ней вызывает скачок фазы, а зависимость скачка фазы Φ от координаты носит дискретный характер. Как правило, в метаповерхностях метаатомы располагаются в периодических элементарных ячейках (рисунок 2). Если периодичность таких ячеек равна Δx и каждый метаатом в ячейке смещает фазу излучения на величину, большую на $\Delta\Phi$, чем предыдущий, то тогда градиент смещения фазы будет определяться отношением $\alpha = \Delta\Phi/\Delta x$. Смещение фазы каждым метаатомом зависит от номера элементарной ячейки: $\Phi_i = \Phi_0 + i\Delta\Phi$, где $i = 1, 2, 3, \dots I$. I — количество элементарных ячеек в одной суперъячейке так, что $I\Delta\Phi = 2\pi$. В следующей суперъячейке сдвиг фазы Φ начинается заново. В результате нормально падающая плоская волна после метаповерхности в среде 2 распространяется под углом

$$\theta_t = \arcsin\left(\frac{\lambda}{2\pi n_2} \frac{\Delta\Phi}{\Delta x}\right). \quad (7)$$

Таким образом, рассмотренная метаповерхность по своему действию эквивалентна дифракционной решетке, причем если размер элементарной ячейки $\Delta x < \lambda$, то решетке «с блеском», т. к. формируется только один нулевой порядок дифракции и дифракционная эффективность равна единице. Однако реальная эффективность, равная отношению мощности излучения, распространяющегося под углом θ_t , к мощности падающего излучения, к сожалению, меньше единицы из-за того, что далеко не все падающее излучение рассеивается на метаатомах.

1. Управление фазой излучения метаатомами

Один из механизмов управляемого смещения фазы, рассеиваемого метаатомами излучения, связан с резонансными явлениями [1, 3]. Речь идет, в частности, о электрическом и магнитном резонансах, обусловленных воздействием на метаатомы электрической и магнитной составляющих падающей электромагнитной волны. При этом на величину фазовой задержки

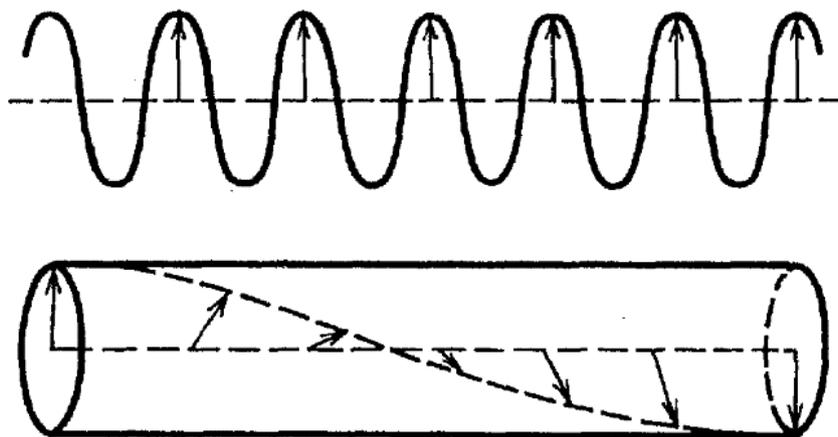


Рис. 3. Скачок фазы на π , вызванный «переворотом» поперечной волны трансформатором поляризации. Вверху показана не преобразующая опорная волна и интерференция этих двух волн позволяет наблюдать геометрическую фазу [7]

можно влиять и размером, и формой, и ориентацией метаатомов по отношению к векторам **E** и **B**. Сразу же заметим, что каждый из резонансов в отдельности позволяет получать фазовую задержку в пределах от 0 до π , но использование обоих резонансов одновременно расширяет диапазон изменения фазовой задержки до 2π . Резонансные способы управления фазой применимы только в относительно узком диапазоне длин волн.

Принципиально другой способ управления фазой излучения метаатомами связан с изменением геометрической фазы Панчаратнама — Берри [4–7]. Это в простейшем случае относительная фаза двух плоско поляризованных пучков (см. рисунок 3) с разными в общем случае поляризациями **e** и **e'** и равная фазе их скалярного произведения:

$$\gamma = \arg(e^* \cdot e') = \arg(e_1^* \cdot e_1' + e_2^* \cdot e_2'). \quad (8)$$

Преимущество данного способа заключается в независимости смещения фазы от длины волны излучения. Однако он применим только при излучении с круговой поляризацией. Как показано в работе [5] на простой модели метаатомов в виде наностержней, повернутых под определённым углом φ к оси перпендикулярной плоскости падения циркулярно поляризованной волны, фаза может изменяться от 0 до 2π . Действительно, рассеяние на наностержне приводит к появлению рассеянной волны с противоположной поляризацией. Угол поворота стержня определяет фазу рассеянной волны: $\Delta\Phi = 2\varphi$, и поворот наностержня в пределах угла от 0 до π позволяет охватить смещение фазы в диапазоне от 0 до 2π .

2. Фокусирующий элемент на основе метаповерхности

В случае обычной рефракционной линзы, описываемой в тонком приближении [8, 9], разность длин оптических путей между плоскостями, касательными к преломляющим поверхностям линзы, вычисленных вдоль оптической оси и через край апертуры, равна $h(n - 1)$. Следовательно, максимальная фазовая задержка, вносимая рефракционной линзой, $2\pi h(n - 1)/\lambda \gg 2\pi$. Отсюда ясно, что аналогом рефракционной линзы метаповерхность быть

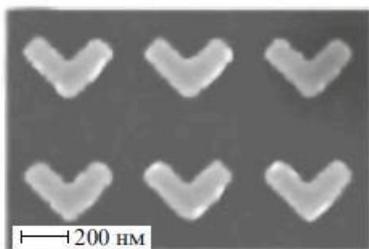


Рис. 4. Метаповерхность с V-образными метаатомами

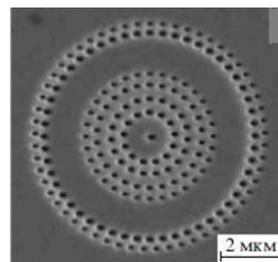
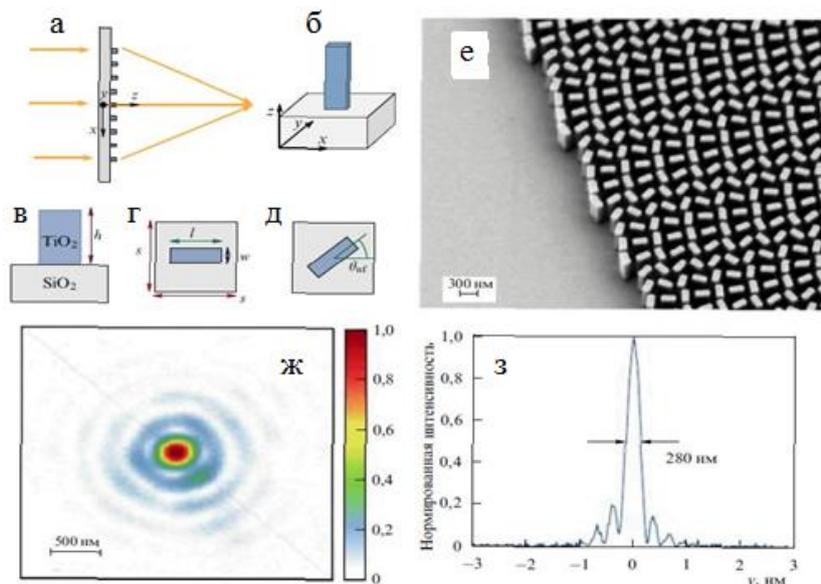


Рис. 5. Металинза из золотой пленки с нанодоотверстиями [11]

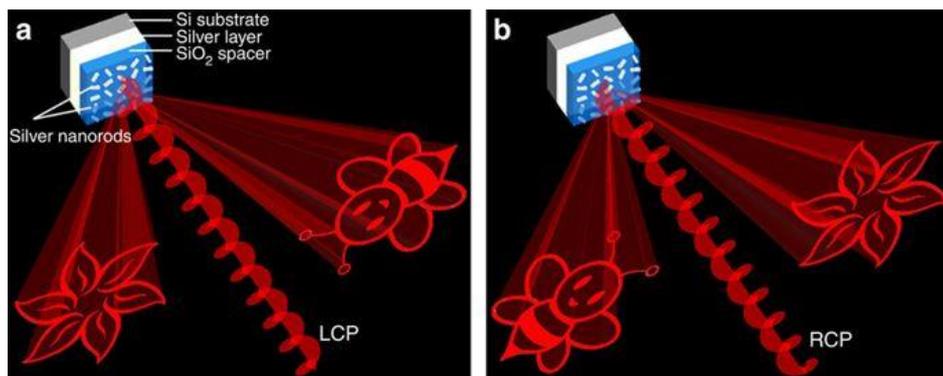


а — плоская волна падает на линзу диаметром 2 мм; б–д — метаатомы линзы, представляющие собой параллелепипеды из TiO_2 на стеклянной подложке; е — изображение части металинзы, полученное электронным микроскопом; ж, з — распределение интенсивности излучения в фокусе

Рис. 6. Фокусировка излучения с помощью металинзы [12] Линза оптимизирована для длины волны 405 нм, фокусное расстояние $f = 0,725$ мм, высота параллелепипедов $h = 600$ нм, их длина $l = 150$ нм и ширина $w = 40$ нм. Расстояние между центрами метаатомов (размер элементарной ячейки) $s = 200$ нм

не может. В то же время фазовая задержка, равная всего лишь π уже обеспечивает сорокапроцентную дифракционную эффективность фазоинверсной зонной пластинке Рэлея — Вуда. Очевидно, что возможный фокусирующий элемент на основе метаповерхности — это дифракционная линза, зоны Френеля которой отличаются не глубиной микрорельефа, а заполнением нанопленки метаатомами. Одной из первых работ по реализации плоской линзы, основанной на метаповерхности, была работа [10]. Часто такие линзы называют металинзами. Метаповерхность в работе [10] состояла из V-образных наночастиц (см. рисунок 4) и использовалась схема с кроссполяризацией.

В работе [11] резонансное управление фазой излучения, прошедшего через зону Френеля, осуществлялось с помощью изменения диаметров отверстий в золотой пленке. Толщина плёнки — 380 нм. Изменение радиуса позволило охватить фазу почти в диапазоне от 0 до π .



а и б — восстановленные изображения при освещении голограммы излучением с круговой лево- и правовинтовой поляризацией

Рис. 7. Широкополосная метаповерхностная отражательная голограмма [13]

Отверстия располагались только в нечётных зонах Френеля, как показано на рисунке 5. Излучение с длиной волны 531 нм фокусировалось на расстоянии 10 мкм от линзы. Излучение с длинами волн 488 и 647 нм фокусировалось на расстояниях 8 и 12 мкм соответственно. Дифракционная эффективность не превышала 20 %.

Существенно большую дифракционную эффективность линз позволяет достичь использование скачков фазы Панчаратнама — Берри. Эти скачки не зависят от длины волны, а метаатомы могут состоять из металлических и диэлектрических наночастиц. Единственное принципиальное ограничение заключается в том, что падающее на линзу излучение должно иметь круговую поляризацию.

Наибольшая эффективность дифракционной металинзы достигнута в работе [12], где использовались метаатомы из TiO_2 , представляющие собой параллелепипеды, расположенные на стеклянной подложке. Поворот метаатомов на угол θ_{nf} обеспечивал сдвиг фазы в диапазоне от 0 до 2π . Были изготовлены три линзы для излучения с длинами волн 405, 532 и 660 нм. Диаметр линз составлял 2 мм, и их фокусное расстояние равнялось 0,725 мм. Фокусировка плоской волны в точку одной из таких линз показана на рисунке 6, а подробное пояснение и параметры приведены в подрисуночной подписи.

3. Метаголограммы

В последнее время появилось множество работ, посвящённых голограммам, основанным на отражающих метаповерхностях. Во всех работах метаатомы управляют фазой излучения таким образом, чтобы сформировать необходимый волновой фронт. Метаатомы голограмм используют всевозможные механизмы для управления фазой. Наиболее высокая эффективность голограммы (80 %) получена на отражающей метаповерхности [13], облучаемой светом с круговой поляризацией и основанной на фазе Панчаратнама — Берри (см. рисунок 7).

Метаповерхность отражательного типа состоит из трех слоев: двумерного массива удлиненных серебряных наностержней, нанесенных на кварцевую (SiO_2) прокладку толщиной 80 нм, и серебряного фоновая слоя толщиной 150 нм, опирающегося на кремниевую подложку. Требуемый фазовый сдвиг обеспечивается ориентацией наностержней

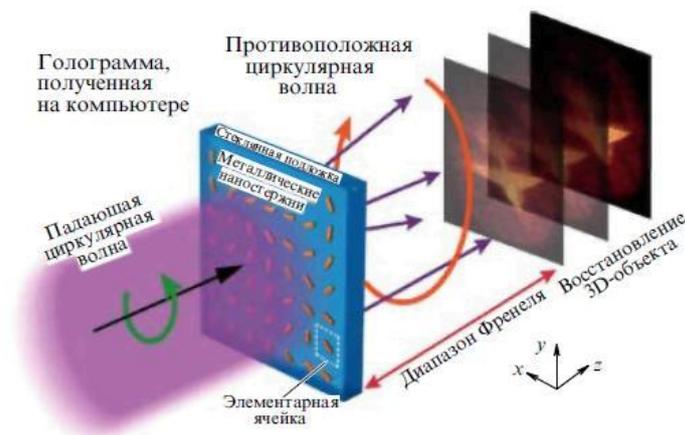


Рис. 8. Схема получения трёхмерного изображения в работе [24]

Метаголограммам, работающим на пропускание, также посвящено значительное число опубликованных работ. Высокая эффективность (более 78 %) была достигнута на диэлектрических метаповерхностях из TiO_2 , изменяющих фазу Панчаратнама — Берри [14]. Меньшая эффективность получена на метаповерхности из кремния [15]. Также большое количество диэлектрических голограмм, работающих на пропускание, формируют волновой фронт с помощью резонансов [16–18]. Металлические наночастицы тоже могут быть основой голографических метаповерхностей, работающих на пропускание. Они могут управлять фазой с помощью как резонансов для линейно поляризованного излучения [19], так и фазы Панчаратнама — Берри [20] для излучения с круговой поляризацией. Кроме того, существуют голограммы, метаатомы которых представляют собой отверстия в металлической плёнке. Они также могут управлять фазой с помощью резонансов [21, 22] или фазы Панчаратнама — Берри [23].

Одна из первых работ [24], показавших принципиальную возможность создавать пропускающие голограммы на основе метаповерхностей, основана на использовании фазы Панчаратнама — Берри. Компьютерная голограмма 3D-виртуальной модели самолета, представляющая собой распределение фазовой задержки, вносимой бесконечно тонким транспарантом, установленным в определённой плоскости пространства, реализовывалась метаповерхностью, метаатомы которой представляли собой наностержни, каждый из которых повёрнут на свой угол, как показано на рисунке 8. Свет с круговой поляризацией, проходя через такой метаатом, приобретает смещение фазы $\Delta\Phi = 2\theta$. Поворот стержня позволяет охватить смещение фаз в пределах от 0 до 2π . Таким образом, задание угла θ для каждого метаатома позволяет воспроизвести всю рассчитанную фазовую картину. В результате наблюдатель за метаповерхностью увидит трёхмерное изображение ранее созданной виртуальной модели самолета. Размер метаповерхности (голограммы) $0,4 \times 0,4$ мм (800×800 метаатомов с постоянной решётки 500 нм).

Излучение с круговой поляризацией падает на метаповерхность. Каждый метаатом придаёт волне свою заранее рассчитанную фазу. В результате на определённом расстоянии от

метаповерхности наблюдается трёхмерный объект. Относительно малое количество метаатомов голограммы не позволяет увидеть изображение под разными углами. Поэтому для доказательства того, что получена действительно голограмма, создающая трёхмерное изображение, авторы [24] использовали ограниченную глубину резкости микроскопа. Объёмное изображение создаётся на некотором расстоянии от голограммы. Объектив микроскопа фокусируется в этой области и может перемещать точку фокусировки ближе или дальше, как показано на рисунке 8. Таким образом объектив может фокусироваться на разных, ближних или дальних, частях объекта. Например, при ближней фокусировке нос самолета виден чётко, а хвост — расплывчато. При дальней фокусировке, наоборот. Авторы работы [24] не без основания посчитали это доказательством того, что метаповерхность воспроизводит трёхмерное изображение.

Завершая раздел остановимся на перезаписываемом голографическом метаматериале. В работе [25] анонсированы результаты использования давления света для создания динамического голографического материала. Полученный материал допускает многократную перезапись и сохраняет записанную картину сколь угодно долгое время без потребления энергии.

Давление света, воздействующее на структуру нового материала, создается путем фокусировки нескольких лазерных лучей на определенном участке метаповерхности. Этого давления достаточно для перемещения метаатомов, находящихся внутри несущей пленки. Авторы использовали серебряные наночастицы, которые помещались в заданную точку пленки при помощи импровизированного «оптического пинцета». Ключевым моментом новой технологии «перезаписи» голограмм является то, что процесс перемещения наночастиц производится в условиях высокой температуры, создаваемой лазерными лучами. При этом материал пленки размягчается, а после охлаждения он снова застывает, надежно фиксируя наночастицу в положении, куда ее переместили при помощи лазерных лучей.

Авторы считают, что метаповерхности, обладающие такими свойствами, могут найти применение в трехмерных голографических дисплеях, в устройствах оптического хранения информации, в биодатчиках, в перестраиваемых лазерах и т. п.

Заключение

Наноразмерные диэлектрические или проводящие пленки с внедренными метаатомами (металлическими или диэлектрическими искусственными структурами простой формы и размером в несколько нанометров), называемые метаповерхностями, осуществляют преобразования падающей электромагнитной волны, описываемые в рамках обычных уравнений Максвелла. Эти поверхности воздействуя на фазу излучения, позволяют задавать направление прошедшего через них излучения в соответствии с обобщённым законом Снеллиуса.

Первые метаповерхности состояли из метаатомов, воздействующих на фазу только за счёт электрического резонанса, что позволяло изменять фазу в пределах от 0 до π . Эти метаатомы представляли собой металлические наночастицы различной формы. Такие метаповерхности требовали дополнительных поляризаторов излучения, а в случае их использования

в качестве фокусирующих элементов расположения метаатомов только в чётных или нечётных зонах Френеля, что дополнительно снижало эффективность. Комбинирование электрического и магнитного резонансов метаатомов позволило расширить диапазон манипуляции фазой до 2π и тем самым значительно повысить эффективность метаповерхностей.

Принципиально другой способ управления фазой излучения метаатомами связан с геометрической фазой Панчаратнама — Берри. Его преимущество заключается в независимости смещения фазы от длины волны излучения. Однако этот способ требует излучения с круговой поляризацией. Наиболее эффективны линзы, реализующие этот способ и включающие метаатомы из TiO_2 .

Возможность управления воздействием на фазу излучения каждым метаатомом позволяет создавать голографические метаповерхности. Благодаря тому, что размеры метаатомов много меньше длины волны, у этих голограмм отсутствуют искажения, связанные с дополнительными дифракционными максимумами, и они могут быть эффективнее обычных голограмм. При этом особый интерес вызывают успехи в области создания метаматериалов, допускающих перезапись голограмм.

Что же касается пока еще не разрешенных проблем, то в качестве главной проблемы следует отметить отсутствие коммерчески доступных технологий, позволяющих создавать метаповерхности большого размера, что сильно ограничивает возможности их применения для решения ряда задач в оптике и голографии.

Список источников

- [1] **Ремнев, М. А.** Метаповерхности: новый взгляд на уравнения Максвелла и новые методы управления светом / М. А. Ремнев, В. В. Климов // Успехи физических наук. — 2018. — Том 188. — № 2. — С. 169–205.
- [2] **Борн, М.** Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф — М.: Наука, 1973. — 720 с.
- [3] **Климов, В. В.** Наноплазмоника / В. В. Климов — М.: Физматлит, 2009. — 480 с.
- [4] **Chen, X.** Dual-polarity plasmonic metalens for visible light / X. Chen et al. // Nature Commun. — 2012. — Vol. 3. — P. 1198.
- [5] **Huang, L.** Dispersionless Phase Discontinuities for Controlling Light Propagation / L. Huang et al. // Nano Lett. — 2012. — Vol. 12. — № 11. — P. 5750–5755.
- [6] **Kang, M.** Twisted vector field from an inhomogeneous and anisotropic metamaterial / M. Kang, J. Chen, X. Wang, H. Wang // J. Opt. Soc. Am. B. — 2012. — Vol. 29. — № 4. — P. 572–576.
- [7] Геометрическая фаза Берри в колебательных процессах / URL: http://qopt.org/speckurs/dnk/1993_11.pdf
- [8] **Гудмен, Дж.** Введение в Фурье-оптику / Дж. Гудмен — М.: Мир, 1970. — 364 с.
- [9] **Юу, Ф. Т. С.** Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию / Ф. Т. С. Юу — М.: Советское радио, 1979. — 304 с.
- [10] **Aieta, F.** Aberration-Free Ultrathin Flat Lenses and Axicons at Telecom Wavelengths Based on Plasmonic Metasurfaces / F. Aieta et al. // Nano Lett. — 2012. — Vol. 12. — № 9. — P. 4932–4936.
- [11] **Ishii, S.** Holey-metal lenses: sieving single modes with proper phases / S. Ishii, V. M. Shalaev, A. V. Kildishev // Nano Lett. — 2013. — Vol. 13. — № 1. — P. 159–163.

- [12] **Khorasaninejad, M.** Metalenses at visible wavelengths: Diffraction-limited focusing and sub-wavelength resolution imaging / M. Khorasaninejad et al. // *Science*. — 2016. — Vol. 352. — P. 1190–1194.
- [13] **Wen, D.** Helicity multiplexed broadband metasurface holograms / D. Wen // *Nature Commun.* — 2015. — Vol. 6. — P. 8241; URL: <https://www.nature.com/articles/ncomms9241>
- [14] **Devlin, R. C.** Broadband high-efficiency dielectric metasurfaces for the visible spectrum / R. C. Devlin et al. // *Proc. Natl. Acad. Sci.* — 2016. — Vol. 113. — № 38. — P. 10473–10478.
- [15] **Huang, K.** Silicon multi-meta-holograms for the broadband visible light / K. Huang et al. // *Laser Photonics Rev.* — 2016. — Vol. 10. — № 3. — P. 500–510.
- [16] **Chong, K. E.** Efficient Polarization-Insensitive Complex Wavefront Control Using Huygens' Metasurfaces Based on Dielectric Resonant Meta-atoms / K. E. Chong et al. // *ACS Photonics*. — 2016. — Vol. 3. — № 4. — P. 514–519.
- [17] **Wang, B.** Visible-Frequency Dielectric Metasurfaces for Multiwavelength Achromatic and High-ly Dispersive Holograms / B. Wang et al. // *Nano Lett.* — 2016. — Vol. 16. — № 8. — P. 5235–5240.
- [18] **Li, Q-T.** Polarization-independent and high-efficiency dielectric metasurfaces for visible light / Q-T. Li et al. // *Optics Express*. — 2016. — Vol. 24. — № 15. — P. 16309–16319.
- [19] **Zhou, F.** Plasmonic holographic imaging with V-shaped nanoantenna array / F. Zhou et al. // *Optics Express*. — 2013. — Vol. 21. — № 4. — P. 4348–4354.
- [20] **Wang, Q.** Broadband metasurface holograms: toward complete phase and amplitude engineering / Q. Wang et al. // *Scientific Reports*. — 2016. — Vol. 6. — P. 32867; URL: <https://www.nature.com/articles/srep32867>
- [21] **Ni, X.** Metasurface holograms for visible light / X. Ni, A. V. Kildishev, V. M. Shalaev // *Nature Commun.* — 2013. — Vol. 4. — P. 2807.
- [22] **Walther, B.** Spatial and spectral light shaping with metamaterials / B. Walther et al. // *Advanced Materials*. — 2012. — Vol. 24. — № 47. — P. 6300–6304.
- [23] **Wan, W.** Full-Color Plasmonic Metasurface Holograms / W. Wan, J. Gao, X. Yang // *ACS Nano*. — 2016. — Vol. 10. — № 12. — P. 10671–10680.
- [24] **Huang, L.** Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface / L. Huang et al. // *Nature Commun.* — 2013. — Vol. 4. — P. 2808.
- [25] Использование «силы» света позволило создать перезаписываемый голографический материал / URL: <https://www.dailytechinfo.org/news/8549-ispolzovanie-sily-sveta-pozvolilo-sozdat-perezapisyvaemyy-golograficheskiy-material.html>