Письма в ЖЭТФ, том 106, вып. 11, с. 677 – 684

Перестраиваемые диэлектрические метаповерхности на основе изменения показателя преломления окружающей среды

А. А. Комар[+1)], Д. Н. Нешев[+], А. Е. Мирошниченко[+*]

[+]Австралийский Национальный Университет, 2601 Канберра, Австралия

[*]Университет Нового Южного Уэльса, 2600 Канберра, Австралия

Поступила в редакцию 30 октября 2017 г.

Представлены результаты численного моделирования диэлектрической метаповерхности при изменении показателя преломления окружающей среды. Рассмотрен оптический отклик метаповерхности при контакте с однородной средой с разным показателем преломления, с жидким кристаллом при управлении им с помощью температуры, а также с помощью прикладывания электрического поля. Результаты могут быть использованы для построения оптических устройств в зависимости от поставленной задачи. За основу численных расчетов были взяты параметры ЖК E7, широко применяемого в промышленности.

DOI: 10.7868/S0370274X17230047

Введение. В последнее десятилетие получило широкое распространение такое направление исследования, как метаматериалы и метаповерхности. Благодаря наличию у таких материалов новых свойств, которые не наблюдаются у природных веществ, появилась возможность создавать новые сверхтонкие оптические устройства в различных диапазонах частот электромагнитного излучения. В данной работе мы исследуем метаповерхность, работающую в оптической области спектра. Для получения уникальных свойств материала необходимо создать в нем не только электрический, но и магнитный отклик, поэтому исторически первые метаматериалы разрабатывались на основе металлических наноструктур. Такой подход позволяет наиболее естественно получать микроскопические круговые токи, что и приводит к магнитному отклику материала. Данные материалы получили название плазмонные метаматериалы, в связи с образованием плазмонов на границе металл–диэлектрик. В данном направлении были достигнуты большие успехи и построены различные функциональные устройства [1], такие как формирователи волнового фронта [2], элементы управления распространением светового пучка [3], линзы [4], а также голограммы [5, 6]. Однако металл в оптической области спектра является непрозрачным, что сразу резко ограничивает применение таких материалов из-за крайне малой эффективности в пропускании. Тем не менее, стоит заметить, что они заняли свою нишу среди различных оптических устройств за счет своих отражательных свойств, что и стимулирует их дальнейшее развитие.

Следующим этапом в создании оптических устройств на основе концепции метаматериалов стало появление полностью диэлектрических метаповерхностей. Было показано, что за счет микроскопических токов смещения в наночастицах с большим показателем преломления (2.5 и выше) удается получить магнитный отклик материала на подобие плазмонных поверхностей [7, 8]. В диэлектрических наночастицах практически полностью отсутствует поглощение, что позволяет достигать эффективность пропускания, близкую к 100 %. Данное свойство было использовано различными научными группами по всему миру и нашло свое отражение в создании таких оптических устройств, как металинзы [9–11], оптические элементы отклонения светового пучка [12, 13], голограммы [14, 15] и т.д. Основным преимуществом таких устройств перед обычными, не метаматериальными оптическими элементами, является их толщина, она всегда меньше длины волны излучения, на котором данное устройство работает, что открыло новое направление в создании оптических устройств – плоскую оптику. Развитие указанного направления особенно актуально в связи со все большей миниатюризацией электронных приборов, содержащих оптические элементы. Один из примеров – уменьшение толщины смартфонов, содержащих фотокамеру.

Нерешенной проблемой на сегодняшний день является создание перестраиваемых диэлектрических метаповерхностей. Поскольку форма и геометриче-

[1)]e-mail: andrei.komar@anu.edu.au

ские размеры наночастиц определяют свойства метаповерхности, то все характеристики задаются в процессе ее изготовления. Таким образом, получаемые оптические элементы и устройства являются статическими. Однако огромный пласт применений требует динамических оптических элементов, например линз с изменяемым фокусным расстоянием, переключаемых голограмм, устройств управления направлением распространения светового пучка. Одним из перспективных методов контроля оптического отклика метаповерхности является варьирование показателя преломления среды, окружающей метаповерхность. Данный метод достаточно несложно осуществить с помощью использования жидкого кристалла (ЖК) [16, 17]. Поскольку промышленный сектор ЖК-дисплеев на сегодняшний день является огромным и широко развитым, а технологические процессы создания самих дисплеев и работы с ЖК отлажены, использование данного метода позволяет достаточно быстро придать перестраиваемым метаповерхностям коммерческое применение. Этот факт и послужил мотивацией к проведению исследования, представленного в данной статье. Мы решили провести численное моделирование процессов управления свойствами диэлектрической метаповерхности с помощью ЖК, показать характеристики, которые возможно достичь, основываясь на данном методе, что может быть в последствии использовано для создания управляемых оптических ультра тонких устройств.

Описание модели. Первоначально магнитный отклик диэлектрических одиночных частиц был показан на частицах круглой формы [7, 8]. Наличие полос отражения в данных частицах объясняется возбуждением в них на определенной длине волны электрических и магнитных дипольных, квадрупольных и более высоких резонансов. Аналитическое описание такого рассеяния в круглых наночастицах было представлено Густавом Ми еще в 1905 г. Было предложено на основе данного эффекта создавать метаповерхность, состоящую из массива таких наночастиц. Однако изготовление подобной структуры с характерными размерами сотни нанометров требовало наличия некой готовой технологии. Для этого стали использовать электронно-лучевую литографию диэлектрических материалов на диэлектрической поверхности. Ближайшая по форме к шару плоская фигура – диск. Было продемонстрировано, что массив кремниевых дисков обладает ярко выраженными электрическим и магнитным резонансами [18], и спектральное положение данных резонансов определяется геометрическими размерами самих дисков. При определенных размерах диска, когда магнитный и электрический резонансы находятся на одной длине волны, наблюдается так называемый режим Гюйгенса [19]. При этом рассеяние назад от каждого из резонансов происходит в противофазе, а вперед – в фазе. Таким образом, пропускание данного массива дисков достигает 100 %, а фаза при переходе через данный резонанс меняется на 2π. Указанный режим получил свое название по аналогии с принципом Гюйгенса, поскольку каждая такая наночастица является как бы частицей Гюйгенса, испускающей волну только вперед. Тот факт, что с помощью данной поверхности можно управлять фазой света при 100-процентном пропускании, открывает возможность создания оптических элементов фазового профиля. В представленной работе в качестве образца для расчетов мы использовали метаповерхность, состоящую из диэлектрических нанодисков (конкретно из кремния), работающих в режиме Гюйгенса. Мы проведем численное моделирование характеристик данной поверхности при заполнении ее сначала однородным изотропным материалом с изменяющимся показателем преломления, а потом с ЖК, и исследуем, как будет меняться оптический отклик данной структуры при управлении ЖК с помощью изменения его температуры и приложения электрического поля.

Все дальнейшие оптические численные расчеты проводились в программном пакете численного моделирования *Lumerical*. Этот пакет решает уравнение Максвелла с помощью сеточного FDTD метода. Структура, используемая в качестве базовой для расчетов, представлена на рис. 1. Все расчеты проводились в 3D. Метаповерхность представляет из себя кремниевые диски с показателем преломления кремния n_{Si}, значения которого взяты из справочника [20]. Диски изготовлены на поверхности подложки из стекла $n_{\mathrm{Sub}} = 1.44$. Сама метаповерхность является нижней подложкой ячейки. Верхней подложкой является стекло с таким же показателем преломления, как и у нижней подложки. Между ними находится слой материала с контролируемым показателем преломления, в следующей главе это будет воображаемая однородная изотропная жидкость, а впоследствии мы заполним нашу ячейку реальным ЖК.

Структура, представленная на рис. 1, представляет собой элементарную ячейку, по бокам она окружена периодическими граничными условиями, а сверху и снизу поглощающими слоями (Perfectly Matched Layers). Источник плоской электромагнитной волны расположен на расстоянии 2 мкм от поверхности, на которой находятся диски, и 1 мкм от поглощающе-

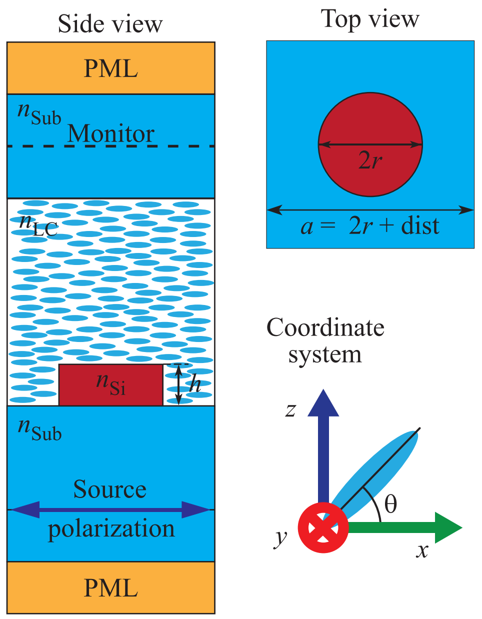

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема элементарной ячейки, используемой для расчетов в программном пакете *Lumerical*

го слоя. Волна запускается со стороны метаповерхности, чтобы впоследствии при расчете с ЖК сам слой ЖК не вносил изменения в профиль излучения. Монитор, который снимает интенсивность волны, прошедшей через него, и соответственно рассчитывает пропускание и фазу света, находится в верхней подложке на расстоянии 1 мкм как от поверхности со средой с изменяемым показателем преломления, так и от поглощающего слоя. Особенности работы поглощающего слоя требуют, чтобы источник и монитор находились на расстоянии не ближе половины длины волны исследуемого излучения. В данной работе мы сконцентрировались на области в районе $\lambda = 1.5$ мкм, близкой к телекому, поскольку она является интересной с точки зрения возможных применений. Таким образом, данное условие выполняется. Толщина слоя среды с изменяемым показателем преломления была выбрана равной 4 мкм. Расчеты, представленные в следующей главе, внесут ясность, почему была выбрана именно такая толщина.

Геометрические размеры дисков и шаг решетки определяют, на какой длине волны будут находиться электрический и магнитный резонансы. Также на данный параметр влияет показатель преломления окружающей среды. Поскольку конечной нашей целью является расчет ЖК, соответственно, чтобы быть наиболее близкими к реальным экспериментам, мы взяли за основу широко используемый в промышленности, а также полностью изученный ЖК E7, у которого изменения показателя преломления между обыкновенной и необыкновенной волной происходят в диапазоне 1.5–1.7. Поскольку мы хотим в процессе перестройки перейти через режим Гюйгенса, то показатель преломления для нахождения данного режима был выбран $n_{\rm LC} = 1.6$. Обозначение $n_{\rm LC}$ мы будем использовать на протяжении всей статьи, однако на данном этапе мы находимся в приближении однородной изотропной жидкости с изменяемым показателем преломления, которая, конечно, не является жидким кристаллом.

Предварительные расчеты показывают, что наилучший режим Гюйгенса достигается, когда высота диска h и расстояние между дисками dist равны. Для определения данных параметров мы выбирали ближайший размер, при котором резонансы находятся вблизи длины волны излучения $\lambda = 1.5$ мкм. Было получено, что наилучшая высота дисков, а соответственно и расстояние между дисками, равны $h = \mathrm{dist} = 260$ нм. Результаты сканирования радиуса дисков представлены на рис. 2a. Мы можем наблюдать, как электрический и магнитный резонансы перекрываются, приходя к режиму Гюйгенса, а по-

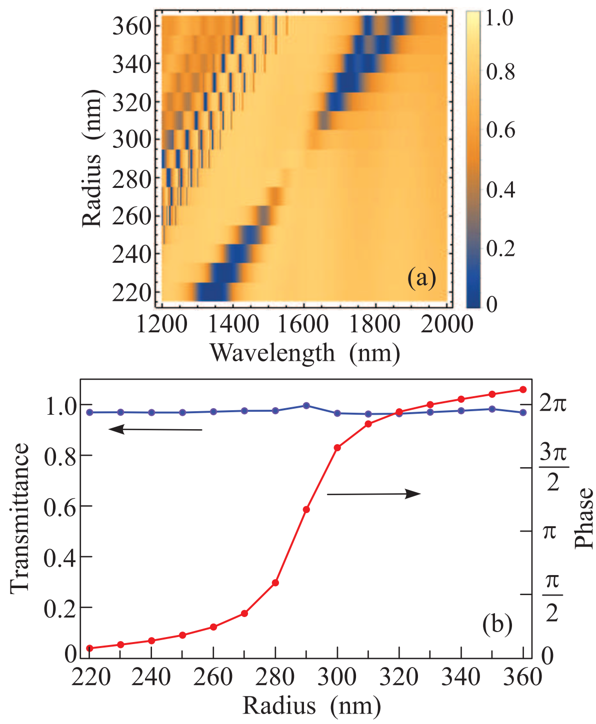

Рис. 2. (Цветной онлайн) Сканирование радиуса дисков в среде с показателем преломления $n = 1.6$. (a) – Спектры пропускания массива кремниевых дисков. (b) – Пропускание и фаза света на длине волны $\lambda = 1580$ нм в зависимости от радиуса дисков

том опять расходятся, выходя из данного режима. На рис. 2b мы построили пропускание света и его фазу после прохождения такой структуры, зафиксировав при этом длину волны света, на которой электрический и магнитный резонансы попадают в режим Гюйгенса: в данном случае – это 1580 нм. Из графика следует, что при изменении радиуса дисков пропускание света остается близким к 1, а фаза света меняется на 2π. Именно это свойство данных структур привело к созданию многих статических оптических устройств, описанных во введении. Однако нашей целью является изучение перестраиваемой метаповерхности. Подведем итоги всех геометрических параметров метаповерхности, которую мы будем использовать в дальнейших расчетах. Высота и расстояние между дисками равно $h = \text{dist} = 260$ нм, радиус дисков $r = 290$ нм, именно при нем наблюдается режим Гюйгенса при показателе преломления среды $n_{\text{LC}} = 1.6$, и соответственно шаг решетки нашего массива $a = 2r + \text{dist} = 840$ нм.

Однородная среда с разным показателем преломления. В первом приближении мы рассмотрим случай, когда исследуемый жидкий кристалл является однородной изотропной жидкостью с изменяемым показателем преломления в диапазоне $n_{\text{LC}} = 1.5-1.7$. Пропускание данной структуры и фаза света на выходе из нее представлены на рис. 3. Как мы можем видеть из графика пропускания, изменение показателя преломления среды приводит к смещению резонансов, однако на рабочей длине волны $\lambda = 1580$ нм пропускание остается близким к единице. Фаза же света, как следует из рис. 3b, претерпевает изменение на 2π. Это очень важное свойство позволяет создавать перестраиваемые устройства управления фазовым фронтом световой волны. Однако в данной конфигурации мы пропускаем свет через среду с изменяемым показателем преломления, которая сама по себе изменяет фазу проходящего света. Согласно формуле изменения фазы при изменении показателя преломления среды:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta n d}{\lambda}, \qquad (1)$$

где Δn – изменение показателя преломления, d – толщина слоя, λ – длина волны проходящего излучения.

В нашем случае $\Delta n = 0.2$, $d = 4$ мкм, а длина волны света $\lambda = 1580$ нм. Согласно формуле (1) наша идеальная жидкость вносит вклад в изменение фазы на величину π. Второй вклад π мы получаем за счет эффекта влияния показателя преломления окружающей среды на слой метаповерхности. Именно поэтому толщина слоя управляемой среды

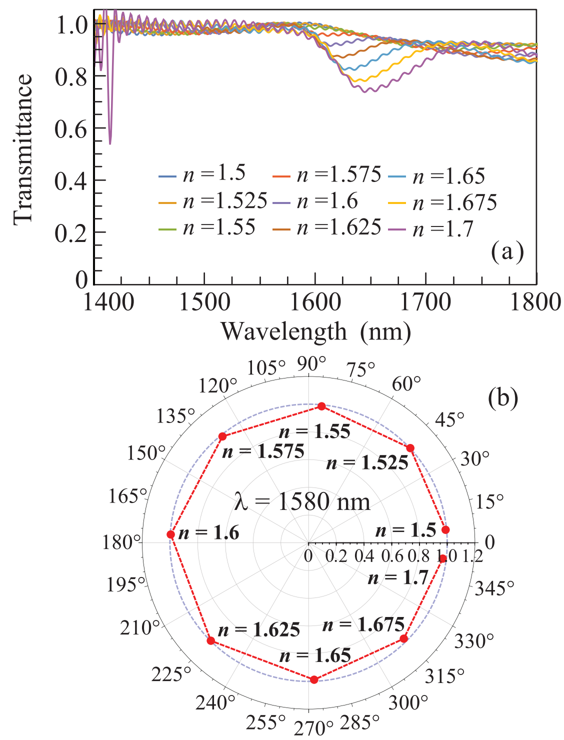

Рис. 3. (Цветной онлайн) Пропускание (a) и фаза (b) прошедшей световой волны для случая однородной изотропной среды с изменяемым показателем преломления

была выбрана 4 мкм, чтобы получить вместе с метаповерхностью управление фазой на 2π. Таким образом, если бы мы стали управлять фазой света с помощью такой среды без метаповерхности, нам бы потребовалась толщина слоя в 2 раза больше, а в некоторых случаях, особенно когда среда уже начинает поглощать в данном диапазоне, как например ЖК в инфракрасной области спектра, это становится важным, а порой и непреодолимым фактором, и использование метаповерхности может решить проблему поглощения, существенно уменьшив толщину слоя анизотропного вещества.

Температурное управление жидким кристаллом. Все дальнейшие результаты относятся к реально существующему и широко используемому в промышленности ЖК E7. Для того, чтобы наши расчеты можно было использовать при создании реальных оптических устройств, все характеристики ЖК мы взяли из экспериментально измеренных кривых и технической спецификации на ЖК.

Основным отличием ЖК от той среды, которую мы рассматривали в предыдущей главе, является его анизотропия. С оптической точки зрения ЖК является анизотропным одноосным кристаллом. Следовательно, его диэлектрическая проницаемость, и, соответственно, показатель преломления, не являются больше числом, а представляют из себя тензор, элементы которого зависят от ориентации жидкого кристалла [21]. В реальных экспериментах наша рассчитываемая структура будет представлять из себя ЖК-ячейку, где помимо уже описанных выше слоев будет присутствовать слой ориентирующего покрытия на поверхности каждой из подложек, которые задают начальную ориентацию ЖК. В наших оптических расчетах прохождения света через такую ячейку, мы не учитываем данные слои, что является абсолютно законным приближением, поскольку толщина слоев в экспериментальных ЖК-ячейках варьируется в пределах 10–50 нм, что намного меньше длины волны, и не оказывает на распространение света практически никакого влияния. Также такая толщина, особенно если наносить тонкий слой порядка 10 нм, намного меньше характерных размеров наших кремниевых дисков, и мы считаем, что она не сильно влияет на поведение самой метаповерхности.

В этой главе мы расскажем, как можно попытаться управлять откликом нашей метаповерхности с помощью нагревания и охлаждения ЖК. Для того, чтобы создать большую разность показателей преломления, зададим начальную ориентацию ЖК вдоль поляризации электрического поля в нашей системе координат вдоль оси x. Таким образом, для положительного нематического ЖК E7 показатель преломления будет меняться от $n_{\rm e}$ до $n_{\rm iso}$. Во вкладке рис. 4b представлена зависимость показателя преломления для обыкновенной и необыкновенной волн, а также для изотропного случая, от температуры ЖК. Эти данные взяты из статьи [22], где проведены экспериментальные измерения показателей преломления ЖК, в том числе и для длины волны $\lambda = 1.55$ мкм, и построена аналитическая модель, которую мы и использовали для построения данных графиков.

С точки зрения численных расчетов распространения световой волны в такой среде нам необходимо изменить среду на анизотропный случай и использовать тензор показателя преломления:

$$n_{11} = n_{\rm e};\ n_{22} = n_{33} = n_{\rm o};\ n_{ij} = 0,\ i \neq j. \qquad (2)$$

Для каждой температуры ЖК значения показателей преломления $n_{\rm e}$ и $n_{\rm o}$ будут разными, и определяются согласно аналитической модели, построенной во вкладке рис. 4b, вплоть до случая температуры изотропного состояния, когда $n_{\rm o} = n_{\rm e} = \langle n \rangle$. Для ЖК E7 температура перехода в изотропное состояние равна 58 °C.

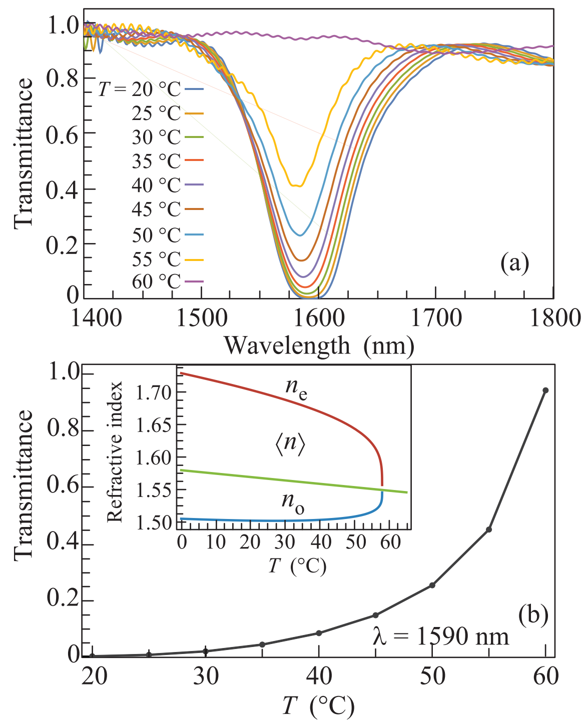

Рис. 4. (Цветной онлайн) Спектры пропускания ЖК-ячейки с метаповерхностью в зависимости от температуры (a) и зависимость пропускания от температуры на фиксированной длине волны $\lambda = 1590$ нм (b)

Результаты численного моделирования спектра пропускания для каждого значения температуры представлены на рис. 4. Поскольку xx компонента тензора показателя преломления в данной конфигурации изменяется в диапазоне от $n_{\rm e}$ до $n_{\rm iso}$, то для света, поляризованного в направлении оси x, ожидалось, что отклик среды будет похож на изотропный случай, рассмотренный в предыдущей главе. Однако, как мы можем видеть из результатов численного расчета, введение анизотропии существенно изменяет взаимное смещение электрического и магнитного резонансов, что обуславливает появление полосы отражения на длине волны режима Гюйгенса. Таким образом, температурный контроль показателя преломления ЖК в контакте с метаповерхностью нельзя использовать для изменения фазового профиля световой волны, без влияния на ее амплитуду. Тем не менее, данный тип перестройки можно использовать для амплитудной модуляции света. На рис. 4b демонстрируется, как изменяется пропускание такой структуры на длине волны $\lambda = 1590$ нм. Как следует из графика, пропускание плавно изменяется от 0 до 1 с увеличением температуры, что может быть использовано для определенного класса применений.

Управление жидким кристаллом через электрическое поле. Следующим шагом является случай управления ЖК с помощью электрического поля, т.е. прикладывая разное напряжение к ЖК-ячейке. Данный метод используется в ЖК-дисплеях. В этом случае изготавливать ЖК-ячейку надо, используя подложки с напыленным слоем прозрачного проводника ITO, к которому будут подключаться электроды. Толщина таких слоев обычно порядка 20–50 нм, что намного меньше длины волны, а поскольку слои прозрачные, то они не оказывают влияния на численные расчеты распространения электромагнитной волны в данной структуре. При электрическом управлении слой ЖК надо рассматривать не только как анизотропную среду, каковой он является по своей природе, но и как неоднородную среду. Когда прикладывают электрическое поле, ЖК вблизи к границе с ориентирующим покрытием стремится сохранить свою ориентацию, заданную этой самой границей, а ближе к центру ячейки перестраивается вдоль электрического поля.

Эффективный показатель преломления ЖК в зависимости от угла ориентации θ (см. рис. 1) определяется по формуле:

$$n_{\text{eff}}(\theta) = \frac{n_{\text{o}} n_{\text{e}}}{\sqrt{n_{\text{o}}^2 \cos^2\theta + n_{\text{e}}^2 \sin^2\theta}}. \qquad (3)$$

Поскольку наклон ЖК в ячейке имеет неоднородную структуру, то угол $\theta = \theta(x, y, z)$ зависит от пространственных координат. В системе численного моделирования *Lumerical* есть возможность моделировать ЖК напрямую, задавая угол наклона θ и φ, которые в том числе могут зависеть от пространственных координат. Чтобы найти распределение угла θ в зависимости от приложенного напряжения, необходимо определить минимум свободной энергии ЖК в электрическом поле. Мы будем использовать несколько приближений: (i) считаем, что изменяется только азимутальный угол θ, радиальный угол φ остается неизменным; (ii) мы будем моделировать свободную энергию ЖК в одноконстантном приближении; (iii) третьим приближением являются жесткие граничные условия на границе с ориентирующим покрытием, т.е. случай большой энергии сцепления. Таким образом, нам необходимо решить следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} K\nabla^2_{x,z}\theta + \dfrac{\varepsilon_0 \Delta\varepsilon_{\text{1kHz}} |E_x(x,z)|^2}{2} \sin(2\theta) = 0, \\ \nabla \cdot \varepsilon_0 \mathbf{D} = 0, \ \text{где } \mathbf{E} = -\nabla V. \end{cases} \qquad (4)$$

В данной ориентации ЖК при приложении электрического поля основным типом деформации является деформация поперечного изгиба (S-деформация), таким образом согласно технической спецификации на ЖК E7 $K = K_{11} = 11.1$ пН, $\Delta\varepsilon_{1kHz}$ – анизотропия диэлектрической проницаемости ЖК, но не в оптической области спектра, а на частоте прикладываемого электрического поля 1 кГц, равная $\Delta\varepsilon_{\text{1kHz}} = 14.1$.

Решение системы связанных уравнений (4) мы находили с помощью пакета численного моделирования *COMSOL*. Решение представлено на рис. 5. Как мы

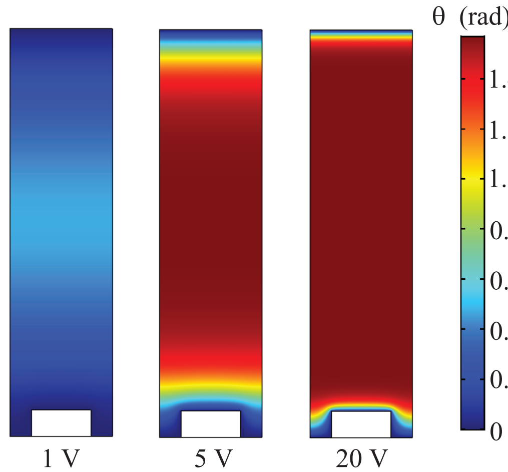

Рис. 5. (Цветной онлайн) Распределение угла θ в ЖК-ячейке при различных приложенных напряжениях

видим, при увеличении напряжения ЖК перестраивается все ближе к поверхности, однако всегда остается слой неоднородного распределения угла θ благодаря ориентирующему покрытию, что несомненно будет влиять на оптический отклик структуры.

Мы нашли двумерное распределение угла отклонения ЖК, а рассчитываемая нами задача является трехмерной. Поскольку диск – фигура с цилиндрической симметрией, для нахождения распределения ЖК в объеме прокрутим наше решение на 180° вокруг оси z. Зная распределение ориентации ЖК в объеме ячейки, мы можем посчитать спектры пропускания и фазу света для каждого значения приложенного напряжения. Результаты данных расчетов представлены на рис. 6. Как следует из этого рисунка, смещение резонансов происходит таким образом, что на длине волны, на которой наблюдается режим Гюйгенса, пропускание изменяется. Сам режим Гюйгенса устанавливается при напряжении 10 В. Фаза света изменяется на π, в основном, за счет изменения показателя преломления ЖК. Начиная с напряжения 40 В, происходит насыщение, когда дальнейшее

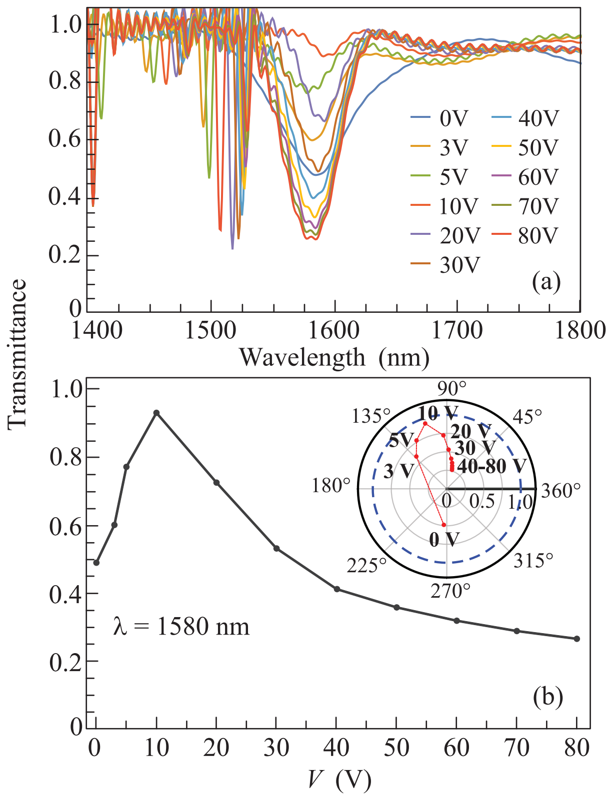

Рис. 6. (Цветной онлайн) Зависимость пропускания (a,b) и фазы (вставка) света при прохождении сквозь ЖК-ячейку с метаповерхностью при прикладывании разных напряжений

увеличение напряжения практически не приводит к изменению спектральных и фазовых характеристик света.

Заключение. В данной работе было численно промоделировано влияние показателя преломления окружающей среды на полностью диэлектрическую метаповерхность, состоящую из массива кремниевых дисков и работающую в режиме Гюйгенса. Было показано, что в случае изотропного однородного изменения показателя преломления вещества вокруг дисков возможно управление фазой света, прошедшего через метаповерхность, с амплитудной эффективностью, близкой к 100 %. При использовании в качестве управляющей среды ЖК, численные расчеты показывают возможность модулирования только амплитуды световой волны, используя как температурное изменение показателя преломления ЖК, так и прикладывание напряжения к ЖК-ячейке. Таким образом, при создании перестраиваемых метаповерхностей на основе ЖК для управления фазовым фронтом световой волны необходимо проектировать метаповерхность с учетом анизотропии и неоднородности распределения показателя преломления внутри ЖК-ячейки.

Авторы выражают благодарность Ю.С. Кившарю за помощь в обсуждении представленных в данной работе исследований.

---

1. A.E. Minovich, A.E. Miroshnichenko, A. Bykov, T. Murzina, D.N. Neshev, and Yu.S. Kivshar, Laser & Photonics Rev. **9**, 195 (2015).
2. Z. Bomzon, V. Kleiner, and E. Hasman, Opt. Lett. **26**, 1424 (2001).
3. N. Yu, P. Genevet, M.A. Kats, F. Aieta, J.P. Tetienne, F. Capasso, and Z. Gaburro, Science **334**, 333 (2011).
4. F. Aieta, P. Genevet, M.A. Kats, N. Yu, R. Blanchard, Z. Gaburro, and F. Capasso, Nano Lett. **12**, 4932 (2012).
5. X. Ni, A.V. Kildishev, and V.M. Shalaev, Nature Commun. **4**, 3807 (2013).
6. L. Huang, X. Chen, H. Mühlenbernd, H. Zhang, S. Chen, B. Bai, Q. Tan, G. Jin, K.W. Cheah, C.W. Qiu, J. Li, T. Zentgraf, and S. Zhang, Nature Commun. **4**, 3808 (2013).
7. A.B. Evlyukhin, S.M. Novikov, U. Zywietz, R.L. Eriksen, C. Reinhardt, S.I. Bozhevolnyi, and B.N. Chichkov, Nano Lett. **12**, 3749 (2012).
8. A.I. Kuznetsov, A.E. Miroshnichenko, Y.H. Fu, J. Zhang, and B. Luk'yanchuk, Sci. Rep. **2**, 492 (2012).
9. A. Arbabi, Y. Horie, A.J. Ball, M. Bagheri, and A. Faraon, Nat. Commun. **6**, 7069 (2015).
10. M. Khorasaninejad, W.T. Chen, R.C. Devlin, J. Oh, A.Y. Zhu, and F. Capasso, Science **352**, 1190 (2016).
11. B.H. Chen, P.C. Wu, V.-C. Su, Y.-C. Lai, C.H. Chu, I.C. Lee, J.-W. Chen, Y.H. Chen, Y.-C. Lan, C.-H. Kuan, and D.P. Tsai, Nano Lett. **17**, 6345 (2017).
12. Y.F. Yu, A.Y. Zhu, R. Paniagua-Dominguez, Y.H. Fu, B. Luk'yanchuk, and A.I. Kuznetsov, Laser Photon. Rev. **9**, 412 (2015).
13. D. Lin, M. Melli, E. Poliakov, P. St. Hilaire, S. Dhuey, C. Peroz, S. Cabrini, M. Brongersma, and M. Klug, Sci. Rep. **7**, 2286 (2017).
14. A. Arbabi, Y. Horie, M. Bagheri, and A. Faraon, Nat. Nanotechnol. **10**, 937 (2015).
15. K.E. Chong, L. Wang, I. Staude, A.R. James, J. Dominguez, S. Liu, G.S. Subramania, M. Decker, D.N. Neshev, I. Brener, and Y.S. Kivshar, ACS Photonics **3**, 514 (2016).
16. J. Sautter, I. Staude, M. Decker, E. Rusak, D.N. Neshev, I. Brener, and Y.S. Kivshar, ACS Nano **9**, 4308 (2015).
17. A. Komar, Z. Fang, J. Bohn, J. Sautter, M. Decker, A. Miroshnichenko, T. Pertsch, I. Brener, Y.S. Kivshar, I. Staude, and D.N. Neshev, Appl. Phys. Lett. **110**, 71109 (2017).

18. I. Staude, A. E. Miroshnichenko, M. Decker, N. T. Fofang, S. Liu, E. Gonzales, J. Dominguez, T. S. Luk, D. N. Neshev, I. Brener, and Y. Kivshar, ACS Nano **7**, 7824 (2013).
19. M. Decker, I. Staude, M. Falkner, J. Dominguez, D. N. Neshev, I. Brener, T. Pertsch, and Y. S. Kivshar, Adv. Opt. Mater. **3**, 813 (2015).
20. E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic Press (1998).
21. I.-C. Khoo, *Liquid Crystals*, Wiley-Interscience (2007).
22. J. Li, S.-T. Wu, S. Brugioni, R. Meucci, and S. Faetti, J. Appl. Phys. **97**, 73501 (2005).