

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА В ОПАЛАХ: АМПЛИТУДНАЯ И ФАЗОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ

А. В. Барышев^{a,b}, М. Е. Дожужин^{a,c}, А. М. Мерзликун^d, М. Иноуэ^{a**}*

^a *Toyohashi University of Technology
441-8580, Toyohashi, Aichi, Japan*

^b *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
194021, Санкт-Петербург, Россия*

^c *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия*

^d *Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук
125412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 19 июня 2010 г.

Проведено исследование взаимодействия линейно поляризованного света с фотонными кристаллами на основе объемных и тонкопленочных синтетических опалов. Обсуждаются экспериментальные спектры пропускания и спектры, показывающие поляризационное состояние прошедшего через опалы света. Обнаружено изменение поляризации волн, испытывающих брэгговскую дифракцию на системах кристаллографических плоскостей решетки опалов. Показано, что на выходе из фотонных кристаллов плоскость поляризации исходной линейно поляризованной волны может быть значительно повернута. Кроме этого, падающий линейно поляризованный свет может быть трансформирован в эллиптически поляризованный свет с повернутой главной осью эллипса поляризации. Анализ поляризационных состояний пропущенного света в рамках теории матриц переноса и теории гомогенизации дал хорошее соответствие расчетных и экспериментальных спектров.

1. ВВЕДЕНИЕ

Синтетические опалы привлекают значительное внимание, поскольку представляют собой материал с богатыми возможностями для дизайна фотонных кристаллов с различными свойствами. Методы роста опаловых структур из сферических частиц включают гравитационное осаждение с использованием структурированных подложек и с применением внешних полей и сил, ассемблирование на вертикальных подложках и с помощью наноманипуляторов. Способы роста опаловых структур с привлечением дополнительных методик позволяют получать объемные и пленочные трехмерные фотонные кристаллы, композитные (прямые и инвертированные) с различными функциональными возможностями, гетеро- и «woodpile»-структуры на основе опаловых

матриц [1–18]. Рост опалов преимущественно идет с образованием плотноупакованной ГЦК-структуры, для которой также характерно двойникование и наличие областей с ГПУ-решеткой. Кроме того, двумерная симметрия поверхности опалов (гексагональные слои сферических частиц) может быть использована для получения двумерных структурированных пленок [19], различных шаблонов [20–22]. Между сферическими частицами существует непрерывная сеть пустот, поэтому возникает решетка, обеспечивающая трехмерную модуляцию диэлектрической проницаемости в объеме опалов, а сами опалы являются представителями трехмерных фотонных кристаллов [23]. Диаметр сферических частиц, диэлектрические свойства материала, из которого они приготовлены, а также диэлектрическая постоянная заполнителя определяют характеристики фотонной зонной структуры прямых и инвертированных опалов. Большинство работ посвящалось и ведется по исследованию особенностей фотонной зонной струк-

*E-mail: baryshev@erc.tut.ac.jp

**M. Inoue

туры, простой и многократной брэгговской дифракции света в опалах [24–52], были теоретически рассчитаны и экспериментально продемонстрированы полная запрещенная и псевдозапрещенная фотонные зоны [53–55].

Значительная часть работ велась по исследованию кристаллической структуры опалов и ее проявлений в оптических спектрах опалов [24–36]. В этой связи интересны работы Сандерса по исследованию дифракции света на природных опалах [56]. Следует также отметить работы по исследованию сходной с опалами системы — коллоидных кристаллов [57–61]. Взаимодействие поляризованного света с опалами обсуждается в ограниченном числе публикаций [63–67]. В указанных публикациях речь идет об амплитудной анизотропии пропускания опалов. При этом в литературе, за исключением работы [68], отсутствуют данные о трансформации поляризации волн, испытывающих брэгговскую дифракцию в фотонном кристалле.

Задачей данной работы является восполнить отмеченный выше недостаток. Нами изучено взаимодействие линейно поляризованного света с фотонным кристаллом на основе объемных и тонкопленочных опалов, а также поляризационные состояния вышедших из фотонного кристалла волн. В режиме дифракции (на примере стоп-зоны (111)) показывается, что падающая линейно поляризованная волна может быть трансформирована в право-(лево-)эллиптически поляризованную, кроме этого плоскость поляризации (и главная ось эллипса поляризации) может быть повернута на значительный угол. Выполнены модельные расчеты для анализа поляризационных состояний в рамках теории матриц переноса. Показано, что причина изменения поляризации связана с амплитудной и фазовой анизотропиями распространения линейно поляризованного света в фотонном кристалле.

2. ОБРАЗЦЫ СИНТЕТИЧЕСКИХ ОПАЛОВ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе использовались два типа образцов синтетических опалов, изготовленных из сферических частиц $\alpha\text{-SiO}_2$ (аморфного диоксида кремния): объемный образец [69], полученный методом гравитационного осаждения частиц с диаметром $D_1 = 315 \pm 15$ нм, и опаловая тонкая пленка [64], выращенная на стеклянной подложке с помощью вертикального осаждения, $D_2 = 290 \pm 15$ нм. Образцы имели следующие толщины вдоль оси [111]: объемный —

0.5 мм, пленка — примерно 4.5 мкм. Кристаллическая структура экспериментальных образцов обсуждалась в работах [36, 64], поэтому здесь отметим только следующее. В обоих образцах частицы $\alpha\text{-SiO}_2$ формируют ГЦК-структуру, в которой двумерные ростовые слои с плотной гексагональной упаковкой образуют высокоупорядоченную систему кристаллографических плоскостей (111) (см. рис. 1а).

Свойства объемного образца изучались при условии низкого диэлектрического контраста, когда в качестве заполнителя использовался раствор воды и пропилен гликоля ($\epsilon_{\alpha\text{-SiO}_2} = 1.83$, $\epsilon_{\text{H}_2\text{O}-pg} = 1.96$, $\epsilon_{\alpha\text{-SiO}_2}/\epsilon_{\text{H}_2\text{O}-pg} \approx 0.93$). Для достижения таких условий образец пропитывался и помещался в кювету (в форме параллелепипеда) с раствором. Отметим, что падающий и прошедший пучки распространялись вдоль нормали к граням кюветы. Опаловая пленка исследовалась на воздухе при большем контрасте, $\epsilon_{\alpha\text{-SiO}_2}/\epsilon_{\text{air}} \approx 1.7$; в экспериментах пучок падал на пленку со стороны воздуха.

Схема эксперимента и ориентация образцов представлены на рис. 1б. Направление вектора падающей волны \mathbf{E}_ψ задавалось с помощью поляризатора. Измерения проводились для поляризаций p (или \mathbf{E}_p , $\psi = 0$), s (или \mathbf{E}_s , $\psi = 90^\circ$) и \mathbf{E}_{45° ($\psi = 45^\circ$). Для исследования дирекционных спектральных зависимостей образцы поворачивались вокруг оси $[0\bar{1}1]$ на угол θ (при $\theta = 0$ свет направлялся вдоль оси $[111]$, совпадающей с нормалью к ростовой плоскости образцов опала), что соответствовало сканированию вдоль линии L_g-K-L на поверхности зоны Бриллюэна ГЦК-решетки. Путь и плоскость сканирования в эксперименте, а также сечение зоны Бриллюэна решетки представлены на рис. 1в,г. Спектры пропускания объемных опалов и пленок измерялись в спектральном диапазоне 550–800 нм с использованием спектрофотометра (Shimadzu UV-3100) и стокс-эллипсометра (Neo Ark VH-M600VIR-FKR-TU). С помощью стокс-эллипсометра с вращающимся анализатором измерялись спектральные зависимости максимальной и минимальной интенсивности лучей, поворота плоскости поляризации (φ) (с точностью до 0.02°) и эллиптичность (γ) прошедшего через образцы света; дополнительно анализировались степень поляризации и направление циркуляции. Эллиптичность определялась как арктангенс отношения минимальной амплитуды поля прошедшего через анализатор света к максимальной амплитуде (или малой оси эллипса поляризации к большой оси, $\gamma = \arctg(E_{\min}/E_{\max})$). Спектры фазовой анизотропии — набег фазы δ между ТЕ- и ТМ-волнами на выходе из кристаллов —

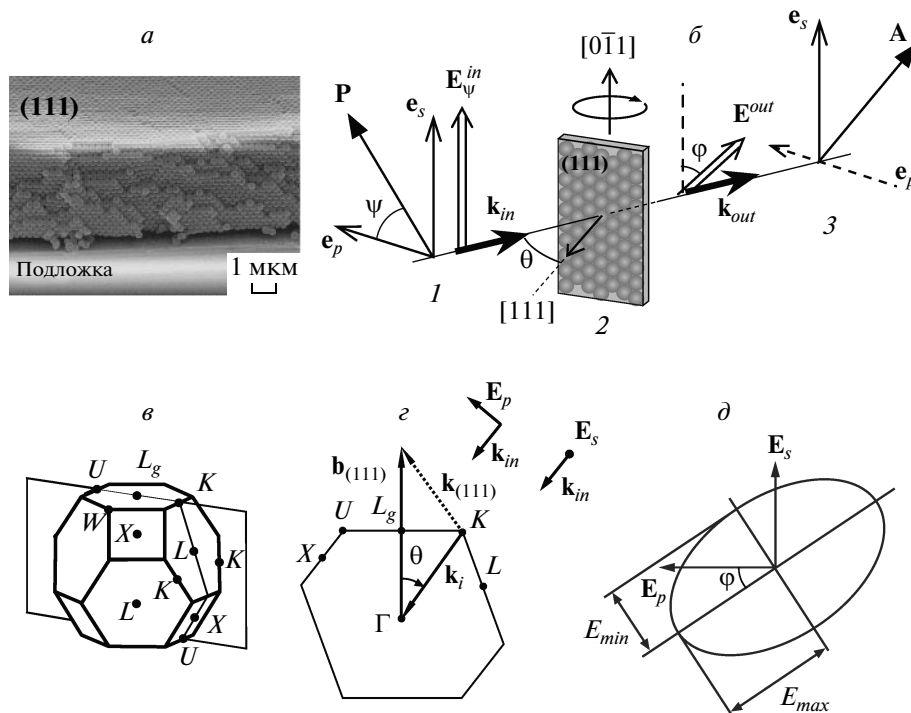


Рис. 1. а) Изображение тонкой опаловой пленки, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа. б) Схема эксперимента и ориентация образца: 1 — поляризатор, 2 — образец, 3 — вращающийся анализатор; показаны задаваемые и детектируемые величины. в) Зона Бриллюэна ГЦК-решетки. г) Сечение и путь сканирования. д) Эллипс поляризации прошедшей волны

были рассчитаны на основе экспериментальных данных с помощью известного соотношения

$$\pm 2E_{min}E_{max} \operatorname{ctg} \delta = (E_{max}^2 - E_{min}^2) \sin \varphi,$$

где E_{min} , E_{max} и φ — измеряемые величины, характеризующие эллипс поляризации (рис. 1д). При наклонном падении площадь освещаемой на образце области не превышала 2 мм^2 , угол расходимости падающего пучка не превышал 2° .

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Пропускание линейно поляризованного света: амплитудная анизотропия

На рис. 2 представлены спектры пропускания объемного опала и опаловой пленки в зависимости от поляризации и угла падения волны. Полоса непропускания — стоп-зона (111) — в спектрах возникает вследствие брэгговской дифракции на системе плоскостей (111). С увеличением угла

θ стоп-зона (111) сдвигается в коротковолновую область спектра. Из рис. 2 видно, что в случае объемного образца при $\theta = 0$ полоса (111) имеет одинаковую интенсивность для поляризаций p ($\psi = 0$), s ($\psi = 90^\circ$) и $\psi = 45^\circ$. (В аналогичной геометрии эксперимента для тонкой опаловой пленки наблюдается отличие в интенсивности стоп-зон (111).) При наклонном падении света в спектрах видно, что более интенсивная стоп-зона (111) наблюдается для s -поляризованного света, минимальная по интенсивности — для p -поляризации и при E_{45° стоп-зона (111) имеет промежуточную интенсивность. В работах [62, 63, 69] было показано, что различия в интенсивности стоп-зон при освещении опалов линейно поляризованным светом качественно объясняется в рамках теории Френеля. При этом максимальные различия в пропускании (отражении) достигаются при распространении света вдоль таких направлений, когда угол между падающим лучом и нормалью к какой-либо плоскости (hkl) достигает критического значения $\theta_c^{(hkl)}$, соответствующего по смыслу углу Брюстера. В такой геометрии

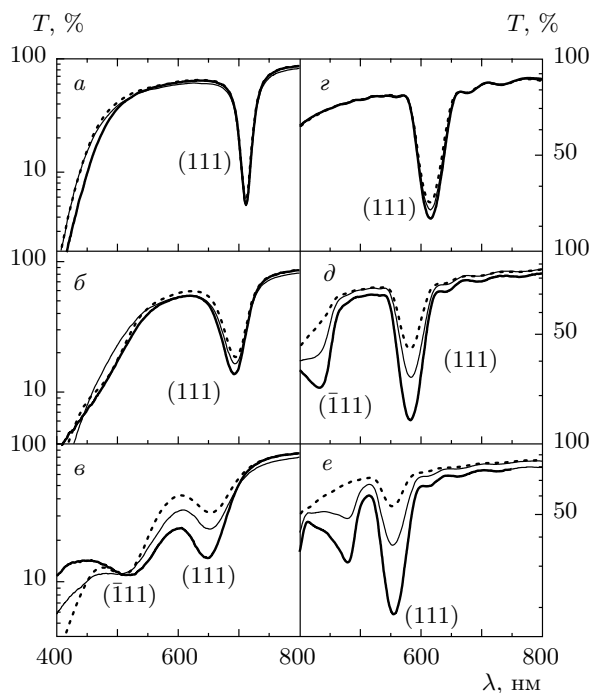


Рис. 2. Спектры пропускания поляризованного света для объемного образца опала (а-в) и тонкой опаловой пленки (г-е). Спектры измерены при нормальном и наклонном падении для трех поляризаций: E_p (пунктирная линия), E_{45° (сплошная тонкая), E_s (сплошная жирная), $\theta = 0$ (а, г), 15° (б), 25° (в, д), 35° (е)

p -поляризованный свет не дифрагирует на системе плоскостей (hkl) , а соответствующая стоп-зона (hkl) не открывается [63].

Итак, спектры на рис. 2 иллюстрируют анизотропию пропускания линейно поляризованного света опаловыми структурами. Для обеих структур наблюдаются различия в интенсивностях стоп-зон для света с разными поляризациями. Различия интенсивностей полос в спектрах T_s и T_p близки по величине в случае обоих образцов. Следует подчеркнуть, что анизотропия пропускания зависит как от толщины образца (т. е. количества брэгговских плоскостей в структуре), так и от диэлектрического контраста в нем. В нашем случае в тонкой опаловой пленке диэлектрический контраст выше, но оптическая длина пути света составляет всего двадцать слоев (111); в объемном же образце контраст низкий, но при этом свет проходит около двух тысяч слоев (111). Как будет показано ниже, различия интенсивностей стоп-зон для линейно-независимых (s и p) компонент E_ψ волны с произвольной плоскостью поляризации будут приводить к повороту плоскости

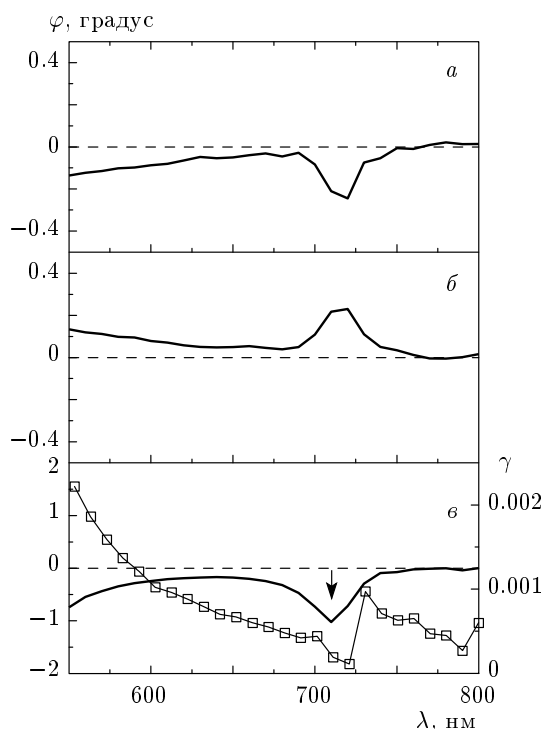


Рис. 3. Спектральные зависимости поворота плоскости поляризации (сплошные линии) и эллиптичности (квадраты) для света, прошедшего через образец объемного опала. Падающая волна имела три различные линейные поляризации E_s (а), E_p (б), E_{45° (в), угол падения $\theta = 0$

поляризации и трансформации исходного поляризационного состояния света (линейной поляризации).

В спектрах (рис. 2) также наблюдается вторая стоп-зона — полоса, возникающая вследствие дифракции от плоскостей $(\bar{1}11)$. Для стоп-зоны $(\bar{1}11)$ характерны те же особенности взаимодействия с поляризованным светом и ее исчезновению из спектра соответствует критический угол $\theta_c^{(\bar{1}11)}$ [63]. Видно, что в спектрах для p -поляризованного света стоп-зоны $(\bar{1}11)$ не открываются при углах падения близких к критическим (рис. 2д,е). Далее мы ограничимся изучением угловых и поляризационных особенностей пропускания только для стоп-зоны (111). Для анализа поляризации измерения проводились в следующих спектральных диапазонах: 550–800 нм для объемного опала, 500–700 нм для опаловой пленки.

3.2. Изменение поляризационного состояния света в опалах: вклады амплитудной и фазовой анизотропий

Рисунок 3 иллюстрирует трансформацию линейной поляризации волн, прошедших через исследованные образцы. Представлены спектральные зависимости для поворота плоскости поляризации прошедшего света и его эллиптичности. Из сравнения спектров для света с различными поляризациями при $\theta = 0$ видно, что свет с брэгговской длиной волны (и с длинами волн вне стоп-зоны (111)) проходит через объемный опал практически без поворота плоскости поляризации ($\varphi \approx 0.2^\circ$), а величина эллиптичности пренебрежимо мала (рис. 3а–в). Эллиптичность достигала максимального значения для света с исходной поляризацией E_{45° , $\text{tg } \gamma = 0.03$. Данный результат показывает, что линейно поляризованный свет практически не деполаризуется, распространяясь в исследованных образцах. Малые величины γ , по-видимому, связаны с малой анизотропией пропускания, обсуждаемой в разд. 3.1 при нормальном падении. Однако существенный вклад может вносить взаимная ориентация плоскости поляризации и гексагональной двумерной решетки слоев сфер $\alpha\text{-SiO}_2$. Кроме того, дополнительный вклад в эллиптичность γ может существовать из-за угловой расходимости падающего светового луча.

С ростом угла падения для s - (и p -) поляризованного света наблюдается незначительное увеличение угла поворота φ (см. рис. 4). Так, для $\theta = 25^\circ$ максимальный угол $\varphi = 1.6^\circ$ в спектре соответствует минимуму стоп-зоны (111) (рис. 4а, $\lambda = 660$ нм), при этом $\text{tg } \gamma = 0.01$. Однако для E_{45° -поляризации свет, распространяющийся в опале, испытывает значительную трансформацию исходной поляризации (рис. 4в): во-первых, свет сохраняет линейную поляризацию, а плоскость поляризации поворачивается на значительный угол; и во-вторых, свет становится эллиптически поляризованным, при этом главная ось эллипса поляризации поворачивается на некоторый угол относительно поляризации падающей волны. Из спектра для E_{45° (рис. 4в) видно, что максимальный угол поворота, $\varphi = -10^\circ$, наблюдается для длины волны, соответствующей центру стоп-зоны (111) (рис. 4в, $\lambda = 660$ нм), при этом на краях стоп-зоны (111) наблюдается рост эллиптичности. Максимум эллиптичности был обнаружен для длинноволнового края стоп-зоны (111) — $\text{tg } \gamma = 0.13$ ($\lambda = 690$ нм), второй пик обнаружен на коротковолновом крае — $\text{tg } \gamma = 0.07$ ($\lambda = 630$ нм).

Как и в случае объемного опала, при освещении

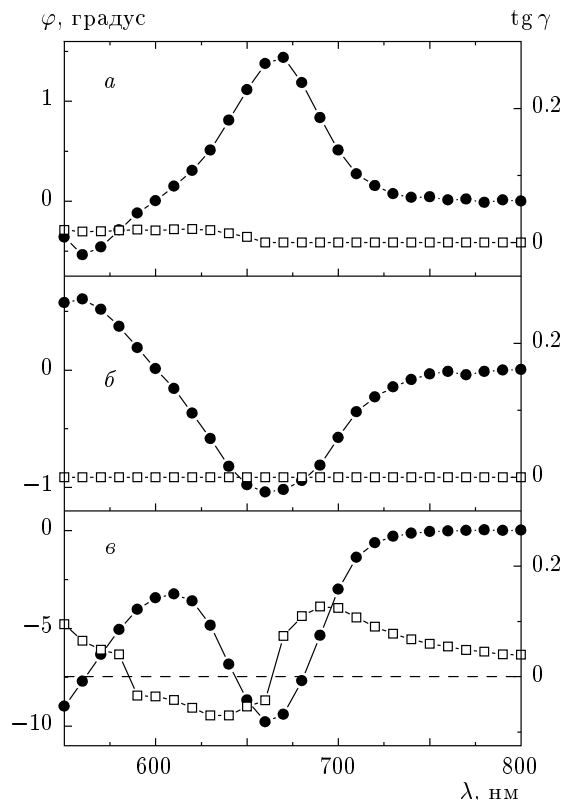


Рис. 4. Спектральные зависимости поворота плоскости поляризации (круги) и эллиптичности (квадраты) для света, прошедшего через образец объемного опала. Падающая волна имела три различные линейные поляризации E_s (а), E_p (б), E_{45° (в), угол падения $\theta = 25^\circ$

тонкой опаловой пленки s - или p -поляризованным светом вдоль нормали к плоскостям (111) ($\theta = 0$) угол поворота плоскости поляризации мал, а эллиптичность равна нулю. Максимальный поворот плоскости поляризации ($\varphi = 1.8^\circ$) наблюдается для света с длиной волны, соответствующей центру стоп-зоны (111), $\lambda = 630$ нм и исходной E_{45° -поляризацией (мы не приводим эти спектры). На рис. 5 представлены спектральные зависимости от φ и γ для тонкой опаловой пленки в геометрии наклонного падения, $\theta = 35^\circ$. Видно, что для s - (и p -) поляризации поворот плоскости поляризации для прошедшей волны достигает $\varphi \approx 1^\circ$. Для случая E_{45° -поляризации угол поворота достигает своего максимума $\varphi \approx -15^\circ$ при $\lambda = 560$ нм, см. рис. 5в. Эллиптичность на краях стоп-зоны (111) ($\lambda = 540, 590$ нм) примерно равна $\text{tg } \gamma \approx 0.2$. Заметим, что особенности в спектрах на рис. 4 и 5 практически совпадают по величине.

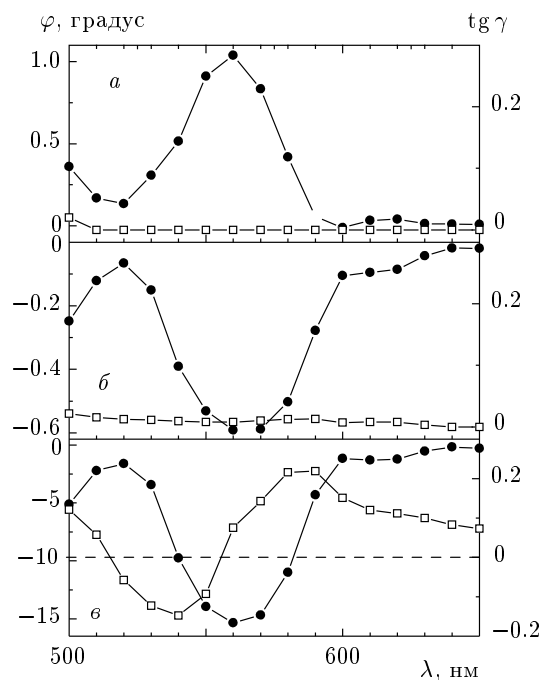


Рис. 5. Спектральные зависимости поворота плоскости поляризации (круги) и эллиптичности (квадраты) для света, прошедшего через тонкую опаловую пленку. Падающая волна имела три различные линейные поляризации \mathbf{E}_s (а), \mathbf{E}_p (б), \mathbf{E}_{45° (в), угол падения $\theta = 35^\circ$

4. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим изменение поляризационного состояния при фиксированной ориентации образца опаловой пленки ($\theta = 30^\circ$) и последовательном изменении направления вектора \mathbf{E}_ψ падающей волны (рис. 6). В действительности оказалось, что максимальный угол поворота плоскости поляризации возникает при поляризации $\mathbf{E}_\psi^{in} = \mathbf{E}_{45^\circ}$ (рис. 6б). При этом для волн с линейно-независимыми векторами \mathbf{E}_p (ТМ-мода) и \mathbf{E}_s (ТЕ-мода) поляризация не претерпевает значительных изменений при распространении в кристалле. Становится очевидным, что значительный поворот плоскости поляризации возникает из-за анизотропии пропускания ортогональных компонент вектора \mathbf{E}_ψ^{in} (компоненты \mathbf{E}_ψ^{ep} и \mathbf{E}_ψ^{es} — проекции \mathbf{E}_ψ^{in} на оси \mathbf{e}_p и \mathbf{e}_s , см. рис. 1а, 2, 6а). Наблюдаемый поворот — это изменение ориентации напряженности электрического поля $\mathbf{E}_\psi^{in} \rightarrow \mathbf{E}_\psi^{out}$ в силу изменения векторной суммы $\mathbf{E}_\psi^{ep} + \mathbf{E}_\psi^{es}$ при распространении через фотонный кристалл. Тот факт, что эллиптичность для мод, соответствующих минимумам стоп-зон (111), равна нулю, подтверждает справедливость такой модели.

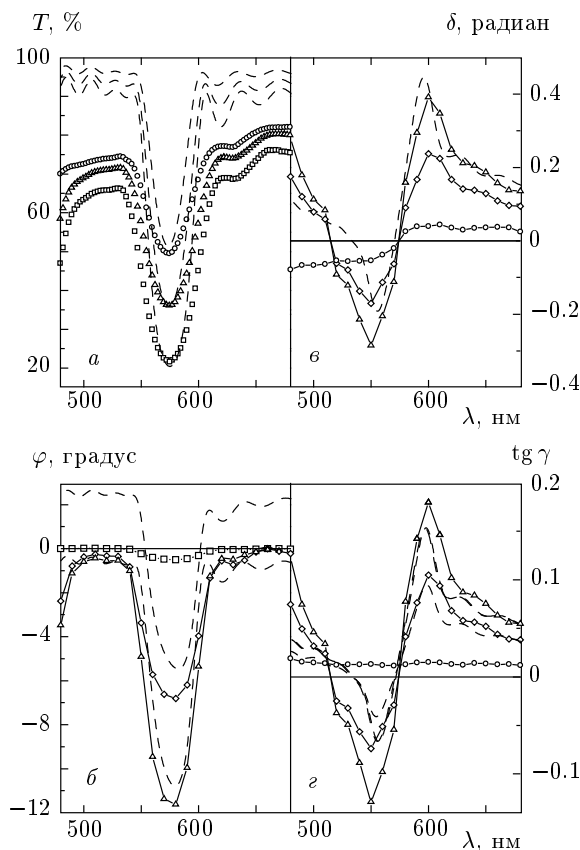


Рис. 6. Экспериментальные (символы) и расчетные (штриховые линии) спектры пропускания опаловой пленки (а), поворота плоскости поляризации (б), набега фазы (в) и эллиптичности (г). Угол падения $\theta = 30^\circ$. На рис. а показаны спектры для падающего света с ориентациями плоскости поляризации \mathbf{E}_p (круги), \mathbf{E}_s (треугольники) и \mathbf{E}_{45° (квадраты). На рис. б-г приведены экспериментальные спектры для \mathbf{E}_s (круги), \mathbf{E}_{20° (ромбы) и \mathbf{E}_{45° (треугольники)

Трансформация поляризации из линейной в эллиптическую с одновременным поворотом главных осей эллипса поляризации для мод вблизи краев фотонных стоп-зон показывает, что простого изменения векторной суммы $\mathbf{E}_\psi^{ep} + \mathbf{E}_\psi^{es}$ не достаточно. Известно, что волну с эллиптической поляризацией можно рассмотреть как суперпозицию двух линейно поляризованных волн с одинаковыми (или разными) амплитудами и сдвигом фаз между ними. При этом, если амплитуды разные и существует сдвиг фаз (δ), то главные оси эллипса поляризации не совпадают с осями колебаний напряженности поля исходных волн. Именно такая суперпозиция различных по величине и фазе \mathbf{E}_ψ^{ep} и \mathbf{E}_ψ^{es} полей возникает при взаимодействии света с образцами опалов в наших экспери-

ментах. На рис. 6в представлен спектр фазовой анизотропии — сдвиг фаз δ между ТЕ- и ТМ-модами, — возникающий на выходе из опаловой пленки.

Фазовая анизотропия взаимодействия поляризованного света с опалами проявляется в следующем. Разность фаз между волнами $\mathbf{E}_\psi^{e_p}$ и $\mathbf{E}_\psi^{e_s}$ в фотонном кристалле вне стоп-зон равна нулю. При сканировании в спектральном диапазоне запрещенных длин волн δ нарастает и достигает своего максимума на краях стоп-зон, а при приближении к минимуму стоп-зоны обращается в нуль. Вторая особенность, связанная с δ -анизотропией, заключается в том, что величина фазового сдвига для мод, соответствующих длинноволновому краю, больше, чем для мод вблизи коротковолнового края. Третья особенность — направление циркуляции электрического вектора суммарной волны на выходе из кристалла изменяется (см. рис. 6в,г).

Чтобы разобраться в причинах смены знака направления циркуляции в пропущенной эллиптически поляризованной волне, мы должны рассмотреть изменение разности фаз $\delta_s - \delta_p$ исходных \mathbf{E}_s - и \mathbf{E}_p -поляризованных волн. Отметим, что эффект смены эллиптичности наблюдался как на тонкой опаловой пленке, так и на объемном опале, заполненном раствором этиленгликоля. В последней структуре, с одной стороны, контраст проницаемостей шариков и наполнителя был небольшой, с другой стороны, поверхность опала не была идеальной плоскостью. Отметим, что, в соответствии с экспериментальными данными, в таких структурах можно пренебречь многолучевой интерференцией на границах образца. В случае слоистой среды \mathbf{E}_s -поляризованная волна возбуждает ТЕ-решение, а \mathbf{E}_p -поляризованная волна — ТМ-решение. Поэтому полагаем, что разность фаз обусловлена разностью соответствующих волновых векторов $\delta_s - \delta_p \approx (k_{TE} - k_{TM})L$, где L — толщина образца, а k_{TE} и k_{TM} — линейно-независимые компоненты волновых векторов, перпендикулярные поверхности образца. Подчеркнем, что нас интересует лишь действительная часть блоховского вектора.

Расчет волновых векторов k_{TE} , k_{TM} для одномерной структуры, использовавшейся ранее для оценки спектров пропускания, подтверждает наше предположение (см. рис. 7, сплошные линии). Видно, что для частот ниже запрещенной зоны (длинноволновый край запрещенной зоны) $k_{TE} > k_{TM}$ и таким образом $\delta_s - \delta_p > 0$, но при этом выше запрещенной зоны (коротковолновый край) $k_{TE} < k_{TM}$ и соответственно $\delta_s - \delta_p < 0$. Иными словами, при переходе через запрещенную зону меняется направление вращения вектора поляризации.

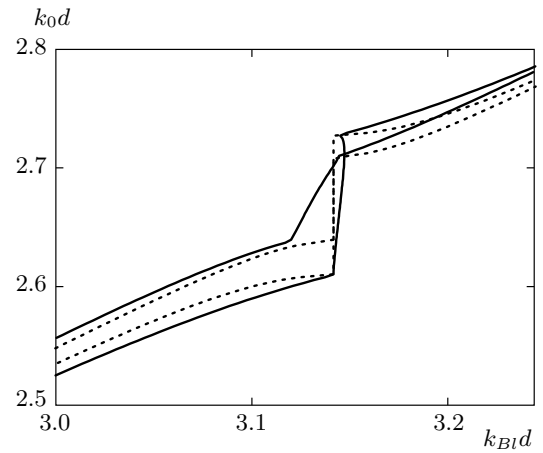


Рис. 7. Дисперсионные кривые для бесконечных слоистых структур в расширенной зонной структуре (k_{B1} — блоховский волновой вектор, d — период кристалла, $k_0 = \omega/c$ — волновой вектор в вакууме). Результаты расчетов для одномерного фотонного кристалла (пунктирные линии) и для опаловой пленки в рамках теории гомогенизации (сплошные линии). Контраст в фотонных кристаллах составлял $\epsilon_{a-SiO_2}/\epsilon_{air} \approx 1.7$, период одномерного фотонного кристалла $d = 245$ нм

Однако проведенный расчет не дает ответа, например, на вопрос: почему на длинноволновом крае имеется такое соотношение волновых векторов $k_{TE} > k_{TM}$? Для объяснения рассмотрим оценки для k_{TE} и k_{TM} , сделанные на основе теории гомогенизации. Эта теория дает неплохую оценку для действительной части волнового вектора не только в длинноволновом приближении, но и для длин волн, сравнимых с периодом решетки фотонного кристалла. В то время как в длинноволновом пределе различные определения гомогенизированных параметров приводят к одинаковым оценкам волнового вектора, при длинах волн, сравнимых с неоднородностью, для получения корректного результата необходимо использовать «энергетическое» определение [70]. Гомогенизированная одномерная среда описывается анизотропным тензором диэлектрической проницаемости [71, 72]

$$\epsilon_{eff} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\perp} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь для ϵ_{\parallel} мы воспользуемся «энергетическим» определением [70, 73, 74]:

$$\epsilon_{\parallel} \langle E_{\parallel}(z) E_{\parallel}^*(z) \rangle = \langle \epsilon(z) E_{\parallel}(z) E_{\parallel}^*(z) \rangle, \quad (2)$$

а для ε_{\perp} будем использовать аналогичную формулу с учетом того, что в этом случае усредняемой величиной является $1/\varepsilon$ [71, 72]:

$$\frac{1}{\varepsilon_{\perp}} \langle E_{\perp}(z) E_{\perp}^*(z) \rangle = \left\langle \frac{1}{\varepsilon(z)} E_{\perp}(z) E_{\perp}^*(z) \right\rangle, \quad (3)$$

где индекс « \parallel » обозначает компоненты, параллельные слоям, а « \perp » — перпендикулярные. Соответственно перпендикулярные компоненты волновых векторов равны

$$k_{TE} = k_0 \sqrt{\varepsilon_{\parallel} - \sin^2 \theta}, \quad (4)$$

$$k_{TM} = k_0 \sqrt{\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp} \sin^2 \theta}. \quad (5)$$

Несмотря на отклонения в запрещенной и во второй разрешенной зонах, расчет (рис. 7) показывает хорошее качественное согласование значений волновых векторов для исходной (сплошные линии) и гомогенизированной (пунктирные линии) сред.

Согласно формулам (2) и (3) эффективное значение диэлектрической проницаемости определяется в первую очередь теми областями, где сконцентрировано электрическое поле. (В предельном случае, если поле сконцентрировано только на каком-то включении, то эффективная проницаемость просто равна проницаемости этого включения.) Если для заданной поляризации поле в большей степени сконцентрировано на стеклянном слое, то соответствующая эффективная проницаемость будет больше, чем если поле сконцентрировано на слое воздуха. Следовательно, при сканировании запрещенной зоны распределение поля меняется — в окрестности нижнего края запрещенной зоны электрическое поле ТЕ-поляризованной волны преимущественно сконцентрировано в слоях SiO₂, в то время как для верхнего края ТЕ-волна сконцентрирована преимущественно в воздушных слоях. Для ТМ-волны дисперсионная кривая больше похожа на прямую, что означает, что поле ТМ-волны более-менее равномерно распределено по ячейке. Именно поэтому при переходе от низкочастотной границы запрещенной зоны к высокочастотной волновой вектор ТМ-волны становится больше волнового вектора ТЕ-волны. Суммируя сказанное, мы приходим к тому, что смена знака вращения поляризации связана с изменением распределения поля на ячейке при переходе через запрещенную зону [75, 76].

Отметим, что приведенные рассуждения для объяснения связи эллиптичности с распределением поля носят в основном качественный характер: во-первых, теория гомогенизации дает приближенные значения волновых векторов, во-вторых,

мы не учитывали многолучевую интерференцию. Поэтому, в частности, экспериментально измеренный нуль эллиптичности не соответствует строго пересечению сплошных линий на рис. 7.

5. ВЫВОДЫ

Экспериментально были установлены основные закономерности взаимодействия линейно поляризованного света с тонкопленочными и объемными образцами опалов. Исследована амплитудная и фазовая анизотропия в спектрах пропускания опалов. Показано, что в режиме брэгговской дифракции в общем случае вследствие данной анизотропии линейно поляризованный свет трансформируется в эллиптически поляризованный. При этом циркуляция вектора электрического поля может быть как положительной, так и отрицательной. Кроме того, обнаружен режим, при котором линейное поляризационное состояние сохраняется, а плоскость поляризации оказывается значительно повернутой относительно исходной поляризации падающей волны.

Наблюдаемые характеристики были проанализированы теоретически и интерпретированы в рамках теории матриц переноса и с учетом теории гомогенизации среды. Показано, что эллиптизация излучения происходит по причине возникновения разности фаз между ТЕ- и ТМ-волнами в объеме фотонных кристаллов, а набег фазы максимален на краях фотонной стоп-зоны и равен нулю для света с длиной волны, соответствующей центру стоп-зоны. Поворот главной оси эллипса поляризации или плоскости поляризации является результатом амплитудной анизотропии пропускания.

Авторы благодарны А. Б. Ханикаеву за обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Д. Денискина, Д. В. Калинин, Л. К. Казанцева, *Благородные опалы, их синтез и генезис в природе*, Наука, Новосибирск (1980).
2. S. Dimitrov and K. Nagayama, *Langmuir* **12**, 1303 (1996).
3. H. Migues, F. Messegueur, C. Lopez et al., *Adv. Mater.* **10**, 480 (1998).

4. P. Jiang, F. J. Bertone, K. S. Hwang, and V. L. Colvin, *Chem. Mater.* **11**, 2132 (1999).
5. M. Holgado, F. García-Santamaría, A. Blanco et al., *Langmuir* **15**, 4701 (1999).
6. Subramanian, V. N. Manoharan, J. D. Thorne, and D. J. Pine, *Adv. Mater.* **11**, 1261 (1999).
7. Y. Xia, B. Gates, and S. H. Park, *J. Lightwave Technol.* **38**, 915 (1999).
8. A. Rogach, A. Susha, F. Caruso et al., *Adv. Mater.* **12**, 333 (2000).
9. O. D. Velev and A. M. Lenhoff, *Curr. Opinion Colloid Interf. Sci.* **5**, 56 (2000).
10. P. V. Braun, R. W. Zehner, C. A. White et al., *Adv. Mater.* **13**, 721 (2001).
11. В. Г. Голубев, В. А. Кособукин, Д. А. Курдюков и др., *ФТП* **35**, 710 (2001).
12. C. Lopez, *Adv. Mater.* **15**, 1679 (2003).
13. S. Wong, V. Kitaev, and G. A. Ozin, *J. Amer. Chem. Soc.* **125**, 15589 (2003).
14. Q. Yan, Z. Zhou, and X. S. Zhao, *Chem. Mater.* **17**, 3069 (2005).
15. Г. М. Гаджиев, В. Г. Голубев, Д. А. Курдюков и др., *ФТТ* **39**, 1423 (2005).
16. Q. Yan, X. S. Zhao, J. H. Teng, and S. J. Chua, *Langmuir* **22**, 7001 (2006).
17. A. B. Pevtsov, D. A. Kurdyukov, V. G. Golubev et al., *Phys. Rev. B* **75**, 153101 (2007).
18. X. Yu, Y. Lee, R. Furstenberg et al., *Adv. Mater.* **19**, 1689 (2007).
19. M. E. Dokukin, A. V. Baryshev, A. B. Khanikaev, and M. Inoue, *Opt. Express* **17**, 9062 (2009).
20. V. Kitaev and G. Ozin, *Adv. Mater.* **15**, 75 (2003).
21. O. D. Velev and S. Gupta, *Adv. Mater.* **21**, 1897 (2009).
22. H. K. Choi, M. H. Kim, S. H. Im, and O. O. Park, *Adv. Funct. Mater.* **19**, 1 (2009).
23. V. N. Astratov, V. N. Bogomolov, A. A. Kaplyanskii et al., *Nuovo Cim. D* **17**, 1349 (1995).
24. V. N. Astratov, Yu. A. Vlasov, O. Z. Karimov et al., *Phys. Lett. A* **222**, 349 (1996).
25. Yu. A. Vlasov, V. N. Astratov, A. V. Baryshev et al., *Phys. Rev. E* **61**, 5784 (2000).
26. V. Yannopoulos, N. Stefanou, and A. Modinos, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4811 (2001).
27. A. F. Koenderink and W. L. Vos, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 213902 (2003).
28. J. F. Galisteo-Lopez, E. Palacios-Lidon, E. Castilho-Martinez, and C. Lopez, *Phys. Rev. B* **68**, 115109 (2003).
29. А. В. Барышев, А. А. Каплянский, В. А. Кособукин и др., *ФТТ* **45**, 434 (2003).
30. F. García-Santamaría, J. F. Galisteo-López, P. V. Braun, and C. López, *Phys. Rev. B* **71**, 195112 (2005).
31. G. M. Gajiev, V. G. Golubev, D. A. Kurdyukov et al., *Phys. Rev. B* **72**, 205115 (2005).
32. E. Pavarini, L. C. Andreani, C. Soci et al., *Phys. Rev. B* **72**, 045102 (2005).
33. A. V. Baryshev, A. A. Kaplyanskii, V. A. Kosobukin et al., *Phys. Rev. B* **73**, 205118 (2006).
34. R. Fujikawa, A. V. Baryshev, K. Nishimura et al., *J. Porous Mater.* **13**, 287 (2006).
35. О. А. Кавтрева, А. В. Анкудинов, А. Г. Баженова и др., *ФТТ* **49**, 674 (2007).
36. F. García-Santamaría and P. V. Braun, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 241905 (2007).
37. Yu. A. Vlasov, V. N. Astratov, O. Z. Karimov et al., *Phys. Rev. B* **55**, R13357 (1997).
38. N. Bogomolov, S. V. Gaponenko, I. N. Germanenko et al., *Phys. Rev. E* **55**, 7619 (1997).
39. H. Miguez, A. Blanco, F. Meseguer et al., *Phys. Rev. B* **59**, 1563 (1999).
40. M. S. Thijssen, R. Sprik, J. E. G. J. Wijnhoven et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2730 (1999).
41. А. В. Барышев, А. В. Анкудинов, А. А. Каплянский и др., *ФТТ* **44**, 1573 (2002).
42. H. M. van Driel and W. L. Vos, *Phys. Rev. B* **62**, 9872 (2000).
43. Yu. A. Vlasov, X.-Z. Bo, J. C. Sturm, and D. J. Norris, *Nature* **414**, 289 (2001).
44. А. К. Самусев, М. В. Рыбин, М. Ф. Лимонов, *ФТТ* **51**, 497 (2009).
45. S. G. Romanov, T. Maka, C. M. Sotomayor Torres et al., *Phys. Rev. E* **63**, 056603 (2001).
46. V. G. Golubev, J. L. Hutchison, V. A. Kosobukin et al., *J. Non-Cryst. Sol.* **299–302**, 1062 (2002).

47. А. В. Баженов, А. В. Горбунов, К. А. Алдушин и др., ФТТ **44**, 1026 (2002).
48. В. М. Масалов, А. А. Жохов, В. С. Горелик и др., ФТТ **52**, 740 (2010).
49. D. A. Mazurenko, R. Kerst, J. I. Dijkhuis et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 213903 (2003).
50. J. F. Galisteo-Lopez, F. Lopez-Tejiera, S. Rubio et al., Appl. Phys. Lett. **82**, 4068 (2003).
51. A. A. Chabanov, Y. Jun, and D. J. Norris, Appl. Phys. Lett. **84**, 3573 (2004).
52. A. V. Baryshev, A. B. Khanikaev, M. Inoue et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 063906 (2007).
53. K. Busch and S. John, Phys. Rev. E **58**, 3896 (1998).
54. K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, Phys. Rev. Lett. **65**, 3152 (1990).
55. H. S. Sözüer, J. W. Haus, and R. Inguva, Phys. Rev. B **45**, 13962 (1992).
56. J. V. Sanders, Acta Cryst. A **24**, 427 (1968).
57. J. F. Bertone, P. Jiang, K. S. Hwang et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 300 (1999).
58. R. M. Amos, J. G. Rarity, P. R. Tapster et al., Phys. Rev. E **61**, 2929 (2000).
59. R. Rengarajan, D. Middleman, C. Rich, and V. Colvin, Phys. Rev. E **71**, 016615 (2005).
60. D. R. E. Snoswell, A. Kontogeorgos, J. J. Baumberg et al., Phys. Rev. E **81**, 020401 (2010).
61. I. I. Tarhan and G. H. Watson, Phys. Rev. Lett. **76**, 315 (1996).
62. M. V. Rybin, A. V. Baryshev, M. Inoue et al., Photonics Nanostruct. Fundam. Appl. **4**, 146 (2006).
63. A. V. Baryshev, A. B. Khanikaev, R. Fujikawa et al., Phys. Rev. B **76**, 014305 (2007).
64. А. Г. Баженова, А. В. Селькин, А. Ю. Меньшикова, Н. Н. Шевченко, ФТТ **49**, 2010 (2007).
65. M. V. Rybin, A. V. Baryshev, A. B. Khanikaev et al., Phys. Rev. B **77**, 205106 (2008).
66. S. G. Romanov, M. Bardosova, I. M. Povey et al., Appl. Phys. Lett. **92**, 191106 (2008).
67. M. V. Rybin, A. V. Baryshev, A. B. Khanikaev et al., Phys. Rev. B **77**, 205106 (2008).
68. M. Inoue, A. A. Fedyanin, A. V. Baryshev et al., J. Magnetism **11**, 195 (2006).
69. A. V. Baryshev, A. B. Khanikaev, H. Uchida et al., Phys. Rev. B **73**, 033103 (2006).
70. A. P. Vinogradov, Yu. E. Lozovik, A. M. Merzlikin et al., Phys. Rev. B **80**, 235106 (2009).
71. W. Voigt, *Lehrbuch der Kristallphysik*, Teubner, Berlin (1928).
72. A. Reuss, *Berechnung der Fließgrenze von Mischkristallen auf Grund der Plastizitätsbedingung für Einkristalle*, ZAMM (1929).
73. E. P. Velikhov and A. M. Dykhne, Proc. Sixth Int. Conf. on Ionization Phenomenon in Gases, Paris, ed. by P. Hubert, S. E. R. M. A., Paris (1963), p. 511.
74. А. П. Виноградов, *Электродинамика композитных материалов*, УРСС, Москва (2001), с. 38.
75. G. S. Johnson and D. J. Joannopoulos, *Photonic Crystals. The Road from Theory to Practice*, Kluwer Acad. Publ. Boston (2002).
76. A. Figotin and I. Vitebskiy, Phys. Rev. B **77**, 104421 (2008).