

На правах рукописи



Тимофеев Иван Владимирович

**ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ МОДЫ В ОПТИКЕ  
РЕЗОНАНСНЫХ, НЕЛИНЕЙНЫХ И АНИЗОТРОПНЫХ  
ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ**

Специальность 01.04.05 - оптика

АВТОРЕФЕРАТ  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Красноярск 2017 г.

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном научном учреждении «Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук» (ФИЦ КНЦ СО РАН)

Институте физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленном подразделении ФИЦ КНЦ СО РАН (ИФ СО РАН)

**Научный консультант:** **Ветров Степан Яковлевич**

доктор физико-математических наук, профессор

**Официальные оппоненты:** **Беляков Владимир Алексеевич**

доктор физико-математических наук, профессор,  
Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау  
РАН.

**Шандаров Владимир Михайлович**

доктор физико-математических наук, профессор  
кафедры СВЧ и КР ФГБОУ ВО «Томский  
государственный университет систем управления и  
радиоэлектроники»

**Салмин Владимир Валерьевич**

доктор физико-математических наук, профессор,  
зав. кафедрой медицинской и биологической  
физики ФГБОУ ВО КрасГМУ им. проф.  
В.Ф.Войно-Ясенецкого Минздрава России

**Ведущая организация:**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
**«Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова»**

Зашита состоится 06 октября 2017 года в 14 часов 30 мин. на заседании диссертационного совета **Д.003.055.02** Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук» (ФИЦ КНЦ СО РАН) по адресу: 660036 г. Красноярск, Академгородок, 50, стр.38

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФ СО РАН и на сайте <http://kirensky.ru>

Автореферат разослан «15» августа 2017 года.

Ученый секретарь  
диссертационного совета,  
доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник



Втюрин  
Александр  
Николаевич

# Общая характеристика работы

Диссертационная работа посвящена исследованию взаимодействия оптического излучения с фотонными кристаллами (ФК) [1], периодическими мезоструктурами, в которых оптический отклик изменяется на масштабе длины волны. В качестве компонентов этих структур были рассмотрены оптические материалы с нетривиальным оптическим откликом. Во-первых, это материалы с сильной частотной дисперсией, такие как металл-диэлектрические нанокомпозиты, проявляющие плазмонный резонанс. Во-вторых, это нелинейно-чувствительные материалы. И, наконец, анизотропные материалы, такие как жидкие кристаллы. Описываются фундаментальные эффекты, не проявляющиеся в однородных материалах, и допускающие практическое применение, в частности, в спектроскопии и устройствах оптоэлектроники.

**Актуальность темы исследования.** Ранее считавшееся невозможным постепенно превращается в технологии. Подобно тому как столетием раньше радиоэлектроника, сегодня фотоника направляет технический прогресс в ногу с передовыми научными открытиями. Оптические частоты становятся столь же доступными, как радиоволны, а на место радиоаппаратуры приходят металповерхности [2] и метаматериалы с широко проектируемыми оптическими свойствами [3]. Фотонные структуры содержательно наполняют передовые области исследования от оптоэлектроники и беспроводной передачи информации до квантового компьютера, от дисплейных технологий до получения изображений со сверхразрешением и оптической маскировки, от фотовольтаики до искусственного фотосинтеза.

Оптические среды, структурированные на масштабе волны, резонансно взаимодействуют со светом благодаря пространственной периодичности, позволяющей называть их фотонными кристаллами. Конструктивная интерференция множества слабых отражений порождает фотонные запрещенные зоны (стоп-зоны). При этом на особенностях структуры локализуются электромагнитные волны, определяющие поверхностные и объемные оптические свойства, проявляющиеся в спектрах. Локализованные моды отражают симметрию структур, например, хиральность [4,5] или РТ-симметрию [6], могут переносить ненулевой топологический заряд [7]. Дефектные слои порождают оптические резонансы и соответствующие спектральные линии в стоп-зоне. На частотах, соответствующих краю стоп-зоны, в ФК с конечным числом периодов поле локализуется в виде синусоидальных огибающих с узлами на границах ФК-структур. На отдельных границах возникают поверхностные состояния, в частности, оптические таммовские состояния (OTC) [8,9], которые могут возбуждаться перпендикулярно границе. В этом случае они представляют собой локализованные поверхностные состояния, не переносящие энергии вдоль границы и экспоненциально спадающие в обе стороны по мере удаления от границы. Разнообразие локализованных состояний определяется многообразием структур, которые позволяют конструировать современные технологии. Деталями этого фотонного конструктора могут стать произвольные оптические материалы и метаматериалы: нелинейные, резонансные, анизотропные. В частности, используются нанокомпозитные вещества, обладающие сильным оптическим откликом благодаря плазмонному резонансу –

в этом случае говорят о резонансных фотонных кристаллах (РФК) [10, 11]. Либо используются жидкокристаллические (ЖК) структурные элементы, управляемые электрическим напряжением – в этом случае можно говорить о ФК-ЖК структурах [12]. Уровень техники позволяет рассчитать, изготовить и измерить сложнейшие структуры. Процедуры эти трудоемки, доступны только в передовых научных центрах и, главное, не очевидны. Ключ к пониманию и поиску новых эффективных структур часто дают простейшие аналитические модели. Уже в одномерно-периодических структурах проявляется большая часть явлений, связанных с ФК. К таким структурам относятся эпитаксиально выращенные слоистые структуры, которые, к тому же, имеют ряд технологических преимуществ в сравнении со структурами, изготовленными травлением или литографией. Обычно слоистые среды описываются скалярным уравнением Хилла. Простейшим случаем признается уравнение Матье для гармонического потенциала, которое не имеет аналитического решения. Случай ступенчатого потенциала имеет кусочно гладкое аналитическое решение и описывает среды, состоящие из однородных изотропных слоев. Учет частотной дисперсии не вызывает затруднений, по крайней мере в квазистационарном приближении. Нелинейность оптического отклика существенно усложняет задачу. Уже в простейшем случае керровской нелинейности однородная пластинка описывается через синусы Якоби. Описание анизотропных материалов выходит за границы применимости уравнения Хилла и дает другое аналитическое решение в случае геликоидально закрученной оси анизотропии. Язык зонной структуры и дисперсионных уравнений физики твердого тела естественно переходит в ФК. Особенность фотоники в том, что типичные структуры изготавливаются по методу сверху-вниз и, как правило, имеют малое число периодов. Закономерности, которыми можно было пренебречь при большом числе периодов, проявляются в качественно новых свойствах в ФК-фильтрах и ФК-волноводах.

Стремительность прогресса сдерживается неполнотой ответов на фундаментальные вопросы. Приводит ли к качественным изменениям понижение размерности периодической структуры, изменение числа периодов? Насколько полна аналогия поведения света и электронов в фотонной и полупроводниковой сверхрешетках? Что нового можно извлечь из векторной природы уравнений Максвелла в сравнении с уравнением Шредингера? Как оказывается синергетическая связь резонансной частотной дисперсии фотонного кристалла и оптического отклика используемого материала? Необходима дальнейшая разработка названных вопросов, еще не вполне выясненных.

**Цели и задачи диссертационной работы.** Основные востребованные цели – это развитие подходов к проектированию и описанию мезоструктурированных сред, содержащих материалы с частотной дисперсией, нелинейностью и анизотропией; изучение особенностей распространения и локализации света в таких средах; поиск новых методов управления оптическими и спектральными свойствами таких сред. Для достижения поставленных целей предлагалось решить следующие **задачи**:

1. Изучить спектральные и поляризационные особенности распространения оптического излучения в одно- и двумерных ФК, содержащих в качестве структурных элементов анизотропные и резонансные материалы с сильным оптическим откликом. Моделиро-

вать управление оптическими свойствами таких сред, варьируя структурные параметры, а также оптические свойства составляющих материалов.

2. Исследовать оптические таммовские состояния, локализованные на краю ФК, ограниченного металл-диэлектрическим нанокомпозитом. Изучить спектральное проявление оптических таммовских состояний, обусловленное наличием отрицательных значений вещественной части эффективной диэлектрической проницаемости для частот видимой области спектра.
3. Исследовать влияние керровской нелинейности на прохождение лазерного излучения в одномерном ФК с таким пространственным распределением показателя преломления, которое позволяет устраниТЬ в спектре пропускания осцилляции на краях фотонной запрещенной зоны (аподизация) и усилить крутизну кривой пропускания. Изучить спектр пропускания такого ФК для двух противоположных направлений распространения лазерного излучения вблизи края запрещенной зоны, где проявляется необратимость нелинейного пропускания. Исследовать возможность построения оптического изолятора (вентиля) на этой основе.
4. Изучить проявления поляризационных эффектов внутри ФК, содержащего ЖК с закрученной оптической осью, управляя ориентацией ЖК при помощи электрического напряжения, теплового и светового воздействий. Объяснить наблюдаемые в оптических спектрах скачки номера обыкновенной и необыкновенной мод. Изучить возможность применения таких структур в характерных для ЖК технологиях построения дисплеев и умных окон, датчиков и дифракционных решеток. Выявить влияние хиральной симметрии среды на структуру локализованного светового поля.
5. Исследовать аномальные спектральные сдвиги пиков пропускания, наблюдаемые при закручивании оптической оси ФК-ЖК структур. Обосновать получаемые значения эффективного показателя преломления вне интервала между продольным и поперечным показателями преломления ЖК.
6. Исследовать локализацию света в анизотропных структурах и соответствующее усиление поглощения для целей фотовольтаики. Выяснить возможность существования оптического таммовского состояния на границе между слоем холестерического жидкого кристалла и зеркальной поверхностью. Рассмотреть анизотропные зеркала для согласования поляризации поля на границе.

**Научная новизна диссертационной работы.** В процессе решения поставленных задач получен ряд новых результатов.

1. Изучены спектральные и поляризационные особенности распространения оптического излучения в одно- и двумерных ФК, содержащих в качестве структурных элементов резонансные и анизотропные материалы с сильным оптическим откликом. *Впервые*

описано резонансное спектральное расщепление границы запрещенной зоны, а также дефектной моды ФК, содержащего металл-диэлектрический нанокомпозит.

2. *Впервые* изучены оптические таммовские состояния, локализованные на краю ФК, ограниченного слоем металл-диэлектрического нанокомпозита.
3. *Впервые* предложена одномерная аподизованная ФК-структура с большой керровской нелинейностью, которая ведет себя как эффективный оптический изолятор.
4. *Объяснен* скачок номера моды, наблюдаемый в оптических спектрах ФК-ЖК структур с закрученной оптической осью.
5. *Предсказан* обусловленный геометрической фазой спектральный сдвиг пиков пропускания, наблюдаемый в ФК-ЖК структурах с закрученной оптической осью. Данный сдвиг был обнаружен экспериментально.
6. *Впервые* описано оптическое таммовское состояние на границе между хиральным и нехиральным зеркалами на примере холестерического жидкого кристалла и анизотропной подложки.

#### **Положения, выносимые на защиту:**

1. В одно- и двумерных резонансных фотонных кристаллах, содержащих пары металлов либо металл-диэлектрический нанокомпозит, реализуется резонансное расщепление границы стоп-зоны или дефектной моды.
2. Найдено оптическое таммовское состояние на границе ФК и металл-диэлектрического нанокомпозита.
3. Рассчитан полностью оптический изолятор на основе одномерного аподизированного фотонного кристалла с керровской нелинейностью.
4. Скачок номера моды, наблюдаемый в оптических спектрах фотонного кристалла, содержащего анизотропную среду с закрученной оптической осью, является проявлением квазипересечения спектральных линий вследствие связи локализованных мод для обычной и необыкновенной поляризаций.
5. Аномальный спектральный сдвиг пиков пропускания, наблюдаемый в анизотропном фотонном кристалле при вращении оптической оси жидкого кристалла в плоскости слоев, обусловлен геометрической фазой.
6. Найдено оптическое таммовское состояние, локализованное на границе между хиральным и нехиральным зеркалами в виде слоя холестерического жидкого кристалла и сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала.

**Теоретическая и практическая значимость** работы определяется тем, что достигнутый уровень понимания и описания соответствующих физических механизмов позволяет продвинуться в решении проблемы эффективности управления спектральными и поляризационными свойствами света в ФК-структурах. Описан ряд фотонных устройств со спектральными свойствами, оптимизированными за счет резонансных, нелинейных и анизотропных материалов. Создан ряд физических моделей, способных предсказывать спектральные и поляризационные свойства различных конфигураций ФК. Разработано оригинальное программное обеспечение, которое позволяет прогнозировать характер распространения оптического излучения в ФК для конкретных конфигураций с феноменологическим учетом характерных технологических погрешностей. Такие предсказательные возможности модели позволяют предложить оптимизированные параметры ФК до этапа трудоемкой экспериментальной реализации. Предложен ряд миниатюрных ФК-ЖК устройств размером порядка микрометра, позволяющих управлять поляризацией распространяющегося оптического излучения: поляризационно-чувствительные оптические фильтры, управляемые электрическим напряжением; энергоэффективные световые затворы для ЖК-дисплеев и умных окон.

**Методология и методы исследования.** Основу диссертации составляют качественные, аналитические, полуаналитические и численные методы, адаптированные к построению конкретных теоретических моделей. Это теория связанных мод [1, 13]. Решение дисперсионных уравнений для ФК [14]. Зонная структура двумерного ФК – метод разложения собственных функций по плоским волнам, модифицированный метод для резонансных сред [15]. Метод матрицы переноса (трансфер-матрицы) для расчета спектра пропускания и распределения поля в неоднородной среде. Метод рекуррентных соотношений [16]. Обобщение на многомерный случай – метод Пенди [17], матрица рассеяния. Обобщение на случай сильно нелинейных сред, учитывающее бистабильность предиктор-корректорным алгоритмом, аналитическое решение для нелинейной пластинки [18]. Обобщение на случай анизотропных сред – методы Берремана и Джонса. Построение фазовых и конфигурационных траекторий системы на сфере Пуанкаре и гиперсфере в стереографической проекции. Вариация свободной энергии и моменты Франка в континуальной теории упругости ЖК. Перечисленные методы были использованы для получения результатов, многие методы апробированы на экспериментальных данных.

**Степень достоверности и апробация результатов.** Полученные результаты представлены мировому научному сообществу и касаются востребованных тематик: ФК, жидкие кристаллы, плазмоника и метаматериалы, нанокомпозиты. Результаты получены с использованием современных методов моделирования в оптике (методы Берремана, Пенди, Франка). Эти методы используются передовыми научными группами, требуют высокой квалификации и серьезной переработки в применении к конкретной задаче. Проведенные нами расчеты убедительно согласуются с проведенными измерениями, как правило, в пределе нескольких процентов, даже когда речь идет о спектральном сдвиге в доли нанометра. Эти расчеты позволили предсказать новые, востребованные в современных приложениях мирового уровня, экспериментальные явления.

Материалы диссертации опубликованы в 39 печатных работах в рецензируемых журналах из списка ВАК, среди которых “Письма в ЖЭТФ”, “ЖЭТФ”, “Physical Review E”, “Optics Express”, “Optics Materials Express”, “Optics Letters”, “Optics Communications”, “Journal of Optics”, “Квантовая электроника”, “ФТТ”, “Оптика и спектроскопия”. Результаты представлены на конференциях на Тайване, в Испании (Сан Фелио де Гишольс), Германии (Мюнхен), Москве, С.-Петербурге, Новосибирске, Саратове, Томске, Иркутске и Красноярске.

**Личный вклад автора.** Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Все изложенные в диссертации оригинальные результаты получены автором, либо при его непосредственном участии. Автором осуществлялся выбор направлений и объектов исследований, разработка теоретических и численных подходов, проектирование и оптимизация параметров образцов перед их созданием, анализ и обсуждение результатов экспериментов. Основная часть численных расчётов, а также разработка и тестирование программ, выполнены лично автором или при его непосредственном участии. Алгоритмы расчета спектров пропускания и зонной структуры двумерных ФК были реализованы совместно с Н.В. Рудаковой, А.Д. Макушкиным и М.В. Сентябовой. Алгоритмы расчета резонансных слоистых сред реализованы совместно с П.С. Панкиным, Р.Г. Бикбаевым и А.Ю. Авдеевой. Разработка и отладка метода Берремана проводились совместно с М.В. Пятновым. Методология нахождения параметров оптических материалов для расчета слоистых структур отрабатывалась совместно с С.А. Мысливцом.

**Структура и объём диссертации.** Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения и библиографии. Общий объём диссертации 254 страниц, из них 219 страниц текста, включая 70 рисунков. Библиография включает 353 наименования на 35 страницах.

## Содержание работы

**Введение** отражает актуальность рассматриваемых в работе проблем, сформулированы цель и задачи диссертации, приведены основные положения, выносимые на защиту. Указаны научная новизна и практическая значимость выполненной работы.

**Глава 1** диссертационной работы посвящена исследованию особенностей распространения электромагнитных волн в фотонных кристаллах, содержащих компоненты с резонансной частотной дисперсией.

Рассматриваемая ФК-структура представляет собой конечную слоистую среду, состоящую из чередующихся слоев двух материалов со структурным дефектом решетки (рис. 1). В качестве дефектного слоя был выбран слой нанокомпозита. Обсуждаемая структура характеризуется комплексной диэлектрической проницаемостью нанокомпозита  $\epsilon_{mix}(\omega) = \epsilon'_{mix}(\omega) + i\epsilon''_{mix}(\omega)$ . Далее будем считать, что среда, в которую помещена слоистая структура, является вакуумом. Диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_{mix}$  определяется формулой Максвелла-Гаренетта, широко применяемой при рассмотрении матричных сред, когда в ма-

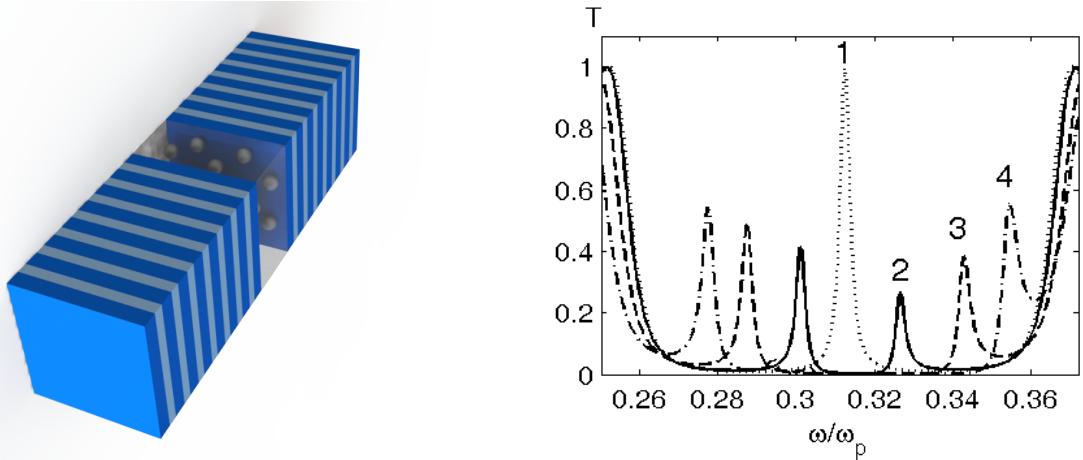


Рисунок 1: Слева: Схематическое представление одномерной фотонной структуры с дефектом решетки, заполненным металл-диэлектрическим нанокомпозитом. Справа: Спектр пропускания при различных значениях фактора заполнения для диэлектрической проницаемости нанокомпозита (1):  $f = 0$ ,  $f = 0.01$ (2, сплошная линия),  $f = 0.05$  (3, пунктирная),  $f = 0.1$  (4, штрихпунктирная),  $\theta=0^\circ$

териале матрицы диспергированы изолированные включения малой объемной доли [19]:

$$\varepsilon_{mix} = \varepsilon_d \left[ 1 + \frac{f (\varepsilon_m - \varepsilon_d)}{\varepsilon_d + (1-f) (\varepsilon_m - \varepsilon_d)/3} \right], \quad (1)$$

где  $f$  – фактор заполнения, то есть доля наночастиц в матрице,  $\varepsilon_m(\omega)$  и  $\varepsilon_d$  – диэлектрические проницаемости соответственно металла из которого изготовлены наночастицы и матрицы,  $\omega$  – частота излучения. Размер наночастиц значительно меньше длины волн и глубины проникновения поля в материал. Диэлектрическую проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы, найдем, используя приближение Друде:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon_0$  – постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов связанных электронов,  $\omega_p$  – плазменная частота,  $\gamma$  – величина, обратная времени релаксации электронов.

В качестве материалов чередующихся слоев ФК рассматриваем двуокись цикория ( $ZrO_2$ ) с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_a = 4.16$  и двуокись кремния ( $SiO_2$ ) с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_b = 2.10$ . Толщины слоев соответственно  $W_a = 50$  нм и  $W_b = 74$  нм. Диэлектрический слой нанокомпозита толщиной  $W_d = 130$  нм состоит из серебряных наношаров, взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Для серебра  $\varepsilon_0 = 5.00$ ,  $\omega_p = 9$  эВ,  $\gamma = 0.02$  эВ [20], для стекла  $\varepsilon_d = 2.56$ .

На рис. 1 представлен спектр пропускания для различных значений фактора заполнения. Видно, что величина расщепления увеличивается с ростом концентрации серебряных наношаров в дефектном слое. Так, например, при увеличении  $f$  от значения 0.01 до 0.1, расщепление возрастает в 3 раза и достигает 101 нм.

Выполнены исследования спектральных свойств ФК со структурным элементом из резонансно поглощающего металл-диэлектрического нанокомпозита, состоящего из сферических серебряных наношаров, взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Выявлен ряд важных особенностей в спектре пропускания ФК, которые обусловлены, прежде всего, резонансным характером эффективной диэлектрической проницаемости нанокомпозита и её существенной зависимостью от фактора заполнения  $f$ . Результаты получены с помощью метода матрицы переноса.

Показано, что расщепление дефектной моды весьма чувствительно к концентрации наночастиц  $f$  и может достигать значения 100 нм. Световое поле, соответствующее дефектным модам, локализовано вблизи дефекта в области с размером соизмеримым с длиной волны. Показана также возможность эффективного управления спектром пропускания ФК путем изменения угла падения. При заданном значении фактора заполнения  $f$  существуют углы падения, при которых возникают качественные изменения в спектре пропускания ФК, – появляются дополнительные полосы пропускания и запрещенные зоны. Важно отметить, что ФК с дефектным слоем нанокомпозита, заполненного серебряными наношарами, позволяет работать в видимой области длин волн.

**Глава 2** описывает состояния, локализованные на краю фотонного кристалла, ограниченного пленкой металл-диэлектрического нанокомпозита.

Широкую известность получила весьма близкая формальная аналогия квантовой теории электронов в кристаллах и теории распространения электромагнитного излучения в периодических средах. Эта аналогия может применяться при изучении как объемных свойств ФК, так и поверхностных электромагнитных волн на поверхности ФК. Кроме распространяющихся поверхностных волн на границе двух ФК или ФК и среды с  $\epsilon < 0$  можно получить состояние в виде стоячей поверхностной волны, которое имеет нулевое волновое число вдоль поверхности и не переносит энергию, – наблюдать такое состояние можно при падении волн по нормали к слоям ФК [8]. Уравнение Максвелла для электрического поля в этом случае является точным аналогом одноэлектронного уравнения Шредингера для полубесконечного кристалла, решением которого является таммовское поверхностное состояние. В силу этого электромагнитный аналог таммовского электронного состояния называется оптическим таммовским состоянием (OTC), или, иначе, таммовским плазмон-поляритоном.

Рассматриваемая ФК-структура представляет собой слоистую среду, ограниченную конечным нанокомпозитным слоем (рис. 2). Элементарная ячейка фотонного кристалла сформирована из материалов а и б с толщинами слоев и диэлектрическими проницаемостями соответственно  $W_a, \epsilon_a$  и  $W_b, \epsilon_b$ . Слой нанокомпозита толщиной  $W_d$  состоит из металлических наночастиц в форме эллипсоидов вращения, равномерно распределенных в диэлектрической матрице и ориентированных вдоль оси вращения, совпадающей с осью x.

Убывание поля локализованной на границе электромагнитной моды вглубь нанокомпозита обусловлено отрицательной диэлектрической проницаемостью нанокомпозита ( $\epsilon'_{mix}(\omega) < 0$ ), при которой нанокомпозит подобен металлу. Согласно уравнению Френеля, амплитуда отражения равна отношению вида  $(1 - \sqrt{\epsilon})/(1 + \sqrt{\epsilon})$ . Для отрицательных действительных

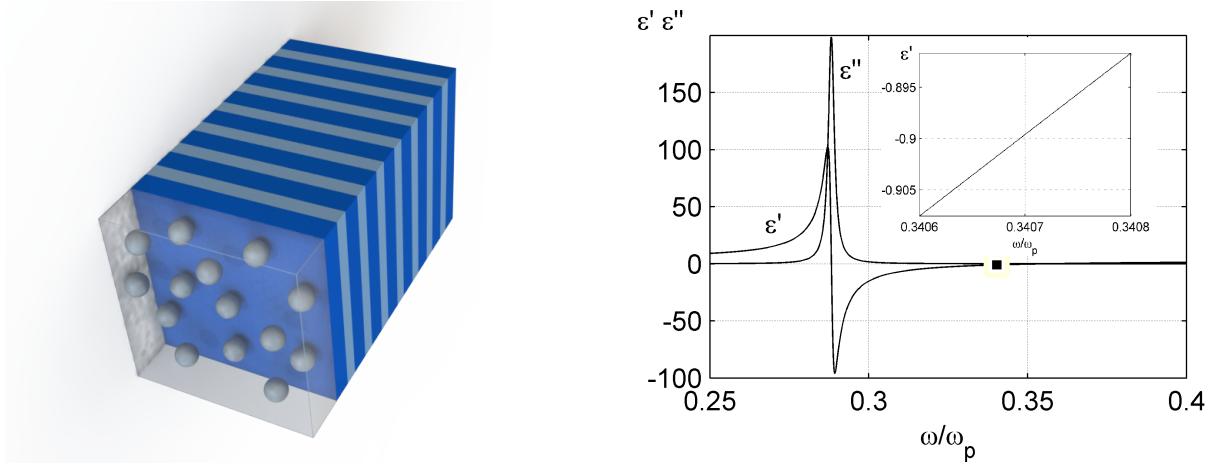


Рисунок 2: Слева: Схематическое представление одномерного ФК, сопряженного со слоем нанокомпозита. Справа: Зависимости мнимой  $\varepsilon''_{mix}(\omega)$  и действительной  $\varepsilon'_{mix}(\omega)$  частей эффективной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{mix}(\omega)$  от частоты, нормированной на плазменную частоту  $\omega_p$ . Фактор заполнения  $f = 0.2$ . На вставке приведены, в увеличенном масштабе, отрицательные значения  $\varepsilon'_{mix}(\omega)$  в окрестности частоты, соответствующей таммовскому состоянию (см. рис. 3)

$\varepsilon$  это отношение по модулю равно 1. Однако, с переходом  $\varepsilon$  в положительную действительную область отражение начинает резко падать. Убывание поля по направлению вглубь ФК связано с брэгговским отражением в объеме периодической слоистой среды.

Для определенности, как и в главе 1, в качестве материалов чередующихся слоев ФК рассматриваем двуокись циркония ( $ZrO_2$ ) и двуокись кремния ( $SiO_2$ ), с теми же толщинами слоев, число слоев  $N=21$ . Диэлектрический слой нанокомпозита толщиной  $W_d = 150$  нм состоит из серебряных наношаров, взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Частотные зависимости вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости, вычисленные по формуле (1) с подстановкой (2), показывают, что с ростом объемной концентрации наношаров частота  $\omega_0$ , соответствующая резонансу в дефектном слое, смещается в низкочастотную область. При этом полуширина резонансной кривой  $\varepsilon''_{mix}(\omega)$  изменяется незначительно, существенно модифицируется кривая  $\varepsilon'_{mix}(\omega)$ , увеличивается область частот, для которых  $\varepsilon'_{mix}(\omega) < 0$ . На рис. 2 приведены, для примера, зависимости  $\varepsilon'_{mix}(\omega)$  и  $\varepsilon''_{mix}(\omega)$  для фактора заполнения  $f = 0.2$ . Наблюдаемый резонанс на частоте  $\omega = 0.2882 \omega_p$ , с соответствующей длиной волны  $\lambda = 451.5$  нм, связан с плазмонным резонансом наночастиц [21]. Из-за сферической формы наночастиц резонансная частота втрое меньше плазменной частоты.

На рис. 3а представлены спектры пропускания при нормальном падении света для трех структур: 1) ФК, 2) слой нанокомпозита и 3) ФК, сопряженный со слоем нанокомпозита. Из рисунка видно, что запрещенная полоса частот нанокомпозита существенно перекрывается с запрещенной зоной фотонного кристалла и, очевидно, обусловлена поглощением света в нанокомпозите и наличием частотной области, в которой нанокомпозит подобен металлу с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon'_{mix}(\omega) < 0$  (см. рис. 2). Кроме того, из рисунка видно, что вблизи высокочастотной границы фотонной запрещенной зоны ФК возникает полоса

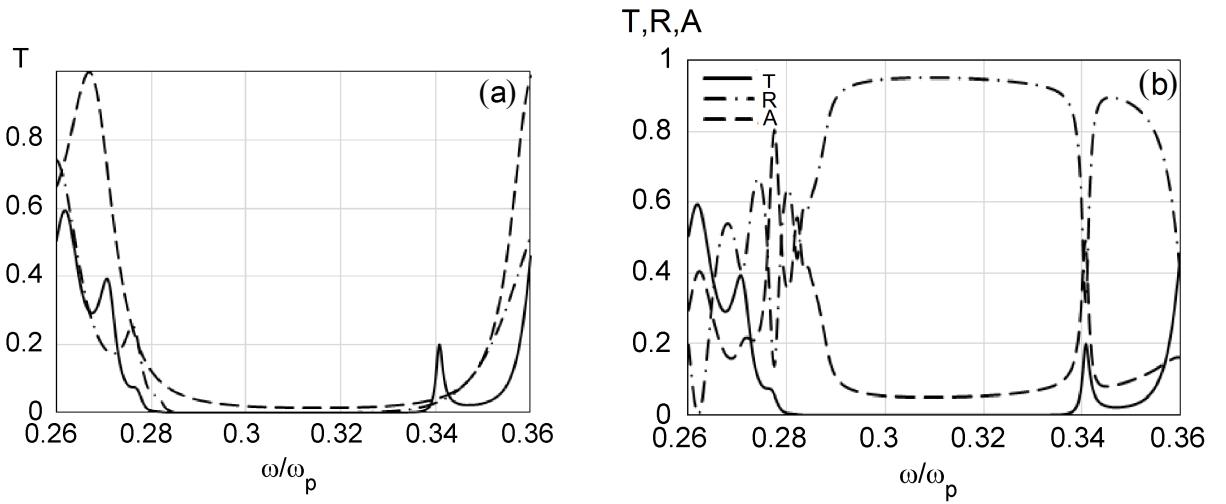


Рисунок 3: Коэффициенты пропускания как функции частоты при нормальном падении света на ФК (штриховая линия), на слой нанокомпозита (штрихпунктирная линия) и на ФК, сопряженный со слоем нанокомпозита (сплошная линия) (а); коэффициенты пропускания  $T$ , отражения  $R$  и поглощения  $A$ , как функции от частоты, при нормальном падении света на ФК, сопряженный со слоем нанокомпозита (б). Толщина слоя нанокомпозита  $d_{mix} = 150$  нм, фактор заполнения  $f=0.2$

пропускания, соответствующая таммовскому состоянию, локализованному на границе фотонного кристалла, сопряженного с нанокомпозитом.

Найденное оптическое таммовское состояние существует лишь в весьма узком частотном интервале, в котором нанокомпозит подобен металлу (см.вставку на рис. 2). На частоте таммовского состояния диэлектрическая проницаемость нанокомпозита  $\epsilon'_{mix}(\omega) = -0.8996 + 0.0882i$ . На этой же частоте диэлектрическая проницаемость пленки серебра в приближении Друде (2), которое следует из (1) при факторе заполнения  $f=1$ , определяется выражением  $\epsilon = -3.6146 + 0.0562i$ .

Распределение интенсивности электрического поля в образце при контакте ФК с нанокомпозитной пленкой иллюстрируется на рис. 4 для частоты таммовского состояния. Из рисунка видно, что таммовское локализованное состояние отчетливо проявляется при использовании нанокомпозитного слоя. Световое поле в таммовском плазмон-поляритоне локализовано в области, соизмеримой с длиной волны.

Таким образом, выполнены исследования спектральных свойств одномерного ФК, ограниченного резонансно поглощающим слоем нанокомпозита, который состоит из серебряных наночастиц, взвешанных в прозрачном оптическом стекле. Результаты получены с помощью метода матрицы переноса. Выявлено спектральное проявление оптических таммовских состояний, обусловленное наличием в видимой области частотного интервала отрицательных значений эффективной резонансной диэлектрической проницаемости, характеризующей нанокомпозит.

Показано, что при нормальном падении света на ФК, сопряженный с нанокомпозитом, в спектре пропускания наблюдается пик внутри фотонной запрещенной зоны, соответствую-

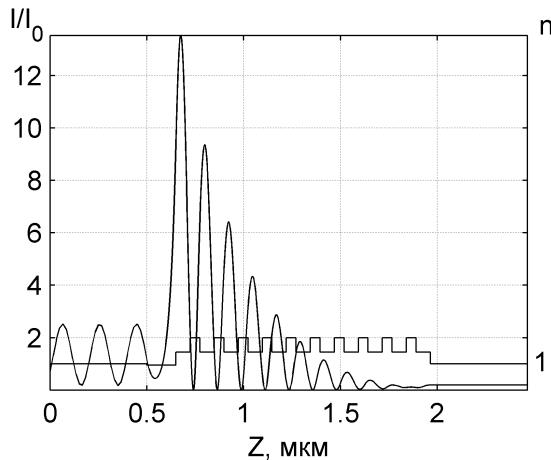


Рисунок 4: Пространственное распределение показателя преломления  $n$ . Интенсивность поля, нормированная на входную интенсивность построена на частоте ОТС для случая контакта ФК с нанокомпозитной пленкой. Толщина пленки 150 нм, фактор заполнения  $f=0.2$

щий возбуждению ОТС. Характеристики локализованных на краю ФК таммовских состояний весьма чувствительны к изменению объемной доли наношаров в пленке нанокомпозита и к её толщине. Показано, что посредством изменения объемной доли наношаров в пленке нанокомпозита, толщины нанокомпозитного слоя, можно эффективно управлять частотой и степенью локализации таммовских состояний. Установлено, что существуют такие толщины пленок нанокомпозита, при которых ОТС наблюдается на границе ФК, сопряженного с нанокомпозитом.

**Глава 3** посвящена оптической необратимости в фотонных кристаллах с керровской нелинейностью. Оптический изолятор (диод) является одним из основных компонентов для всецело оптической обработки сигнала и коммуникаций. Однако, при линейном отклике материалов, диодный эффект невозможен [22] в силу обратимости уравнений Максвелла. Аналогично электронному диоду, который широко используется при обработке информации, оптический диод предлагается для односторонней передачи оптических сигналов с определенной частотой и интенсивностью. Предложена одномерная слоистая среда, обладающая почти П-образной кривой отражения, лежащей в ближней ИК-области. Пространственная симметрия структуры нарушена подложкой. Распределение показателя преломления (рис. 5) задано в виде

$$n(z) = \begin{cases} n_0, & z \leq z_0, \\ n_0 + (-1)^l \Delta n \sin^2 \frac{\pi(l-1/2)}{N}, & z_{l-1} < z \leq z_l, l = 1, 2, 3, \dots N, \\ n_{\text{sub}}, & z_N < z \leq z_{N+1}, \\ n_0, & z_{N+1} < z, \end{cases} \quad (3)$$

где считается, что вне кристалла находится однородная среда, показатель преломления которой  $n_0$  совпадает с его средним значением для ФК,  $n_{\text{sub}}$  — показатель преломления подложки,

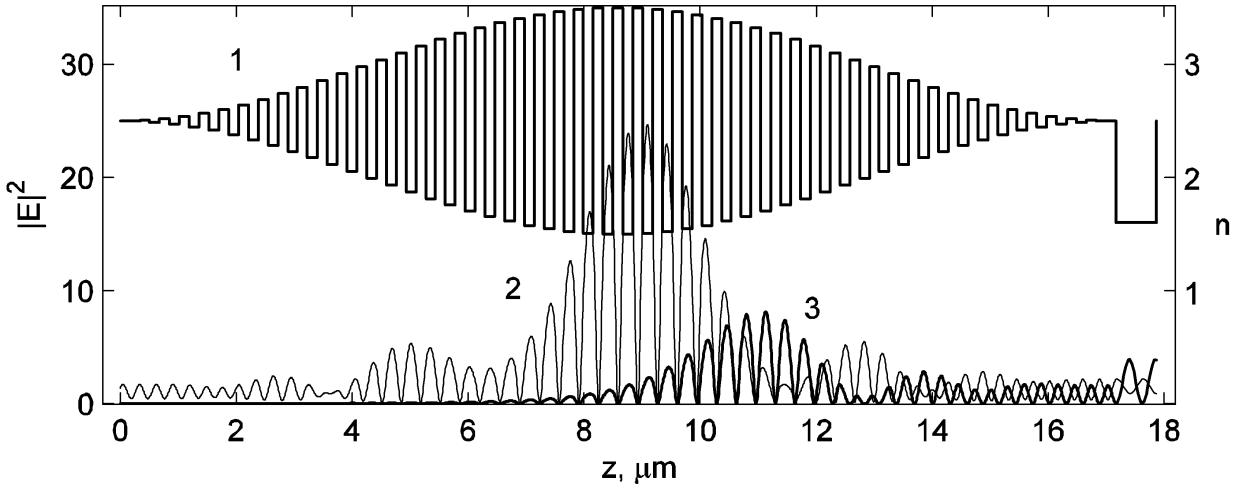


Рисунок 5: Пространственное распределение показателя преломления и квадрата модуля электрического поля в среде. 1 — распределение показателя преломления; 2, 3 — распределение квадрата модуля поля при распространении излучения, соответственно, слева направо и наоборот. Поле нормировано на входную интенсивность. Длина волны падающего излучения  $\lambda = 1438$  нм в вакууме. Пропускание в прямом направлении составляет 90.3%, в обратном — 3.2%

толщины всех слоев ( $z_l - z_{l-1}$ ) одинаковы. Эффективный показатель преломления

$$\tilde{n}^2(z) = n^2(z) + \beta I(z)/I_0, \quad (4)$$

где  $I_0$  — входная интенсивность света.

На рис. 5 иллюстрируется распределение по образцу интенсивности поля с длиной волны  $\lambda = 1438$  нм. ФК состоит из 101 слоя, с толщиной каждого слоя  $d = 170$  нм и показателями преломления  $n_0 = 2.5$ ,  $\Delta n = 1$ . Симметрия структуры нарушена подложкой, толщина которой  $d_f = 700$  нм, а коэффициент преломления  $n_{\text{sub}} = 1.6$ . Общая толщина рассматриваемой многослойной среды составляет  $L = 17.87$  мкм и при длительности импульса  $\tau \geq 1$  пс можно пользоваться стационарным приближением  $L \ll \tau c$ . Безразмерный параметр, характеризующий эффективность нелинейного взаимодействия  $\beta = 0.008$ . Для кремния кубическая восприимчивость составляет  $\chi^{(3)} \approx 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/эрд и, следовательно, входная интенсивность лазерного излучения  $I_0 \sim 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>.

Для противоположных направлений распространения света интенсивности сильно отличаются, и в обоих случаях поля локализуются в слоях с низким показателем преломления. Для света, падающего слева, оптическое поле в центральных слоях среды возрастает в 25 раз. Несмотря на такое увеличение поля, нелинейное изменение коэффициента преломления в центре среды не превышает 3%, и керровское приближение остается оправданным.

Численный расчет распределения поля в образце в линейном приближении сводится к нахождению падающей и отраженной волн последовательно в каждом слое, начиная от правой границы среды при помощи домножения вектора комплексных амплитуд распространяю-

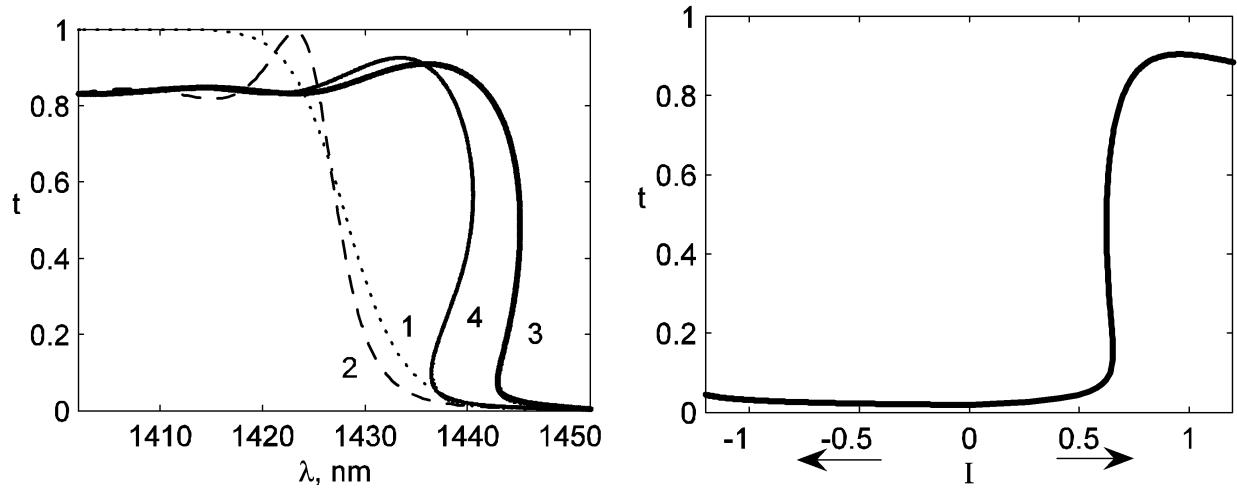


Рисунок 6: Слева: Спектр пропускания ФК вблизи левого края фотонной запрещенной зоны. 1 — для линейного ФК без подложки. 2 — для линейного ФК с нарушенной пространственной симметрией. 3, 4 — для ФК с керровской нелинейностью, в случае распространения излучения, соответственно, слева направо и наоборот. Справа: Зависимость пропускания от интенсивности излучения для  $\lambda = 1438$  нм. Положительные значения интенсивности соответствуют случаю, когда излучение падает слева и выходит с правой стороны образца. Отрицательные значения соответствуют противоположному случаю.  $I = \pm 1$  соответствует  $\beta = 0.008$ . Другие параметры те же, что и для рис. 5

щихся в слое волн на матрицу переноса слоя. С ростом интенсивности падающего излучения показатели преломления в слоях изменяются под влиянием поля. Изначально линейный показатель преломления подставляется в матрицу переноса, а найденные с его помощью амплитуды полей дают уточненный показатель преломления (4), который используется в качестве нового затравочного значения. Итерации быстро сходятся. На выходе из образца подбирается такое значение амплитуды из интервала [0.1], которое дает единичную амплитуду поля на входе.

На рис. 6а представлен спектр пропускания линейного ФК и ФК с кубической нелинейностью. Рассмотрены случаи, когда свет распространяется в образце слева направо и наоборот. Из рисунка видно, что для линейного ФК наличие подложки приводит к всплеску коэффициента пропускания на границе фотонной запрещенной зоны вплоть до 1. Просветление структуры объясняется деструктивной интерференцией отражений от подложки определенной оптической толщины и слоистой аподизированной структуры. В этом случае минимум в спектре пропускания подложки лежит на краю фотонной запрещенной зоны симметричного ФК. Существенно, что отмеченная особенность способствует увеличению нелинейного пропускания в прямом направлении, сохраняя значительное различие пропусканий структуры в противоположных направлениях. Рисунок демонстрирует, что кривые пропускания нелинейного кристалла существенно смешены в длинноволновую область. Такое смещение в спектре обусловлено увеличением оптической плотности слоев. Из рисунка видно также, что диодный эффект — высокое отношение коэффициентов пропускания волн, распространяю-

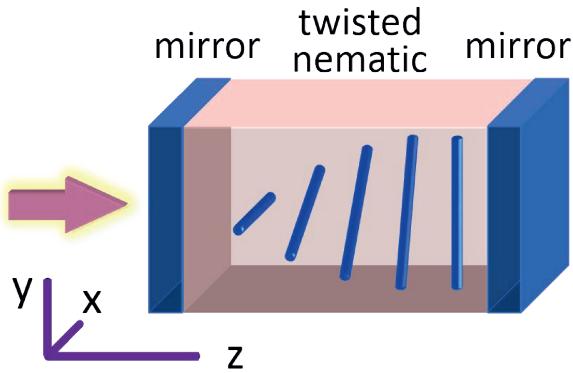


Рисунок 7: Схематически представлен ФК, содержащий ЖК с закрученной оптической осью (твист-слой). Такой ФК может рассматриваться как резонатор Фабри-Перо.

щихся в противоположных направлениях, — наблюдается в широком интервале длин волн от 1436.5 нм до 1442.9 нм. На коротковолновом краю этого интервала диод бистабилен для излучения, распространяющегося в направлении справа налево. Однако при монотонном нарастании интенсивности из двух стабильных состояний проявляется состояние с меньшим пропусканием. Во всем указанном диапазоне длин волн проявляется высокий коэффициент пропускания в прямом направлении (до 90%). Обсуждаемая модель тонкопленочной слоистой среды является оптическим аналогом электронного диода. Зависимость пропускания от входной интенсивности (рис. 6б) может служить аналогом вольт-амперной характеристики.

**Глава 4** описывает связь оптических мод в фотонном кристалле с дефектным жидкокристаллическим твист-слоем (рис. 7).

На дефектах периодических структур получаются рекордные характеристики оптического отклика. Управление оптическим спектром таких структур [23] достигается при внедрении материалов с перестраиваемыми оптическими свойствами. Одними из наиболее гибких оптических материалов являются жидкие кристаллы (ЖК). В работе [24] был предложен одномерный ФК с нематическим ЖК-дефектом, позволивший управлять положением дефектных мод в фотонной запрещенной зоне ФК при помощи внешнего электрического поля. Экспериментальное и теоретическое исследование дефектных мод в нематических ФК-дефектах в электрических и магнитных полях проведено в Институте физики им. Л.В. Киренского [12]. В спектре выделено две серии полос пропускания. Они отвечают модам, в которых поляризация света поперечна или продольна по отношению к преимущественному направлению молекул ЖК, это обычные и необычные моды, *o*- и *e*-моды, соответственно. Включение внешнего поля приводит к наклону молекул ЖК, далеких от границ. При этом *e*-моды существенно смешаются в полях, превышающих порог Фредерикса. *o*-моды не меняют своего положения. Кручение преимущественного направления молекул нематического ЖК в плоскости слоев ФК приводит к связи дефектных *o*- и *e*-мод. Нормальные моды можно назвать почти-продольными по отношению к преимущественному направлению молекул L-модами и почти-поперечными T-модами. Явление усложняется тем, что нормальные моды меняют ли-

нейную поляризацию на эллиптическую, и *o*-моды также смещаются под действием внешнего поля. Целью данной главы стало объяснение полученных экспериментальных спектров.

Для расчета структуры ЖК в твиист-ячейке под напряжением использовался метод минимизации (варьирования) свободной энергии. Получить аналитическое решение для деформации под действием электрического напряжения оказалось затруднительно. Поэтому был использован численный метод градиентного спуска по свободной энергии. Для моделирования спектра были подобраны следующие параметры структуры: пленка ITO ( $n_{ITO} = 1.88858 + 0.006 i$ ,  $d_{ITO} = 140 \text{ nm}$ ), стеклянная подложка ( $n_{sub} = 1.45$ ), ориентант ( $n_{PVA} = 1.515$ ,  $d_{PVA} = 1000 \text{ nm}$ ), дефектный слой, заполненный ЖК 5ЦБ ( $n_{\parallel} = 1.701 + 3.9 \cdot 10^{-4} i$ ,  $n_{\perp} = 1.536 + 3.9 \cdot 10^{-4} i$ ,  $d = 10815 \text{ nm}$ ). Толщина дефектного слоя не строго соответствует толщине спейсера и определяется по расстоянию между спектральными пиками (межмодовому расстоянию). Как и в главе 1, в качестве материалов чередующихся слоев взяты двуокись циркония ( $\text{ZrO}_2$ ) и двуокись кремния ( $\text{SiO}_2$ ).

На рис. 8 слева показан экспериментальный спектр пропускания света для случая, когда поляризатор ориентирован поперек направления натирки ближней подложки. Помимо основной серии пиков выделяется вторая серия малых пиков. Согласие расчетных и измеренных спектров удовлетворительное. Хотя в расчете учитывалась экстинкция материалов, спектральные пики оказались выше, чем в эксперименте, что объясняется незначительным рассеянием света на структурных неоднородностях и прочими экспериментальными неточностями, включая допуски при изготовлении многослойной структуры.

На рис. 8 справа приведен расчетный спектр пропускания неполяризованного излучения на длинноволновом крыле фотонной запрещенной зоны при повышающемся напряжении на ячейке. Этот спектр позволяет выделить четыре стадии в смещении пиков пропускания.

I)  $0 < U < U_C = 0.78 \text{ В}$ . При напряжениях ниже порога Фредерикса положение дефектных мод не меняется.

II)  $0.78 \text{ В} < U < 1.1 \text{ В}$ . При незначительном превышении порога Фредерикса, с увеличением напряжения L-моды смещаются в коротковолновую область. T-моды остаются на месте, поскольку показатель преломления для этих мод не меняется при наклоне молекул.

III)  $1.1 \text{ В} < U < 1.6 \text{ В}$ . При больших напряжениях средний слой молекул ЖК наклоняется вдоль оси распространения света. Это уменьшает анизотропию среды, приводит к срыву режима Могена и увеличению эллиптичности поляризации. Это увеличивает связь L- и T-мод при отражении на зеркалах. Усиливается расталкивание (квазипересечение) мод. Сплошными кружками обозначаются области расталкивания пиков пропускания. Штрихованные кружки – области пересечения слабо связанных мод одинаковой четности. При каждом квазипересечении номер моды меняется на единицу, для T-моды на  $+1$ , а для L-моды на  $-1$ . В общем случае, к резонансным модам эллиптической поляризации не применимо простое определение номера моды как количества пучностей стоячей волны, так как в случае интерференции встречных круговых волн одного знака узлы стоячей волны отсутствуют.

IV)  $1.6 \text{ В} < U$ . Когда напряжение превышает порог Фредерикса вдвое, средний слой молекул ЖК практически переходит в гомеотропную ориентацию, вдоль оси вращения. Моды

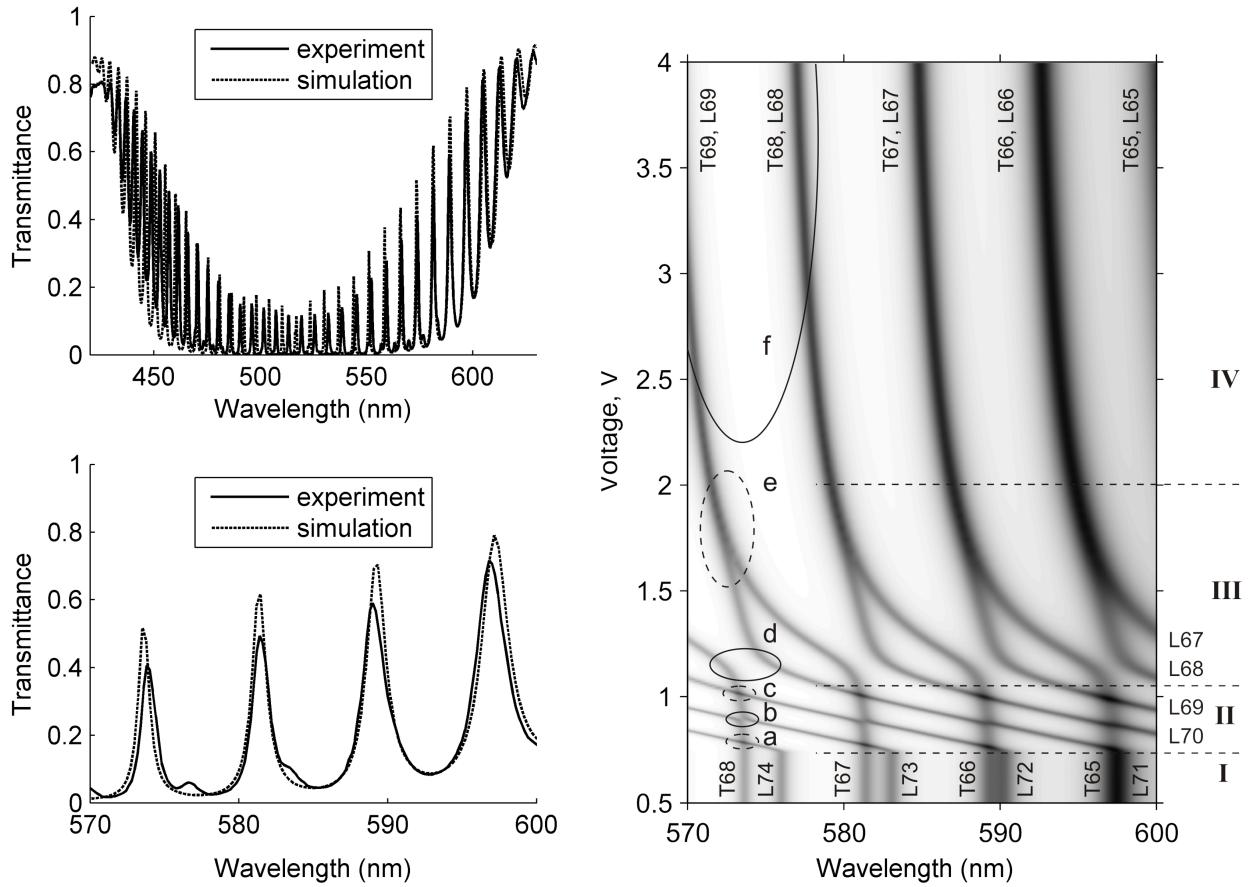


Рисунок 8: Слева: Фотонная запрещенная зона ФК-ЖК структуры для света с поляризацией, поперечной к преимущественному направлению молекул ЖКК. Сплошная линия – эксперимент, штриховая – расчет. Ниже изображен участок спектра в увеличенном масштабе. Справа: Расчетный спектр пропускания неполяризованного света в зависимости от напряжения на твист-ячейке. Черный цвет соответствует пропусканию. Кружками обведены места квазипересечения Т-моды номер 69 и L-мод с номерами 74 (a), 73 (b), 72 (c), 71 (d), 70 (e). Пунктирными линиями напряжения условно разделены на четыре интервала, соответствующие различным стадиям смещения мод

молекулы не могут создавать закручивающий момент силы. Поэтому центральный слой устраивает сцепление приповерхностных слоев ЖКК. Каждая половина слоя ЖКК возвращается в свою плоскость ориентации. Молекулы в левой половине дефекта ориентируются в горизонтальной плоскости, в правой половине дефекта – в вертикальной плоскости. L- и Т-моды сливаются, наступает вырождение по поляризации. Этот режим называется поляризационно-независимым. По мере увеличения напряжения и наклона ЖКК в гомеотропное состояние, показатель преломления уменьшается, а дублеты мод смещаются в коротковолновую область к положению незакрученной гомеотропной моды с линейной поляризацией. Как описывается в главе 5, при нулевом напряжении мода с тем же номером имеет еще более короткую длину волн.

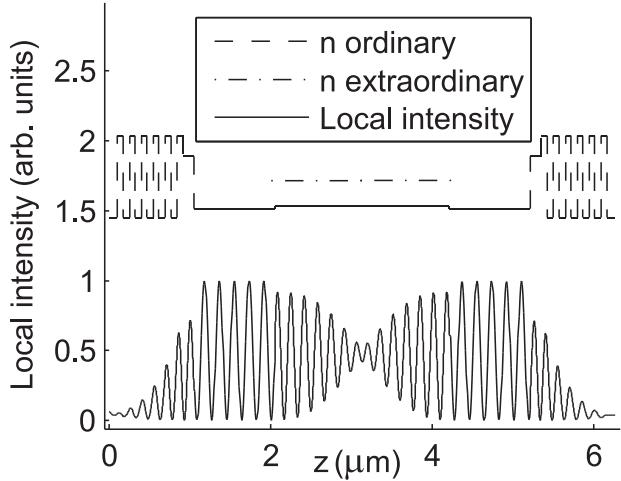


Рисунок 9: Интенсивность поля в среде в дефектной L-моде. Расчет номера моды затруднителен, так как узлы стоячей волны размываются. Параметры как на рис. 8, толщина дефекта уменьшена в 5 раз из соображений наглядности

Рассмотрим поле в локализованной на дефекте L-моде (рис. 9). Пучности и узлы стоячей волны в центре дефекта нивелируются. Это объясняется эллиптичностью встречных бегущих волн, составляющих стоячую волну. Например, две встречные волны одинаковой круговой поляризации вовсе не образуют узлов.

Таким образом, исследовано и объяснено поведение дефектных мод в стоп-зоне одномерного фотонного кристалла, содержащего дефектный слой в виде нематической твистячейки. Рассмотрен случай, удовлетворяющий условию Могена. Показано, что структура дефектной моды имеет не линейную, а изменяющуюся эллиптическую поляризацию. Поведение дефектных мод различно в зависимости от диапазона прикладываемых напряжений. 1. При напряжениях ниже порога Фредерикса частоты мод не меняются. 2. Превышение порога Фредерикса приводит к смещению L-мод. 3. Затем начинают смещаться Т-моды. 4. В поляризационно-независимом режиме дублеты мод сливаются.

Изучаемое явление обладает большим прикладным потенциалом, заключающимся в управлении структурой с резкими оптическими свойствами, высокой точности измерений и хорошем совпадении с численными расчетами. Помимо чисто оптических приложений возможно прецизионное измерение таких характеристик ЖК, как упругие и вязкие коэффициенты.

**Глава 5** посвящена проявлению геометрической фазы в двулучепреломляющем фотонном кристалле. По определению, геометрическая фаза – это фаза, набегающая при прохождении системой замкнутой траектории в пространстве параметров [25]. Как и в главе 4 рассматривается твист-нематический ЖК в резонаторе Фабри-Перро (рис. 7). В отсутствии деформации электрическим напряжением допускается аналитическое описание. Неочевиден вывод теории о направлении спектрального сдвига пиков пропускания при закручивании ЖК в плоскости слоев. С этой целью предложена наглядная интерпретация сдвига как набега геометрической фазы волны за пробег оптического резонатора. Наблюдение спектрального

сдвига усложняется тем, что в анизотропом резонаторе присутствуют четыре оптические волны противоположных направлений и ортогональных поляризаций. Условие положительной обратной связи описывает полный спектральный сдвиг, учитывающий различные типы связей этих волн. Во-первых, это интересующее нас закручивание ЖК и соответствующий спектральный сдвиг закручивания. Во-вторых, это связь мод при отражении от зеркал и соответствующий спектральный сдвиг отражения.

Введем среднюю фазу  $\sigma = nk_0L$ , фазу (угол) анизотропии  $\delta = \delta kL$ , угол закручивания  $\varphi$ , где  $k_0 = \omega/c$  – модуль волнового вектора в вакууме,  $\delta k = \delta nk_0$ . Полная фаза бегущих волн будет

$$\sigma \pm \sqrt{\delta^2 + \varphi^2} = \sigma \pm v, \quad (5)$$

где  $v$  – фаза закрученной анизотропии. Эту формулу будем называть формулой Могена [26]. Поделив обе части на  $k_0L$ , получим эффективные показатели преломления закрученной среды:

$$n_{te,to} = n \pm \sqrt{\delta n^2 + (\varphi/k_0L)^2}. \quad (6)$$

Параметр эллиптичности  $\tan \Theta = \varphi/\delta$  отражает плавность закручивания по отношению к величине анизотропии. Это соответствует параметру адиабатичности процесса, называемого волноводным режимом Могена. Чем меньше  $\Theta$ , тем плавнее закручивание и поляризация собственных волн ближе к линейной.

Набег фазы за цикл в резонаторе равен углу  $2\rho$ ,

$$\sin \rho = \sin v \cos \Theta. \quad (7)$$

На рис. 10а приведены дисперсионные кривые *te*- и *to*-волн для  $\varphi = \pi/2$  и  $\varphi = 0$ . Отложенный по оси ординат номер о-моды  $N_o = (\sigma - \delta)/2\pi = 2L/\lambda_o$  пропорционален частоте светового поля. А отложенный по оси абсцисс набег фазы есть волновой вектор, умноженный на длину резонатора. Ветвь *to*-волн не показывает расщепление, соответствующее стоп-зоне холестерического ЖК, для  $\varphi = \pi/2$  при  $\sigma = v$ , в точке В на рис. 10а. Расщепление остается за рамками модели, так как в уравнении (5) не учитывается отражение в объеме ЖК.

Пунктирные линии, соответствующие фазам *o*- и *e*-волн незакрученной структуры:  $v(\varphi = 0) = \delta$ , являются прямыми, поскольку частотная дисперсия материалов не учитывается. Точки О и Т показывают частоту третьей моды для *o*-волны и *to*-волны. При такой нумерации точке В соответствует *o*-мода с нулевым номером.

На рис. 10б приведены дисперсионные кривые *re*- и *ro*-волн, полученные согласованием фазы (7):

$$2(\sigma \pm \rho) = 2\pi N, \quad \mp \arcsin(\sin v \cos \Theta) = \sigma - \pi N. \quad (8)$$

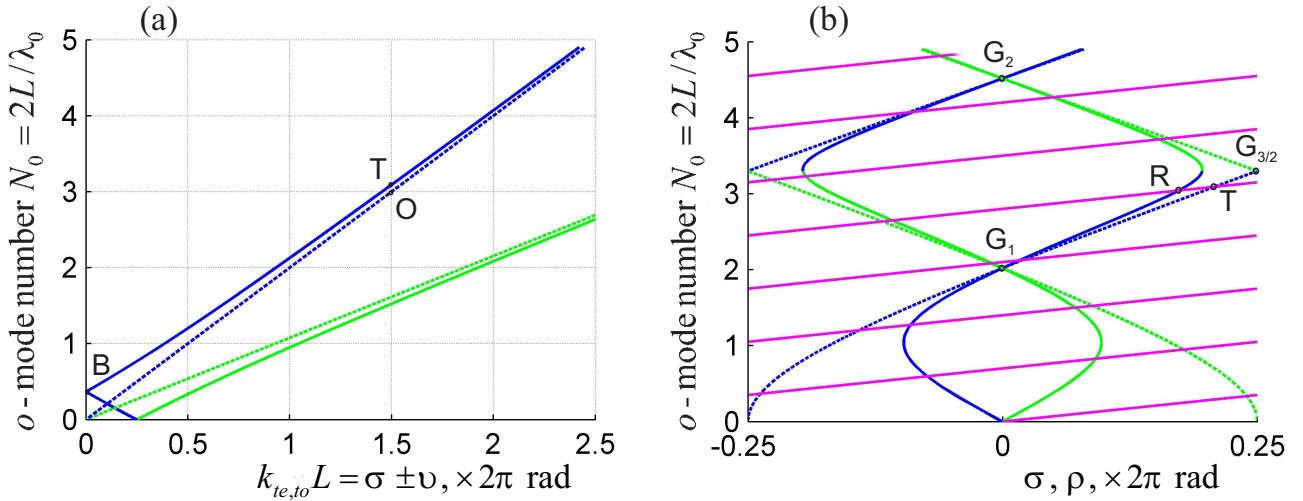


Рисунок 10: Дисперсионные кривые. Ось абсцисс – набег фазы, пропорциональный волновому вектору. Ось ординат – номер о-моды, пропорциональный частоте волны. Синим цветом показаны  $o, to, ro$ -волны, зеленым –  $e, te, re$ -волны. Параметры расчета:  $\varphi = \pi/2$ ,  $\delta n/n = 0.3$ . (а) Без резонатора, уравнение (5). Точки О и Т показывают частоты третьей моды для о-волны и  $to$ -волны. Расщепление в точке В не показано. (б) В резонаторе, уравнение (8). Точки Т и Р показывают частоты третьей моды для  $to$ -волны и  $ro$ -волны.  $G_1$  и  $G_2$  – минимумы Гуча-Терри,  $\sin(v) = 0$ ,  $G_{3/2}$  – максимум Гуча-Терри,  $\sin(v) = \pm 1$ .

Таблица 1: Усложнения по мере учета связей волн

Анизотропная среда	Однородная	Закрученная	В резонаторе
Собственные волны	$o, e$	$to, te$	$ro, re$
Собственная поляризация	линейная	эллиптическая	линейная на границах

Далее выводится спектральный сдвиг закрученной структуры по отношению к незакрученной. Без ограничения общности рассматривается  $o$ -волну:

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda^2}{2\pi n_o L} \left( \frac{\varphi^2}{2\delta} \mp \frac{\sqrt{1 + \Theta^2 \tan^2 v} - 1}{\tan v} \right). \quad (9)$$

Вдали от максимумов Гуча-Терри вторым слагаемым можно пренебречь, в этом случае получаем следствие формулы Могена

$$\Delta\lambda \sim -\frac{\lambda}{2\pi n_o L} \left( \frac{\varphi^2}{2\delta} \right) = -\frac{\lambda^3}{2n\delta n} \left( \frac{\varphi}{2\pi L} \right)^2. \quad (10)$$

От дисперсии частот собственных волн перейдем к вопросу о том, как выглядят эти волны, как меняется поляризация и фаза с глубиной твист-слоя. Следует отталкиваться от более простых классов волн, приведенных в таблице 1 и изображенных на рисунке 11.

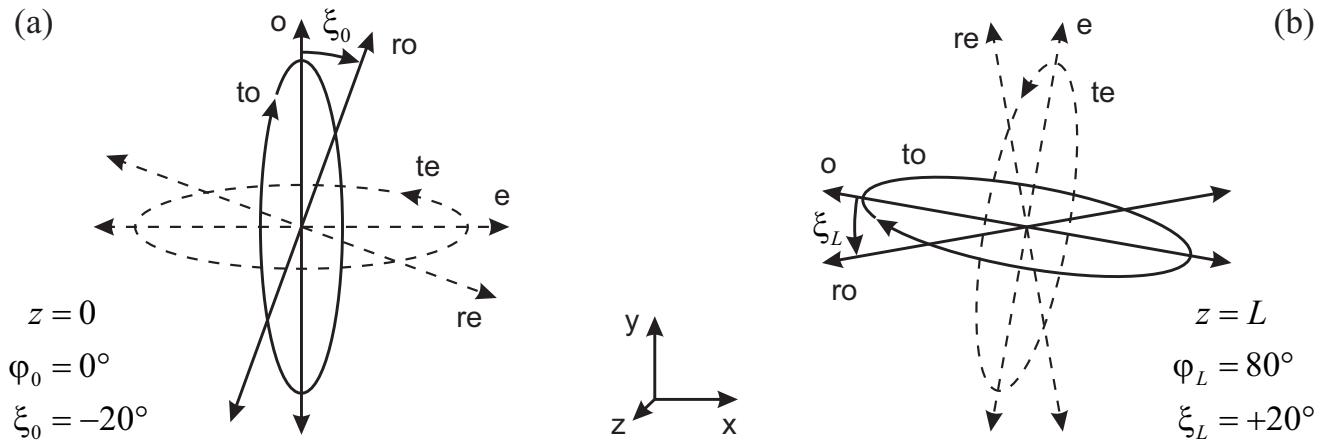


Рисунок 11: Собственные волны на различных этапах учета анизотропии. Изображены поляризации при  $z = 0$  (а) и  $z = L$  (б), для  $\varphi = 80^\circ$ .

1. Простейший класс собственных волн –  $o, e$ -волны, распространяющиеся без изменения поляризации в однородной анизотропной среде с постоянным направлением оптической оси. Эти волны имеют линейную поляризацию вдоль, либо поперек оптической оси.

2. Закручивание оптической оси создает связь между  $o, e$ -волнами через недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости. Новый класс собственных волн –  $to, te$  [27]. Эти волны имеют эллиптическую поляризацию. Эллиптичность поляризации сохраняется, главные оси эллипса направлены вдоль и поперек оптической оси.

3. Зеркала резонатора создают связь между  $to, te$ -волнами через изменение знака эллиптичности при отражении. Правополяризованные волны становятся левополяризованными и наоборот. Третий класс собственных волн –  $ro, re$ . Это локализованные в резонаторе стоячие волны. Они имеют переменную эллиптическую поляризацию. Главные оси эллипса отклоняются от направлений вдоль и поперек оптической оси. Замечательно, что на зеркалах резонатора поляризация  $ro, re$ -волн линейна [28, 29]. При отражении таких волн поляризация сохраняется.  $T, L$ -моды предыдущей главы 4 можно с хорошей точностью считать  $ro, re$ -модами.

На рис. 12 изображены траектории плавного смещения различных поляризаций по мере проникновения волны вглубь закрученного слоя среды. Пространство, точки которого однозначно отвечают эллипсам поляризации света, принято изображать сферой единичного радиуса и называть сферой Пуанкаре. Рис. 12б показывает цилиндрическую проекцию траекторий поляризации. Траектория  $RR'$  поляризации  $ro$ -волны есть сферическая трохоида. Она описывает траекторию точки, жестко связанной с конусом, катящимся по плоскости. В работе Могена [26] описан такой конус, катящийся без проскальзывания по “экватору” сферы Пуанкаре. Связанные с этим конусом геометрические расчеты будем называть методом катящегося конуса Могена-Пуанкаре. Этот метод позволяет трактовать формулу Могена (5) как теорему Пифагора для сложения ортогональных компонент угловой скорости конуса.

Параллельное перенесение геометрического объекта на искривленной поверхности приводит к повороту объекта вокруг собственной оси. Классическим примером служит маятник

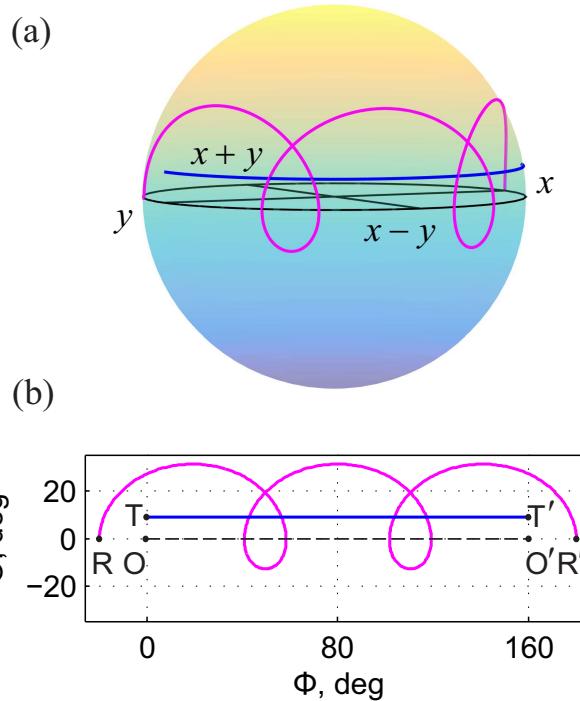


Рисунок 12: Сфера Пуанкаре (а) и участок ее цилиндрической проекции (б). Направлениям  $y$ ,  $x-y$ ,  $x$ ,  $x+y$  соответствуют углы  $\Phi = 2\varphi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$  и  $270^\circ$ , соответственно. Траектории вращения под действием оператора  $\hat{J}_0$  для  $\varphi = 80^\circ$ :  $OO'$  – линейные поляризации на “экваторе” сферы Пуанкаре, соответствующие о-волне,  $TT'$  – траектория *to*-волны на “параллели” сферы Пуанкаре широты  $\Theta$ ,  $RR'$  – траектория *ro*-волны, сферическая трохоида. Параметры соответствуют крайнему правому пику на рис. 13а,  $\lambda = 579.1$  нм.

Фуко, плоскость качания которого поворачивается по мере суточного вращения Земли. Так же и параллельное перенесение состояния поляризации вдоль искривленной поверхности сферы Пуанкаре приводит к изменению фазы состояния, которое называется *геометрической фазой*. Она обусловлена глобальной геометрической характеристикой – траекторией перенесения, и не зависит от локальных характеристик, таких как скорость перемещения состояния вдоль траектории. В частности, для замкнутых траекторий справедлива “геометрическая” формула. В применении к поляризационной оптике она утверждает: *Геометрическая фаза равна половине площади, охватываемой траекторией на сфере Пуанкаре*. Строгое доказательство приведено Д.Н. Клышко в [25] с применением теоремы Стокса. Отмечается, что “геометрическая” формула соответствует теореме Гаусса-Бонне и может быть понята как сложение сферических избыточков треугольников, составляющих охватываемую площадь.

Показывается прямая связь между этой формулой и формулой Могена (5). Причем здесь работает исключительно неадиабатическая фаза Ааронова-Анандана [30, 31], соответствующая эллиптичности собственных волн. Этот малый вклад геометрической фазы следует отличать от геометрической фазы в нулевом порядке адиабатического приближения, которая дает сбой фазы на  $\pi$  в ячейке, закрученной на  $\pi$  радиан.

Для моделирования спектра (рис. 13а) были подобраны следующие параметры структуры: Как и в главе 1, в качестве материалов чередующихся слоев взяты двуокись циркония

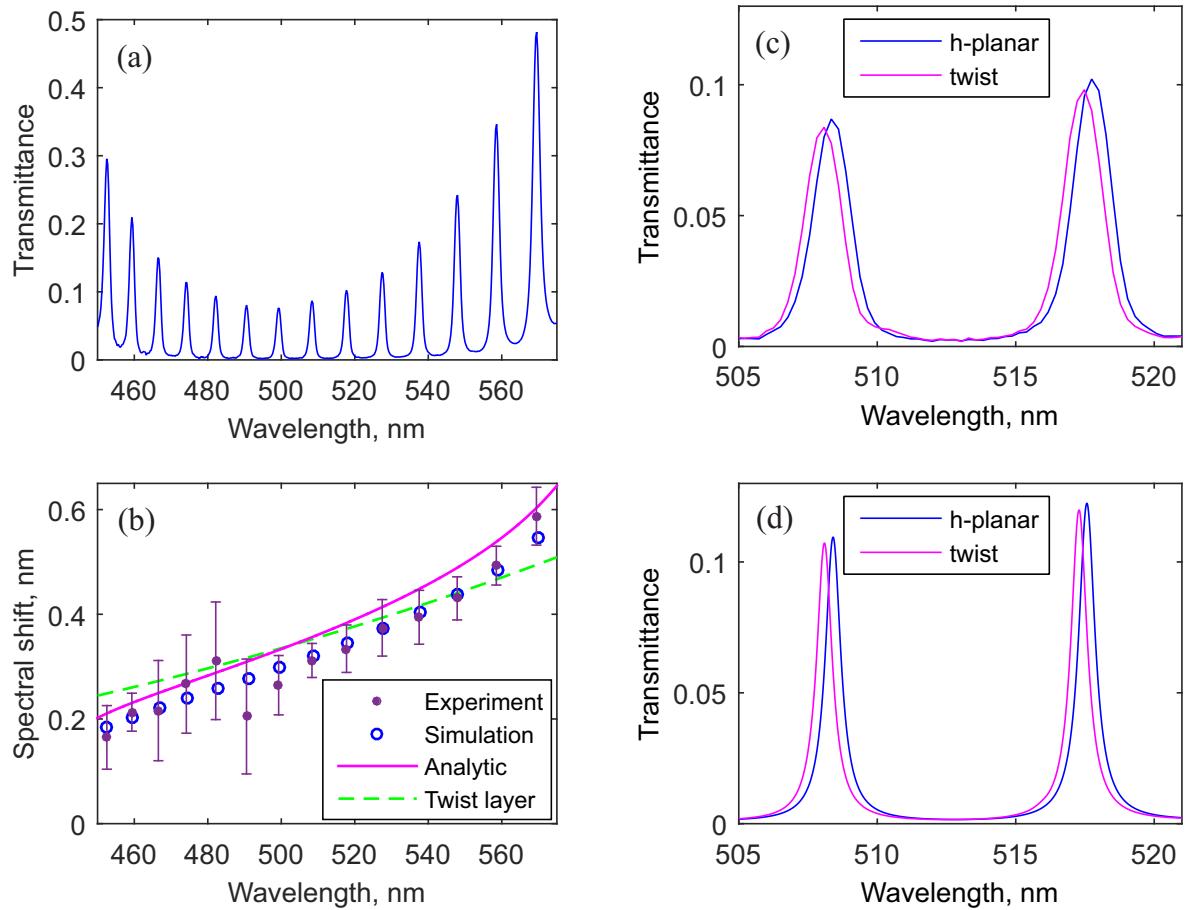


Рисунок 13: *o*-поляризованный спектр (а) и спектральный сдвиг (б) пиков пропускания. (•) – экспериментальные значения, (○) – расчетные значения, найденные прямым численным моделированием, сплошная линия – формула (9), штриховая линия – следствие формулы Могена без учета резонатора (10). Увеличенный участок экспериментальных (с) и расчетных (д) спектров пропускания незакрученной (гомеопланарной, h-planar) и закрученной (twist) структур. Закручивание приводит к сдвигу пиков пропускания в коротковолновую область спектра.

( $\text{ZrO}_2$ ) и двуокись кремния ( $\text{SiO}_2$ ). Толщины слоев, составляющих диэлектрические зеркала – 83 нм для  $\text{SiO}_2$  и 66 нм для  $\text{ZrO}_2$ . Для ITO, 117 нм и  $n_{\text{ITO}} = 1.88858 + 0.006i$  с учетом поглощения; для стеклянной подложки  $n_{\text{sub}} = 1.45$ ; в качестве ориентанта использован поливиниловый спирт с показателем преломления 1.515 и толщинами слоев в 300 и 600 нм, величины различаются вследствии различной ориентации ЖК на зеркалах; для ЖК MBBA  $n_{||} = 1.737 + 3.910^{-4}i$  и  $n_{\perp} = 1.549 + 3.910^{-4}i$ . Толщина слоя нематического ЖК 7980 нм; угол закручивания  $\varphi = 80^\circ$ .

На рисунке 13б приведены экспериментальные и расчетные значения спектрального сдвига пиков пропускания. Удовлетворительное совпадение наблюдается для всех 14 пиков. Величина измеренного спектрального сдвига пропорциональна третьей степени длины волны, как и следует из формулы Могена без учета резонатора (10).

Исследованный в данной главе сдвиг при закручивании оптической оси может наблюдаться непосредственно, без поляризаторов, а измерения достигают требуемой точности благодаря резонатору. Предложенная схема эксперимента гарантирует отсутствие значительных помех при переключении к закрученной структуре. Однако в данной схеме незакрученная структура сохраняет постоянный показатель преломления только для о-волны. Соответствующий сдвиг е-волны может быть измерен в экспериментальных схемах с переходом из твист-структуры в планарную, что могло бы наблюдаваться с использованием фотоориентанта с обратимыми межмолекулярными связями.

Таким образом, учтен спектральный сдвиг вследствие связи мод при закручивании и при отражении на зеркалах. Сдвиг описано аналитически и найден экспериментально в твист-структурах, не деформированных внешним полем. Для объяснения был обобщен метод катящегося конуса Могена-Пуанкаре. Он позволил решить задачу геометрически, и был независимо подтвержден матричными формализмами Джонса и Берремана.

Метод показывает, что найденный спектральный сдвиг закручивания характеризует не резонатор целиком, а именно сам закрученный слой. Резонатор лишь облегчает измерения. Действительно, закрученный слой не порождает пиков. Что же на самом деле сдвигается по мере закручивания слоя? Очевидно, сдвигается фаза, в которой собственная волна покидает закрученный слой. Следовательно, изменяется эффективный показатель преломления. Он может быть измерен не только через оптическую длину резонатора. Например, поляриационные дифракционные решетки имеют к нему значительную чувствительность и допускают экспериментальное подтверждение описываемого явления.

Сформулировано предположение промежуточного оптического отклика, определяющее интервал оптического отклика среды  $n_{||} > n_{\text{eff}} > n_{\perp}$ . Это предположение, несмотря на кажущуюся очевидность, может нарушаться. В исследованном нами закрученном нематическом ЖКK нарушение предположения промежуточного оптического отклика объясняется как вклад геометрической фазы. Это нелокальная характеристика, поэтому не следует трактовать  $n_{\text{eff}}$  как  $\sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}}$ , где  $\varepsilon_{\text{eff}}$  – некоторый локальный отклик материала. Напротив,  $n_{\text{eff}}$  следует понимать в смысле фазового набега  $n_{\text{eff}} \cdot 2\pi L/\lambda$ . Далее, дано наглядное представление геометрической фазы в виде площади, охватываемой траекторией поляризации на сфере Пуанкаре. При этом спектральные сдвиги связаны с площадями сферических прямоугольника и треугольника. Исследованный спектральный сдвиг существует не только в твист-нематическом ЖКK, но и в любой другой закрученной анизотропной среде.

**Глава 6** описывает оптические таммовские состояния (OTC) на границе анизотропного ФК в виде слоя холестерического ЖКK. В силу отсутствия хиральной симметрии холестерический ЖКK можно назвать хиральным зеркалом, понимая под зеркалом среду, на границе которой происходит отражение света. Отражение света в хиральном зеркале также хирально, ему присуща селективность по поляризации. Ранее ОТС были обнаружены как на границе двух нехиральных [8], так и двух хиральных зеркал [32]. Однако, по нашим сведениям, до сих пор не удавалось получить ОТС на границе хирального и нехирального зеркал. В то же время были полно описаны поверхностные волны на границе холестерического ЖКK,

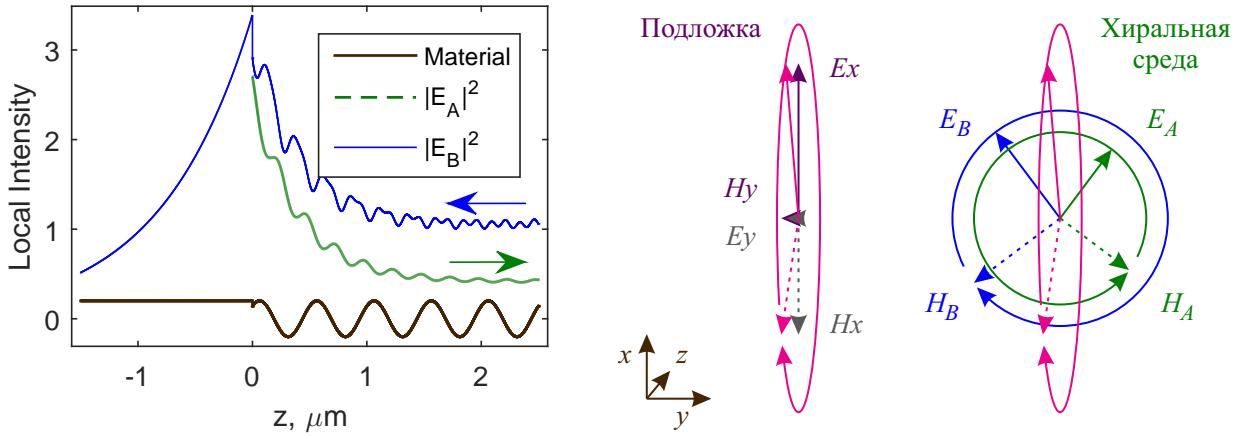


Рисунок 14: Слева: Локальная интенсивность поля в зависимости от расстояния до границы. ‘Material’ – схема ориентации оптической оси в подложке (прямая) и хиральной среде (синусоидальная проекция на ось  $x$ ). Справа: Сшивка полей на границе. Сплошными стрелками обозначены вектора напряженности электрического поля, штриховыми – магнитного. В хиральной среде поле представляется в виде падающей на границу ( $B$ ) и отраженной от нее ( $A$ ) круговых волн. В анизотропной подложке поле раскладывается на необыкновенную ( $x$ ) и обыкновенную ( $y$ ) волны.

распространяющиеся под углом полного внутреннего отражения [33]. Сложность для ОТС возникает из-за того, что изотропное зеркало меняет поляризацию света и дифрагирующая волна хирального зеркала перетекает в недифрагирующую. В результате волна испытывает не более двух циклов отражений, после чего покидает границу зеркала. В данной главе представлена попытка избавиться от описанного затруднения при помощи анизотропной подложки. Рассмотрен случай нормального падения, когда перенос энергии вдоль поверхности отсутствует и волновой вектор не имеет касательной составляющей.

Построим локализованное состояние численным методом Берремана. В качестве хиральной среды рассмотрим правозакрученный холестерический ЖК с анизотропией  $\delta = 0.2$  и нормированным шагом геликоида  $p\sqrt{\varepsilon} = 500$  нм, толщина слоя составляет пять шагов геликоида. В качестве подложки рассмотрим нанокомпозит серебряных сфеноидов, сплющенных в направлении  $x$  и помещенных в матрицу с показателем преломления равным среднему показателю преломления холестерического ЖК. Использование формулы Максвелл-Гарнетта позволяет подобрать параметры нанокомпозита так, что  $n_o = (1 + i) \cdot 10$ ;  $n_e = (1 + i)/20$  на определенной частоте в видимом диапазоне длин волн. Справедливо условие  $n_e = 1/n_o^*$ , это обеспечивает противофазные амплитудные коэффициенты отражения подложки  $r_e = (1 - n_e)/(1 + n_e) = -r_o^*$ ,  $Re(r_e) = -Re(r_o)$ . В результате согласуется поляризация падающего и отраженного света.

На рис. 14а изображено ОТС в виде локальной интенсивности (квадрат амплитуды напряженности электрического поля) в зависимости от расстояния до границы. Локальная интенсивность нормирована на интенсивность волны, возбуждающей ОТС, падающей справа, из хиральной среды, и имеющей левую круговую поляризацию. Представлен резуль-

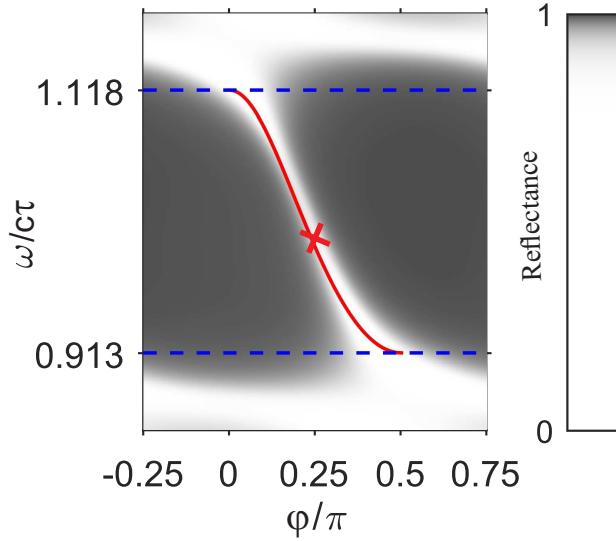


Рисунок 15: Спектр отражения границы при различных углах  $\varphi$  между оптическими осями на границе. Синим пунктиром обозначены края фотонной запрещенной зоны. Красная сплошная кривая отражает аналитическую зависимость. Красный крестик при  $\varphi = \pi/4$  соответствует параметрам рис. 14а.

тат прямого численного расчета методом Берремана. Волна  $B$ , распространяющаяся влево, включает в себя волну, возбуждающую ОТС, и поэтому имеет большую интенсивность, чем переотраженная от подложки волна  $A$ , распространяющаяся вправо. Чтобы не загромождать рисунок, не показана суммарная локальная интенсивность  $|A + B|^2$ , которая вблизи границы почти в 7 раз превышает локальную интенсивность волны, возбуждающей ОТС.

На рис. 14б поясняется условие спшивки полей на границе. Эллипс поляризации результирующего поля вытянут в направлении  $x$  как для электрической, так и для магнитной напряженностей. В хиральной среде его большая полуось пропорциональна сумме амплитуд  $|A| + |B|$ , а малая – их разности  $|A| - |B|$ . В подложке для необыкновенной волны вытянута электрическая напряженность, а для обыкновенной – магнитная. Равенство отношений большой и малой полуоси эллипса в хиральной среде и подложке дает:

$$\frac{|A| + |B|}{|A| - |B|} = \frac{1}{n_e} = n_o \gg 1. \quad (11)$$

На рис. 15 приведен спектр отражения от границы для света правой круговой поляризации, падающего из правозакрученной хиральной среды перпендикулярно границе. Плавное вращение зеркал приводит к смещению частоты ОТС вплоть до краев запрещенной зоны. При совпадении оптических осей ОТС находится на высокочастотном краю зоны. Середине зоны соответствует наиболее сильный провал в отражении при угле  $\varphi = \pi/4$ . При возбуждении светом правой круговой поляризации отражение в провале составляет 90% (красный крестик на рис. 15), а для света левой круговой поляризации – 45% (рис. 14а). Величина угла  $\varphi = \pi/4$  объясняется тем, что наибольший градиент показателя преломления хиральной среды наблюдается под углом  $\pi/4$  к оптической оси, и электрическое поле, ориентированное

в этом направлении, испытывает сильное объемное отражение. ОТС уходит на низкочастотный край зоны при перпендикулярных оптических осях. Для углов, больших  $\pi/2$ , провал отражения отсутствует.

Далее решается вопрос о принципиальной возможности хирального ОТС при наличии идеального сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала и полубесконечного непоглощающего слоя холестерического ЖК, обладающего конечной анизотропией. Проведено подробное описание простейшего случая, когда электрическая и магнитная анизотропии равны. Рассматриваются два типа отклонений, именно, отсутствие магнитной анизотропии и конечная толщина слоя холестерического ЖК. При этом идеальное состояние становится резонансом с конечной добротностью и временем релаксации.

В отсутствие магнитной анизотропии обозначим направления электрической и магнитной поляризаций углами  $\chi_E$  и  $\chi_H$ :

$$\begin{aligned} \tan \chi_E &= \frac{E_u}{E_v} = -\tilde{\lambda}_0 n_f \frac{\mu_e + \mu_o}{\varepsilon_e \mu_e \mu_o - n_f^2 \mu_o - \tilde{\lambda}_0^2 \mu_e}, \\ -\cot \chi_H &= \frac{H_v}{-H_u} = -\tilde{\lambda}_0 n_f \frac{\varepsilon_e + \varepsilon_o}{\mu_e \varepsilon_e \varepsilon_o - n_f^2 \varepsilon_o - \tilde{\lambda}_0^2 \varepsilon_e}, \\ \psi &= \chi_E - \chi_H \neq 0, \\ \bar{\chi} &= (\chi_E + \chi_H)/2, \end{aligned} \quad (12)$$

где показатель преломления  $n_f$  следует подставлять из дисперсионного уравнения

$$n_{s,f}^2 = \tilde{\lambda}^2 + \bar{\varepsilon} \bar{\mu} \pm \sqrt{4\bar{\varepsilon} \bar{\mu} \tilde{\lambda}^2 + d_{\varepsilon \mu}^2}, \quad (13)$$

Видно, что для чисто мнимого показателя преломления  $n_f$  поляризации линейны. А для действительного показателя преломления  $n_s$  поляризации в стоп-зоне почти круговые.

Собственная частота

$$\tilde{\omega}_0 \approx \frac{1}{\sqrt{\bar{\varepsilon}} + \sqrt{\bar{\varepsilon} - 1} \cos 2\bar{\chi}}. \quad (14)$$

Ненулевой угол отличия между направлениями электрической и магнитной поляризаций  $\psi$  приводит к появлению нелокальной компоненты хирального ОТС [32]. В результате состояние становится резонансом и приобретает конечное время релаксации  $\tau_\psi$ :

$$\tau_\psi = \frac{\lambda_f}{4\pi c} \frac{1}{\sin^2(\psi/2)}. \quad (15)$$

Далее рассматривается слой холестерического ЖК конечной толщины  $L$ , ограниченный средой с проницаемостью  $\bar{\varepsilon}_g = \sqrt{\varepsilon_o \varepsilon_e}$ . Соответствующее время релаксации

$$\tau_L = \frac{\lambda_f}{4\pi c} \exp\left(\frac{4\pi L}{\lambda_f}\right). \quad (16)$$

Равенство времен релаксации дает условие критической связи. Она проявляется в кроссовере Коппа-Генака: при увеличении толщины холестерического ЖК излучение, покидающее

хиральное ОТС, меняет знак круговой поляризации. Приравнивая выражения для времен релаксации (15) и (16), получаем аналитическое выражение для толщины кроссовера:

$$L_c = \frac{\lambda_f}{4\pi} |\log \sin^2(\psi/2)|. \quad (17)$$

Для расчета спектров и распределения поля удобен формализованный метод Берремана. С другой стороны, при нормальном падении на холестерический ЖК есть несложное точное аналитическое решение. Все же, для большей ясности физического явления дополнительно используется приближенный аналитический метод, это временная теория связанных мод, или теория связанных мод во временной области [13]. Эта теория позволяет описывать поле в резонаторах, связанных с волноводами. Пространственная структура локализованной моды здесь не рассматривается. По сути тот же метод используется для описания открытых резонаторов и восходит к решению Липпманом и Швингером квантовомеханической задачи рассеяния [34]. Этот метод следует отличать от пространственной теории связанных мод, широко используемой в оптике холестерических ЖК. Уравнения последней теории описывают связанные амплитуды распространяющихся волн. В основе обоих подходов лежит понятие связанных мод [35].

Амплитуда правокругового отражения при возбуждении правокруговым излучением дается формулой

$$r_{SS} = -1 + \frac{\sqrt{\frac{2}{\tau_\psi}} \sqrt{\frac{2}{\tau_L}}}{i(\omega_0 - \omega) + \frac{1}{\tau_\psi} + \frac{1}{\tau_L}}, \quad R_{SS} = |r_{SS}|^2 \quad (18)$$

Это уравнение описывает спектральный провал в виде Лоренцева контура с шириной на полувысоте :

$$\Delta\nu = \frac{\gamma}{\pi} = \frac{1}{\pi} \left[ \frac{1}{\tau_\psi} + \frac{1}{\tau_L} \right]. \quad (19)$$

Этого достаточно, чтобы описать спектральное проявление состояния при помощи временной теории связанных мод.

Таким образом, аналитически решена задача о наличии ОТС на границе хирального и нехирального зеркал при нулевом тангенциальном волновом векторе. Решение накладывает сильное условие на параметры однородной подложки, на границе которой с анизотропным зеркалом возможно хиральное ОТС. В отличие от сред, состоящих из изотропных слоев, не возникает трудностей в определении края структуры, поскольку хиральная среда обладает гладкой винтовой симметрией и в этом смысле может считаться однородной. Хиральное ОТС локализовано на границе строго нулевой толщины и экспоненциально спадает в обе стороны. При проходе этой границы геометрическая фаза регулируется вращением зеркал в плоскости границы, что обеспечивает единственность угла, при котором фаза согласуется. Этим найденное состояние принципиально отличается от серии состояний, отвечающих дискретному спектру оптического резонатора.

Хиральное оптическое таммовское состояние может считаться строго локализованным только когда анизотропии электрической и магнитной проницаемостей равны по величине, а

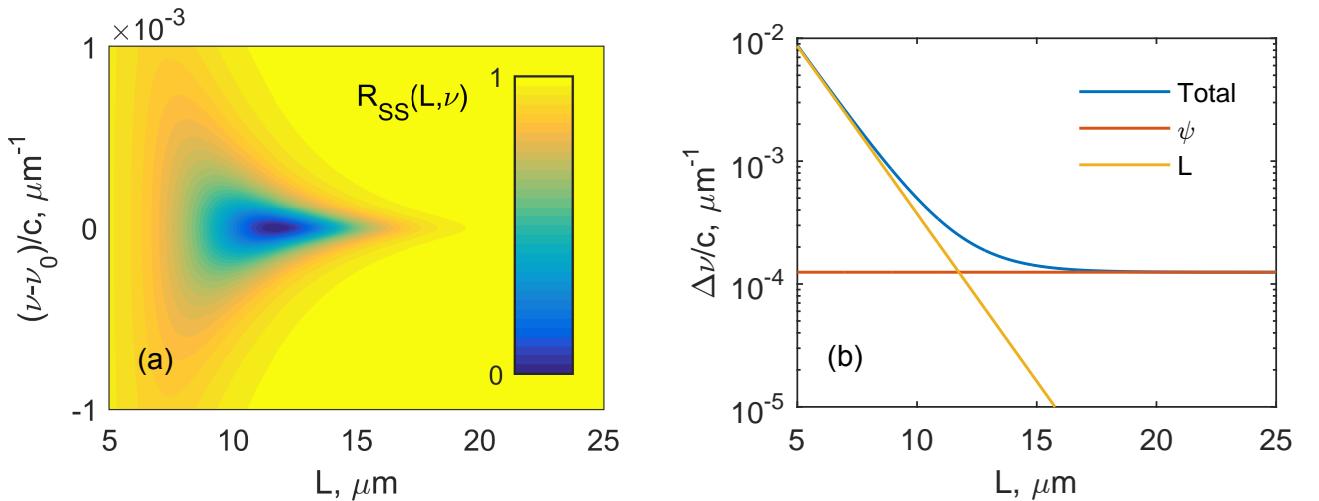


Рисунок 16: Аналог эффекта Коппа-Генака [36]. Смена поляризации излучения, покидающего хиральное ОТС. (а) Спектр отражения, уравнение (18). (б) Ширина спектрального провала, уравнение (19). Насыщение ширины линии при увеличении толщины холестерического слоя. Шаг кручения холестерического ЖК  $p = 1$  мкм, анизотропия ЖК  $\delta_\varepsilon = 0.1$ .

оси соответствующих тензоров совпадают. В противном случае хиральное ОТС проявляется в виде резонансов поляризованного отражения с двумя константами релаксации, определяемыми различием проницаемостей и толщиной слоя холестерического ЖК. Хиральное ОТС тесно связано с дефектом кручения холестерического ЖК, и проявляет аналог кроссовер-эффекта Коппа-Генака. В рамках временной теории связанных мод найдена матрица рассеяния, описывающая спектральные пики лоренцевыми контурами. Впервые найдена формула для кроссовер-толщины холестерического ЖК, справедливая как для хирального ОТС, так и для дефекта кручения. Аналитическое описание согласуется с прямым численным расчетом.

**Заключение.** В главе 1 изучены зонная структура и спектры пропускания одно- и двухмерных резонансных фотонных кристаллов. В качестве резонансного материала рассмотрены пары металлов, либо металл-диэлектрический нанокомпозит, который состоит из металлических наношаров, диспергированных в прозрачной матрице, и характеризуется эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью. Изучено спектральное проявление расщепления дефектной моды в зависимости от объемной доли наношаров и параметров структуры, в том числе при наклонном падении света. Показано также, что в зависимости от положения резонансной частоты относительно границ запрещенной зоны в спектре пропускания возникает дополнительная полоса пропускания в запрещенной зоне, либо дополнительная запрещенная зона в сплошном спектре фотонных кристаллов, которые существенно модифицируются при изменении структурных и геометрических параметров системы. Анализируются особенности пространственного распределения интенсивности электромагнитного поля в кристаллах. Рассмотренные эффекты могут быть использованы для расширения возможностей создания новых фотонных кристаллов с заданными свойствами.

В главе 2 описаны оптические таммовские состояния, локализованные на краю фотонного кристалла, ограниченного пленкой металл-диэлектрического нанокомпозита. Нанокомпозит

состоит из диспергированных в прозрачной матрице наночастиц, и характеризуется эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью. Расчитаны спектры пропускания, отражения и поглощения нескольких классов структур. Изучены особенности спектрального проявления оптических таммовских состояний в зависимости от концентрации наночастиц в диэлектрической матрице, от толщины пленки нанокомпозита и параметров фотонного кристалла.

В главе 3 методом матрицы переноса, модифицированным для описания нелинейных эффектов, исследовано влияние керровской нелинейности на прохождение лазерного излучения в одномерном фотонном кристалле. Рассматриваемый кристалл представляет собой многослойную тонкопленочную среду с таким пространственным распределением показателя преломления, которое позволяет устраниТЬ в спектре пропускания боковые полосы с каждой стороны фотонной запрещенное зоны и в значительной степени усилить крутизну кривой пропускания. Изучен спектр пропускания такой фотонно-кристаллической структуры для двух противоположных направлений распространения лазерного излучения. Необратимость нелинейного пропускания наиболее ярко проявилась вблизи края запрещенной зоны фотонного кристалла. Предложенная структура, обладая сильной необратимостью пропускания и достаточно низким отражением в прямом направлении, может функционировать как миниатюрный полностью оптический вентиль, являющийся аналогом электронного диода.

В главе 4 изложено исследование дефектных мод в запрещенной зоне электрически перестраиваемого одномерного фотонного кристалла с дефектом в виде нематической твистячейки. Экспериментально и теоретически показано, что кручение преимущественного направления молекул нематического ЖК в плоскости слоев фотонного кристалла приводит к связи дефектных мод. Показано, что моды имеют сложную структуру с эллиптической поляризацией, причем выделяются две серии поляризованных мод, почти-продольных и почти-поперечных к преимущественному направлению молекул. Связь мод проявляется в квазипересечении спектральных пиков.

В главе 5 описан аномальный спектральный сдвиг пиков пропускания, обусловленный закручиванием слоев нематического жидкого кристалла. Значение эффективного показателя преломления оказывается вне промежутка между обыкновенным и необыкновенным показателями преломления. Спектральный сдвиг интерпретируется как вклад геометрической фазы. Задача решена матричными методами Джонса (аналитически) и Берремана (численно), а также обобщенным методом катящегося конуса Могена-Пуанкаре. Экспериментально закручивание индуцировано электрическим полем в 4-метоксибензилиден-4-бутиланилине при переходе от гомеопланарной к твист-конфигурации в жидкокристаллическом слое с ионно-сурфактантным способом управления, помещенном в фотоннокристаллический резонатор Фабри-Перо. Приводятся экспериментальные спектры, подтверждающие теоретическую модель.

В главе 6 аналитически и численно описывается оптическое таммовское состояние, которое представляет собой локализованное состояние на границе сохраняющей хиральность зеркала и структурно хиральной среды, обладающей непрерывной винтовой симметрией тен-

зора диэлектрической проницаемости. Рассмотрен случай, когда тангенциальное волновое число равно нулю. Локализованное вблизи границы состояние не переносит энергии вдоль этой границы и экспоненциально спадает по мере удаления от границы. Показано, что однородная подложка должна проявлять анизотропное отражение. Проникновение поля вглубь хиральной среды блокируется на длинах волн, соответствующих фотонной запрещенной зоне и близких к шагу винтовой спирали (геликоида). Найдена аналитическая зависимость для толщины холестерического ЖК, соответствующей поляризационному кроссоверу, когда рассеянная волна меняет поляризацию с правой круговой на левую круговую. Спектр отражения описывается при помощи теории связанных мод. Спектральное проявление состояния определяется углом между оптическими осями сред на границе.

\*\*\*

Локализованные состояния в фотонных структурах стали объединяющим элементом при исследовании новых резонансных фотонных зон, поверхностных возбуждений, оптической необратимости, квазипересечений спектральных линий, поляризационных эффектов геометрической фазы и выключения связи с континуумом. Локализация неизменно проявлялась в рассмотренных разнообразных структурах, независимо от размерности и числа периодов. В первых двух главах форма локализованных состояний позволила определить природу резонансных спектральных особенностей стоп-зоны как расщепление границы зоны и дефектной моды. Уникальное проявление локализации – макроскопический плазмон-поляритон на границе сред, создаваемый множеством микроскопических плазмонов, локализованных на поверхностях мельчайших частиц, рассмотренных в первой и второй главе. В третьей главе влияние структурной локализации оказалось решающим в керровском механизме оптической необратимости, где при нарушении симметрии структуры причиной однонаправленного пропускания показана просветляющая локализация. В линейном случае различные локализованные состояния не могут воздействовать друг на друга, изменяя отклик оптического материала. Все же обнаруживается связь состояний, проявляющаяся в их интерференции. С учетом фазы связь локализованных состояний дает измеряемые спектральные сдвиги, описанные в четвертой главе. В сравнении с уравнением Шредингера векторная природа уравнений Максвелла дает новые поляризационные эффекты, такие как спектральное проявление геометрической фазы, описанное в пятой главе. Помимо этого поляризация приводит к иным типам симметрии, таким как хиральность для оптических тammовских состояний, рассмотренных в шестой главе, без прямой аналогии для электронных тammовских состояний. В седьмой главе показано, как симметрия защищает локализованное состояние от релаксации в континуум, а нарушение симметрии приводит к управлению величиной локализации.

Таким образом, локализованные моды оказываются не менее многообразными, чем формирующие их фотонные структуры.

## **Содержание диссертации отражено в следующих основных работах**

1. Ветров С. Я., Тимофеев И. В., Авдеева (Кутукова) А. Ю. Спектральные свойства резонансного одномерного фотонного кристалла // Оптика и спектроскопия. 2009. Т. 106, № 5. С. 838–842.
2. Ветров С. Я., Тимофеев И. В., Авдеева А. Ю. Управление спектром пропускания резонансного одномерного фотонного кристалла // Оптика и спектроскопия. 2010. Т. 109, № 1. С. 111–116.
3. Ветров С. Я., Авдеева А. Ю., Тимофеев И. В. Особенности спектральных свойств одномерного фотонного кристалла с резонансным дефектным слоем нанокомпозита // ЖЭТФ. 2011. Т. 140, № 5. С. 871–878.
4. Ветров С. Я., Авдеева А. Ю., Бикбаев Р. Г., Тимофеев И. В. Прохождение света через одномерный фотонный кристалл с дефектным слоем с резонансной дисперсией // Оптика и спектроскопия. 2012. Т. 113, № 5. С. 1–5.
5. Ветров С. Я., Рудакова Н. В., Тимофеев И. В. Особенности двумерного фотонного кристалла, заполненного резонансным газом // Оptический журнал. 2010. Т. 77, № 10. С. 23–25.
6. Ветров С. Я., Тимофеев И. В., Рудакова Н. В. Зонная структура резонансного двумерного фотонного кристалла // Физика твердого тела. 2010. Т. 52, № 3. С. 489–494.
7. Ветров С. Я., Тимофеев И. В., Рудакова Н. В. Прохождение света через плоскопараллельную пластинку двумерного резонансного фотонного кристалла // Физика твердого тела. 2011. Т. 53, № 1. С. 133–138.
8. Ветров С. Я., Рудакова Н. В., Тимофеев И. В., Тимофеев В. П. Спектральные свойства двумерного металл-диэлектрического резонансного фотонного кристалла // Оптика и спектроскопия. 2012. Т. 112, № 4. С. 638–646.
9. Рудакова Н. В., Тимофеев И. В., Ветров С. Я. Оптические свойства наноструктурированных металл-диэлектрических двумерных фотонных кристаллов с дефектом решетки // Оптика и спектроскопия. 2013. Т. 115, № 5. С. 747–752.
10. Ветров С. Я., Бикбаев Р. Г., Тимофеев И. В. Оптические таммовские состояния на границе фотонного кристалла и нанокомпозита с резонансной дисперсией // ЖЭТФ. 2013. Т. 144, № 6. С. 1129–1139.

11. Bikbaev R. G., Vetrov S. Y., Timofeev I. V. The optical Tamm states at the interface between a photonic crystal and nanoporous silver // *J. Opt. (United Kingdom)*. 2017. Vol. 19, no. 1. P. 015104.
12. Vetrov S. Y., Bikbaev R. G., Timofeev I. V. The optical Tamm states at the edges of a photonic crystal bounded by one or two layers of a strongly anisotropic nanocomposite // *Opt. Commun.* 2017. Vol. 395. P. 275–281.
13. Ветров С. Я., Панкин П. С., Тимофеев И. В. Особенности спектральных свойств одномерного фотонного кристалла с анизотропным дефектным слоем нанокомпозита, имеющего резонансную дисперсию // Квантовая электроника. 2014. Т. 44, № 9. С. 881–884.
14. Ветров С. Я., Панкин П. С., Тимофеев И. В. Особенности спектральных свойств фотонного кристалла с дефектом из нанокомпозита с учетом размерных эффектов // *Оптика и спектроскопия*. 2015. Т. 119, № 1. С. 69–72.
15. Vetrov S. Y., Pankin P. S., Timofeev I. V. Spectral Properties of One-Dimensional Photonic Crystal with Anisotropic Defect Layer of Nanocomposite // *Phys. Wave Phenom.* 2015. Vol. 23, no. 1. P. 35–38.
16. Vetrov S. Y., Pankin P. S., Timofeev I. V. The optical Tamm states at the interface between a photonic crystal and a nanocomposite containing core–shell particles // *J. Opt. (United Kingdom)*. 2016. Vol. 18, no. 6. P. 065106.
17. Vetrov S. Y., Timofeev I. V., Shabanov A. V. Influence of cubic nonlinearity on laser radiation transmission in a photonic crystal with spatially modified media properties // *Phys. status solidi – Rapid Res. Lett.* 2007. Vol. 1, no. 3. P. 92–94.
18. Ветров С. Я., Тимофеев И. В., Шабанов А. В. Анизотропия нелинейного оптического пропускания на краю щели фотонной запрещенной зоны аподизированной слоистой среды // *Оптика и спектроскопия*. 2008. Т. 104, № 5. С. 829–833.
19. Timofeev I. V., Lin Y. T., Gunyakov V. A. et al. Voltage-induced defect mode coupling in a one-dimensional photonic crystal with a twisted-nematic defect layer // *Phys. Rev. E*. 2012. Vol. 85, no. 1. P. 011705(7). 1110.4725.
20. Hsiao Y. C., Timofeev I. V., Zyryanov V. Y., Lee W. Hybrid anchoring for a color-reflective dual-frequency cholesteric liquid crystal device switched by low voltages // *Opt. Mater. Express*. 2015. Vol. 5, no. 11. P. 2715–2720.
21. Hsiao Y. C., Zou Y. H., Timofeev I. V. et al. Spectral modulation of a bistable liquid-crystal photonic structure by the polarization effect // *Opt. Mater. Express*. 2013. Vol. 3, no. 6. P. 821–828.

22. Wang H. T., Timofeev I. V., Chang K. et al. Tunable narrow-bandpass filter based on an asymmetric photonic bandgap structure with a dual-mode liquid crystal // *Opt. Express*. 2014. Vol. 22, no. 12. P. 15097–15103.
23. Wu C. Y., Zou Y. H., Timofeev I. V. et al. Tunable bi-functional photonic device based on one-dimensional photonic crystal infiltrated with a bistable liquid-crystal layer // *Opt. Express*. 2011. Vol. 19, no. 8. P. 7349–7355.
24. Wang H. T., Wu P. C., Timofeev I. V. et al. Dynamic Tuning and Memory Switching of Defect Modes in a Hybrid Photonic Structure // *Crystals*. 2016. Vol. 6, no. 10. P. 129.
25. Huang K. C., Hsiao Y. C., Timofeev I. V. et al. Photo-manipulated photonic bandgap devices based on optically tristable chiral-tilted homeotropic nematic liquid crystal // *Opt. Express*. 2016. Vol. 24, no. 22. P. 25019.
26. Тимофеев И. В., Ветров С. Я. Спектральное проявление эффективного показателя преломления в хиральной оптической среде, помещенной в резонатор Фабри–Перо с анизотропными зеркалами // *Известия РАН, серия физическая*. 2014. Т. 78, № 12. С. 1593–1597.
27. Timofeev I. V., Gunyakov V. A., Sutormin V. S. et al. Geometric phase and o-mode blueshift in a chiral anisotropic medium inside a Fabry-Pérot cavity // *Phys. Rev. E*. 2015. Vol. 92, no. 5. P. 052504. 1509.05869.
28. Vetrov S. Y., Pyatnov M. V., Timofeev I. V. Surface modes in “photonic cholesteric liquid crystal–phase plate–metal” structure // *Opt. Lett.* 2014. Vol. 39, no. 9. P. 2743–2746.
29. Vetrov S. Y., Pyatnov M. V., Timofeev I. V. Photonic defect modes in a cholesteric liquid crystal with a resonant nanocomposite layer and a twist defect // *Phys. Rev. E*. 2014. Vol. 90, no. 3. P. 032505. 1406.6855.
30. Vetrov S. Y., Pyatnov M. V., Timofeev I. V. Spectral and polarization properties of a ‘cholesteric liquid crystal—phase plate—metal’ structure // *J. Opt. (United Kingdom)*. 2016. Vol. 18, no. 1. P. 015103. 1506.04590.
31. Ветров С. Я., Пятнов М. В., Тимофеев И. В. Особенности спектральных свойств холестерического жидкого кристалла с резонансным дефектным слоем нанокомпозита // *Физика твердого тела*. 2013. Т. 55, № 8. С. 1585–1589.
32. Pyatnov M. V., Vetrov S. Y., Timofeev I. V. Controlled photonic surface modes in ’cholesteric liquid crystal - Phase plate - Metal’ structure // *Prog. Electromagn. Res. Symp.* Vol. 2015-Janua. 2015. P. 224–227.
33. Sutormin V. S., Timofeev I. V., Krakhalev M. N. et al. Orientational transition in the cholesteric layer induced by electrically controlled ionic modification of the surface anchoring // *Liq. Cryst.* 2017. Vol. 44, no. 3. P. 484–489.

34. Сутормин В. С., Тимофеев И. В., Крахалев М. Н. и др. Трансформация ориентационных структур и оптических текстур холестерика, индуцированная электроуправляемой ионной модификацией поверхностного сцепления // *Известия РАН, серия физическая*. 2017. Т. 81, № 5. С. 649–652.
35. Pyatnov M. V., Vetrov S. Y., Timofeev I. V. Localised optical states in a structure formed by two oppositely handed cholesteric liquid crystal layers and a metal // *Liq. Cryst.* 2017. Vol. 44, no. 4. P. 674–678.
36. Timofeev I. V., Arkhipkin V. G., Vetrov S. Y. et al. Enhanced light absorption with a cholesteric liquid crystal layer // *Opt. Mater. Express.* 2013. Vol. 3, no. 4. P. 496.
37. Рудакова Н. В., Тимофеев И. В., Панкин П. С., Ветров С. Я. Сохраняющее поляризацию анизотропное зеркало на основе металл-диэлектрического нанокомпозита // *Известия Российской академии наук. Серия физическая*. 2017. Т. 81, № 1. С. 10–14.
38. Тимофеев И. В., Ветров С. Я. Хиральные оптические таммовские состояния на границе среды с винтовой симметрией тензора диэлектрической проницаемости // *Письма в ЖЭТФ*. 2016. Т. 104, № 6. С. 393–397. 1608.01876.
39. Timofeev I. V., Pankin P. S., Vetrov S. Y. et al. Chiral Optical Tamm States: Temporal Coupled-Mode Theory // *Crystals*. 2017. Vol. 7, no. 4. P. 113. 1703.00310.

## Цитированная литература

1. Joannopoulos J. D., Johnson S. G., Winn J. N., Meade R. D. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light (Second Edition). Princeton, NJ, USA : Princeton University Press, 2008. P. 304. ISBN: [0691124566](#).
2. Glybovski S. B., Tretyakov S. A., Belov P. A. et al. Metasurfaces: From microwaves to visible // *Phys. Rep.* 2016. Vol. 634. P. 1–72.
3. Kinsey N., Ferrera M., Shalaev V. M., Boltasseva A. Examining nanophotonics for integrated hybrid systems: a review of plasmonic interconnects and modulators using traditional and alternative materials [Invited] // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2015. Vol. 32, no. 1. P. 121.
4. Belyakov V. A. Localized optical modes in optics of cholesteric liquid crystals // New Dev. Liq. Cryst. Appl. / Ed. by Pankaj Kr. Choudhury. Nova Science Pub Inc, 2013. P. 199–227.
5. Faryad M., Lakhtakia A. The circular Bragg phenomenon // *Adv. Opt. Photonics.* 2014. Vol. 6, no. 2. P. 225.
6. Зябловский А. А., Виноградов А. П., Пухов А. А. и др. РТ-симметрия в оптике // *Усп. физ. наук.* 2014. Т. 184, № 11. С. 1177–1198.
7. Lu L., Joannopoulos J. D., Soljačić M. Topological photonics // *Nat. Photonics.* 2014. Vol. 8, no. 11. P. 821–829. 1408.6730.
8. Виноградов А. П., Дорофеенко А. В., Мерзликин А. М., Лисянский А. А. Поверхностные состояния в фотонных кристаллах // *Успехи физических наук.* 2010. Т. 180, № 3. С. 249–263.
9. Мерзликин А. М. Мезоскопические эффекты когерентного распространения и локализации поляризованных электромагнитных волн в фотонных кристаллах и неупорядоченных слоистых средах: Дисс. д.ф.-м.н. № 01.04.13. Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 2016. С. 284.
10. Климов В. В. Наноплазмоника. Физматлит, 2009. С. 480. ISBN: [978-5-9221-1030-3](#).
11. Рудакова Н. В. Спектральные свойства двумерных фотонных кристаллов на основе материалов с резонансной дисперсией : Дисс... кандидата наук : 01.04.05 / Н. В. Рудакова ; Сибирский федеральный университет. Красноярск : Библиотечно-издательский комплекс Сибирского федерального университета, 2013. С. 22.

12. Архипкин В. Г., Гуняков В. А., Мысливец С. А. и др. Электро- и магнитооптическое переключение дефектных мод в одномерных фотонных кристаллах // ЖЭТФ. 2011. Т. 139, № 4. С. 666–678.
13. Haus H. A. Waves and fields in optoelectronics. Prentice-Hall Series in Solid State Physical Electronics. Upper Saddle River, NJ, USA : Prentice Hall, Incorporated, 1983. P. 402. ISBN: [0139460535](#).
14. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. Мир, 1987.
15. Беликов А. В., Богданова М. В., Лозовик Ю. Е. Расчет зонной структуры металлических фотонных кристаллов: модифицированный метод разложения по плоским волнам // Математическое моделирование. 2007. Т. 19, № 4. С. 19–26.
16. Бушуев В. А., Пряников А. Д. Влияние кубичной нелинейности на отражение и прохождение лазерного излучения в одномерном фотонном кристалле // Квантовая электроника. 2003. Т. 33, № 6. С. 515–519.
17. Pendry J. B. Photonic Band Structures // [J. Mod. Opt.](#) 1994. Vol. 41, no. 2. P. 209–229.
18. Mills D. L., Trullinger S. E. Gap solitons in nonlinear periodic structures // [Phys. Rev. B](#). 1987. Vol. 36, no. 2. P. 947–952.
19. Maxwell Garnett J. C. Colours in Metal Glasses, in Metallic Films, and in Metallic Solutions. II // [Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.](#) 1906. Vol. 205, no. 387-401. P. 237–288.
20. Johnson P. B., Christy R. W. Optical Constants of the Noble Metals // [Phys. Rev. B](#). 1972. Vol. 6, no. 12. P. 4370–4379.
21. Sihvola A. Electromagnetic Mixing Formulae and Applications (IEEE Electromagnetic Waves Series, 47). The Institution of Engineering and Technology, 1999. P. 284. ISBN: [9780852967720](#).
22. Jalas D., Petrov A., Eich M. et al. What is — and what is not — an optical isolator // [Nat. Photonics](#). 2013. Vol. 7, no. 8. P. 579–582.
23. Шабанов В. Ф., Ветров С. Я., Шабанов А. В. Оптика реальных фотонных кристаллов. Жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Новосибирск : Изд-во СО РАН, 2005. С. 239. ISBN: [5-7692-0737-X](#).
24. Ozaki R., Matsui T., Ozaki M., Yoshino K. Electro-Tunable Defect Mode in One-Dimensional Periodic Structure Containing Nematic Liquid Crystal as a Defect Layer // [Jpn. J. Appl. Phys.](#) 2002. Vol. 41, no. Part 2, No. 12B. P. L1482–L1484.
25. Клышко Д. Н. Геометрическая фаза Берри в колебательных процессах // [Успехи физических наук](#). 1993. Т. 163, № 11. С. 1–18.

26. Mauguin C. V. Sur les cristaux liquides de Lehman // Bull. Soc. Fr. Miner. 1911. Vol. 34. P. 71–117.
27. Yeh P., Gu C. Optics of Liquid Crystal Displays. Wiley Series in Pure and Applied Optics. Wiley, 2010. P. 438. ISBN: [9780470181768](#).
28. Yoda H., Ohtera Y., Hanaizumi O., Kawakami S. No Title // [Opt. Quantum Electron.](#) 1997. Vol. 29, no. 2. P. 285–299.
29. Zhu X., Hong Q., Huang Y., Wu S. T. Eigenmodes of a reflective twisted-nematic liquid-crystal cell // [J. Appl. Phys.](#) 2003. Vol. 94, no. 5. P. 2868.
30. Wang K., Weimann S., Nolte S. et al. Measuring the Aharonov–Anandan phase in multiport photonic systems // [Opt. Lett.](#) 2016. Vol. 41, no. 8. P. 1889. 1510.08601.
31. Aharonov Y., Anandan J. Phase change during a cyclic quantum evolution // [Phys. Rev. Lett.](#) 1987. Vol. 58, no. 16. P. 1593–1596.
32. Avendaño C. G., Ponti S., Reyes J. A., Oldano C. Multiplet structure of the defect modes in 1D helical photonic crystals with twist defects // [J. Phys. A: Math. Gen.](#) 2005. Vol. 38, no. 41. P. 8821–8840.
33. Belyakov V. A., Shilina G. I. Surface Guided Electromagnetic Waves of Higher Diffraction Orders in Cholesterics // [Mol. Cryst. Liq. Cryst.](#) 1992. Vol. 223, no. 1. P. 55–67.
34. Lippmann B. A., Schwinger J. Variational Principles for Scattering Processes. I // [Phys. Rev.](#) 1950. Vol. 79, no. 3. P. 469–480.
35. Pierce J. R. Coupling of modes of propagation // [J. Appl. Phys.](#) 1954. Vol. 25, no. 2. P. 179–183.
36. Kopp V. I., Genack A. Z. Twist Defect in Chiral Photonic Structures // [Phys. Rev. Lett.](#) 2002. Vol. 89, no. 3. P. 033901.

Подписано к печати

Формат 60 × 85/16, усл. печ. л. 2.

Тираж 100 экз. Заказ № \_\_\_\_.

Отпечатано в типографии Институт физики им. Л.В. Киренского  
Федеральный исследовательский центр Красноярский научный центр  
Сибирского отделения Российской академии наук. 660036, Красноярск,  
Академгородок, 50/38, ИФ СО РАН