

ОДНОМЕРНЫЕ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ С ПЛАНАРНО-ОРИЕНТИРОВАННЫМ СЛОЕМ НЕМАТИКА: ТЕМПЕРАТУРНЫЕ И УГЛОВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРОВ ДЕФЕКТНЫХ МОД

В. Г. Архипкин^{a,b}, В. А. Гуняков^{a,b}, С. А. Мысливец^a, В. П. Герасимов^a,
В. Я. Зырянов^{a,b}, С. Я. Ветров^b, В. Ф. Шабанов^a*

^a *Институт физики им. Л. В. Куренского Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия*

^b *Сибирский федеральный университет
660041, Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 18 мая 2007 г.

Экспериментально исследованы спектры пропускания одномерного фотонного кристалла, образованного двумя многослойными диэлектрическими зеркалами и планарно-ориентированным слоем нематического жидкого кристалла 5СБ между ними в качестве дефекта структуры. Изучены особенности поведения спектра дефектных мод при изменении угла падения света на кристалл для двух поляризаций — параллельной и перпендикулярной направлению директора жидкого кристалла, при этом директор был ориентирован как в плоскости падения, так и перпендикулярно ей. Показано, что для рассматриваемых вариантов положения максимумов дефектных мод смещаются в коротковолновую область при увеличении угла падения зондирующего излучения, причем эта тенденция проявляется более сильно для параллельно поляризованной компоненты, когда директор ориентирован в плоскости падения. В последнем случае также происходит заметное уменьшение ширины фотонной запрещенной зоны. Исследованы температурные зависимости поляризованных компонент спектра пропускания фотонного кристалла при нормальном падении света. Измерен спектральный сдвиг дефектных мод, обусловленный изменением показателя преломления жидкого кристалла в точке фазового перехода нематик – изотропная жидкость. Показано, что в реальных фотонных кристаллах амплитуда дефектных мод уменьшается по мере приближения к центру запрещенной зоны, а также при увеличении числа слоев в диэлектрических зеркалах. Теоретические зависимости спектров пропускания исследуемых фотонных кристаллов, рассчитанные на основе метода рекуррентных соотношений с учетом затухания дефектных мод, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

PACS: 42.70.Qs, 78.20.Ci, 42.82.Et

1. ВВЕДЕНИЕ

Материалы, диэлектрическая проницаемость которых изменяется периодически в одном, двух или трех измерениях с пространственным масштабом, сравнимым с длиной световой волны, называют фотонными кристаллами (ФК) или фотонно-кристаллическими структурами. Такие структуры также иногда называют сверхрешетками. Они привлекают

большой интерес как новые оптические материалы, так как обладают уникальными свойствами [1–3]. Важным свойством ФК является наличие фотонных запрещенных зон (ФЗЗ) или стоп-зон (photonic band-gaps) с низкой плотностью фотонных состояний и малым пропусканием (или высоким коэффициентом отражения) для некоторых направлений распространения света. В трехмерных ФК могут существовать полные ФЗЗ, в которых на определенных частотах свету любой поляризации запрещено

*E-mail: avg@iph.krasn.ru

распространяться во всех направлениях [1, 4]. Запрещенные зоны имеют необычные дисперсионные свойства, что позволяет реализовать ряд интересных с физической точки зрения и важных для приложений режимов распространения световых волн в ФК-структурах [5, 6].

В фотонном кристалле с дефектом решетки, т. е. с нарушенной периодичностью, в запрещенных зонах появляются полосы пропускания, называемые дефектными или локализованными модами, положением и коэффициентом пропускания которых можно управлять, варьируя геометрические и структурные параметры [3]. При этом свет локализуется в области дефекта, что приводит к увеличению интенсивности световой волны внутри дефектного слоя. На основе ФК-материалов с дефектами созданы новые типы волноводов — фотонно-кристаллические волноводы [6, 7], нанорезонаторы с высокой добротностью [8, 9] и низкопороговые лазеры [9, 10], предложены способы увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов [11–14], обсуждаются идеи по развитию элементной базы оптоэлектронной техники и информационных технологий [2].

Одномерные ФК представляют собой многослойные периодические структуры, состоящие из чередующихся слоев двух диэлектрических материалов с разными показателями преломления [1–3]. В отличие от трехмерных ФК, они не имеют полной ФЗЗ, но, тем не менее, представляют большой интерес ввиду их многофункциональности. Отметим, что технология изготовления одномерных ФК для оптического диапазона хорошо отработана [2]. Такие структуры исследуются давно и широко применяются в качестве интерференционных фильтров, поляризаторов света, многослойных диэлектрических зеркал, просветляющих покрытий [7, 15, 16]. В настоящее время исследования многослойных структур ведутся в рамках концепции фотонных кристаллов. Такой подход позволил по-новому взглянуть на их оптические свойства и расширить возможности использования, в том числе и для наблюдения новых физических эффектов и явлений. Например, продемонстрировано гигантское двулучепреломление в многослойных полимерных структурах [17], предложены зеркала с высоким отражением в широкой полосе частот практически при любом угле падения для света с произвольной поляризацией [18] (omnidirectional reflectors) и широкополосные фильтры, полоса частот которых не зависит от угла падения (omnidirectional transmission) [19]. Обсуждаются возможности создания ФК-гетероструктур с узкой частотной и резкой угловой дефектной модой [20].

Одномерные ФК используются для создания лазеров [21] и нелинейно-оптических преобразователей света [22]. Недавно на их основе предложен способ управления групповой скоростью импульсов и рассмотрена возможность записи, хранения и считывания оптической информации [23].

Большой интерес представляют ФК с перестраиваемыми спектральными характеристиками. В этом плане весьма перспективны ФК, содержащие в качестве структурных элементов слои жидких кристаллов (ЖК). Такие свойства ЖК, как широкая область прозрачности (0.4–3.0 мкм), большое оптическое двулучепреломление Δn ($|\Delta n|$ может достигать значений 0.2–0.8), сильная нелинейность, а также высокая чувствительность к внешним воздействиям (температуре, электрическому и магнитному полям) [24], делают их весьма перспективными для эффективного управления спектральными и оптическими характеристиками ФК [2, 3, 25]. Жидкие кристаллы для управления спектральными свойствами фотонных кристаллов первоначально были предложены в работах [26, 27]. Активные исследования ФК в комбинации с ЖК начались с 1999 г. (см. [2, 25]). Тепловая перестройка ФЗЗ в ФК, инфильтрованных ЖК, продемонстрирована в опале [28], пористом кремнии [29] и двумерном ФК Ga–As [30]. Температурная перестройка спектра дефектных мод на длине волны порядка 1 мкм в планарных ФК-микрорезонаторах выполнена в работе [31]. Электрическая перестройка дефектных мод в одномерном ФК с нематическим ЖК в качестве дефектного слоя, а также лазерная генерация с перестраиваемой длиной волны продемонстрированы в работах [32–34]. Продемонстрированы перестраиваемые компактные лазеры на двумерном ФК с микрорезонатором, который заполнен ЖК (см., например, работу [35] и ссылки в ней).

Теоретический анализ спектра дефектных мод и распределения поля в дефектных модах, обусловленного анизотропией нематического ЖК, рассматриваемого в качестве структурного дефектного слоя одномерного ФК, выполнен в работе [36]. Свойства перестраиваемых с помощью электрического поля спектров пропускания двумерных диэлектрических и металлических ФК, которые содержат ЖК-материалы как дефектные элементы или слои, исследовались авторами работы [37]. В работе [38] на основе ФК, состоящего из чередующихся изотропных и жидкокристаллических слоев, предложен перестраиваемый по длине волны отражатель при любом угле падающего света. Перестройка осуществляется с помощью внешнего электрического поля.

Большой интерес представляют исследования ФК на основе пористого кремния, поры которого заполнены ЖК (см., например, [39–41]). В таких ФК-структурах осуществлена тепловая и электрическая модуляция полос пропускания на частотах дефектных мод [42], созданы электрически перестраиваемые активные зеркала [43]. Тепловая и электрическая перестройка спектральных характеристик с помощью ЖК реализована также в ФК-волноводах [44].

Анизотропия ЖК определяет не только поляризационные оптические свойства ФК, но и положение запрещенной зоны [41, 45, 46]. Свойства ФК в комбинации с ЖК зависят от ориентации директора ЖК. Оптические измерения коэффициента пропускания (отражения) как функции температуры, поляризации и угла падения позволяют изучать конфигурацию поля директора [47], что открывает возможности для оптимизации характеристик ФК.

Анализ существующей литературы показывает, что тепловая перестройка спектра пропускания (отражения) ФК с использованием ЖК в основном выполнена для двух- и трехмерных ФК. Исследование подобного эффекта в одномерных ФК имеет самостоятельное значение, так как они широко используются для создания различных оптических устройств и приборов. Недавно нами было экспериментально изучено термооптическое переключение дефектных мод ($\Delta\lambda = 10$ нм) одномерного ФК с дефектным слоем гомеотропно ориентированного нематического ЖК [48], а также исследовано влияние наклона падающего излучения на спектр пропускания дефектных мод такого кристалла [49]. Угловая зависимость ФЗЗ в одномерной периодической структуре Si/SiO₂ для ИК-света изучалась в работе [50]. Мотивация настоящей работы обусловлена тем, что практически отсутствуют экспериментальные работы, направленные на изучение спектральных свойств одномерных ФК с ЖК-дефектом в зависимости от температуры и при различных углах падения для разных поляризаций световых волн. Варьируемый угол падения является удобным параметром для перестройки частоты дефектных мод. В комбинации с ЖК возможности управления спектром существенно расширяются. Цель работы — экспериментальные исследования и теоретический анализ влияния температуры и угла падения света на спектр дефектных мод ФК, когда оптическая ось нематического ЖК, образующего дефектный слой, ориентирована вдоль плоскости мультислоев (планарная ориентация). В этом случае при произвольной поляризации зондирующего излучения вслед-

ствие двулучепреломления ЖК спектр дефектных мод распадается на две поляризованные компоненты, а при отклонении падающего луча от нормали следует рассматривать, по меньшей мере, четыре геометрии оптических измерений в зависимости от ориентации электрического поля световой волны и директора ЖК. Особенности спектра пропускания во всех четырех случаях исследованы. Мы также анализируем роль потерь при распространении света через такой ФК.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Структура и параметры фотонного кристалла

Исследуемый ФК имеет структуру $(\text{HL})^N \text{H(D)} \text{H(LH)}^N$. Здесь H и L — различные диэлектрические, оптически изотропные слои с высоким и низким показателями преломления n_1 и n_2 и толщинами t_1 и t_2 , соответственно. Период решетки $t = t_1 + t_2$, D — дефектный слой с показателем преломления n_d и толщиной t_d ; N — число бислоев HL и LH (периодов). Дефектный слой заполнен планарно-ориентированным нематическим ЖК 4-н-пентил-4'-цианобифенил (5ЦБ), который имеет последовательность фазовых переходов К–22.5 °С–Н–34.0 °С–И между твердокристаллическим, нематическим и изотропно-жидким состояниями.

На рис. 1а схематически представлено изображение структуры данного фотонного кристалла. Два одинаковых многослойных зеркала собраны в плоскопараллельную ячейку типа сэндвича и помещены в термостатируемую кювету. Толщина зазора между зеркалами t_d (дефектный слой) задается фторопластовыми прокладками. Каждое зеркало состоит из $N + 1$ слоев двуокиси циркония (ZrO₂) с показателем преломления $n_1 = 2.04$ и N слоев двуокиси кремния (SiO₂) с показателем преломления $n_2 = 1.45$, поочередно напыленных на поверхность стеклянной подложки. Значения показателей преломления $n_{1,2}$ (и далее для жидкого кристалла n_{LC}) приведены для длины волны $\lambda = 589$ нм. На рис. 1б показаны зависимости коэффициентов пропускания для двух типов используемых в наших измерениях зеркал с разным числом слоев. Из рис. 1 видно, что в спектре пропускания отдельного зеркала имеется запрещенная зона. Максимальное отражение наблюдается в центре запрещенной зоны и плавно ослабевает по мере приближения к ее краям. Увеличение числа бислоев

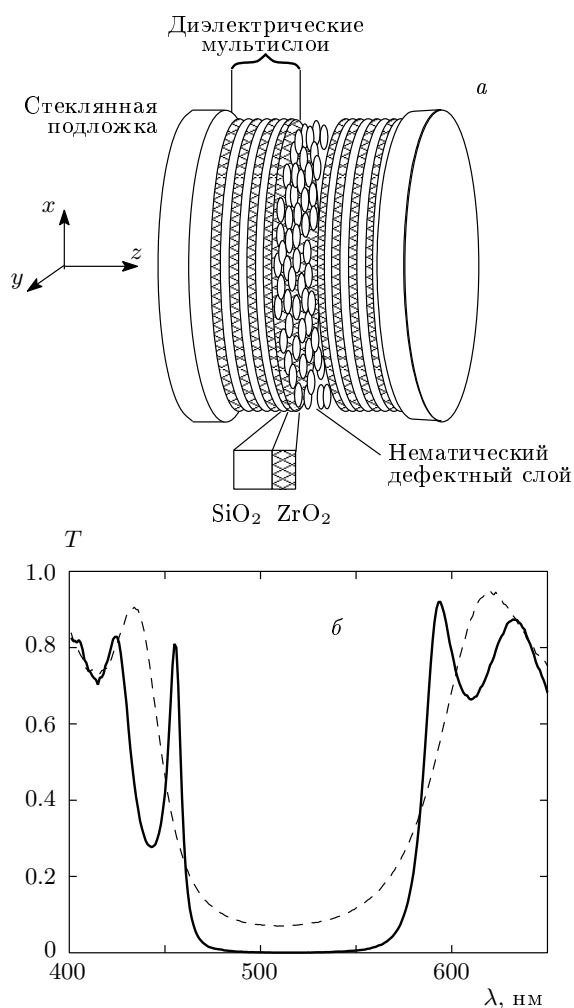


Рис. 1. а) Схематическое изображение структуры одномерного многослойного ФК с нематическим дефектным слоем в центре. б) Зависимости коэффициентов пропускания одиночных многослойных зеркал от длины волны света при нормальном падении: сплошная кривая соответствует зеркалу, у которого 11 слоев ZrO_2 и 10 слоев SiO_2 , минимальное пропускание в центре запрещенной зоны составляет около 0.003; штриховая кривая — 6 слоев ZrO_2 и 5 слоев SiO_2 , минимальное пропускание приблизительно 0.07

N с 5 до 10 приводит к уменьшению пропускания в центре стоп-зоны более, чем в 20 раз.

Для получения однородной планарной ориентации нематического ЖК в дефектном слое на рабочую поверхность зеркал в качестве сурфактанта наносился однопроцентный водный раствор поливинилового спирта. Полученная полимерная пленка подвергалась однонаправленному механическому нати-

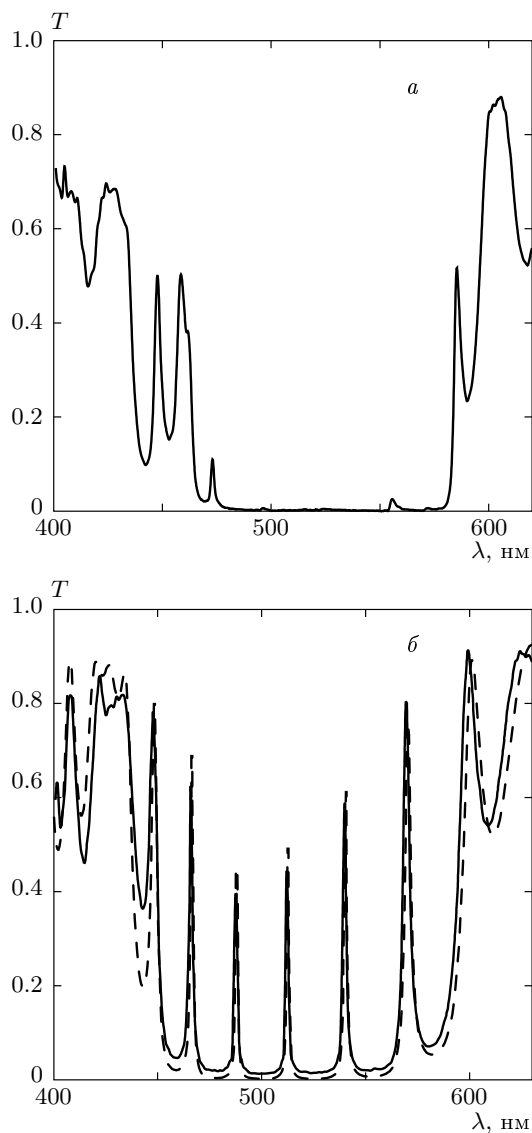


Рис. 2. Спектры пропускания ФК с ЖК-дефектным слоем: $N = 10$ (а), 5 (б); сплошная линия — эксперимент, штриховая — расчет

ранию. Ячейка, приготовленная таким образом, заполнялась нематическим ЖК, подогретым до температуры $36^\circ C$. Качество планарной ориентации образцов контролировалось по соответствующим текстурным фигурам при коноскопическом наблюдении с использованием поляризационного микроскопа.

Термостатированная кювета позволяла проводить измерения спектров пропускания ФК в диапазоне температур $20-40^\circ C$ с точностью стабилизации $\pm 0.2^\circ C$. Поляризованные спектры пропускания регистрировались с помощью спектрометра КСВУ-23.

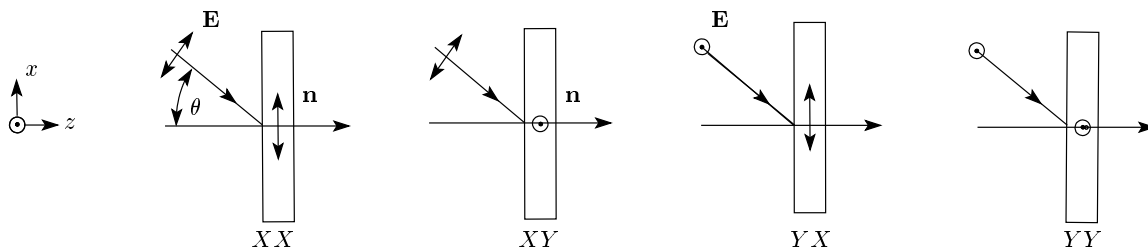


Рис. 3. Относительная ориентация электрического вектора E (i), проходящего через фотонный кристалл света, и директора n (j) в компонентах пропускания T_{ij}

В качестве поляризующего элемента использовался поливиниленовый поляроид со степенью поляризации $p \approx 99.97\%$.

На рис. 2 показаны спектры пропускания для двух ФК с ЖК-дефектным слоем при нормальном падении света, поляризованного параллельно директору ЖК. Рисунок 2а соответствует первому образцу, который имел параметры $t_1 = 55$ нм, $t_2 = 102$ нм, толщина дефектного слоя $t_d = 2.4$ мкм, $N = 10$, а рис. 2б — второму с параметрами $t_1 = 52$ нм, $t_2 = 102$ нм, $t_d = 2.2$ мкм, $N = 5$. В обоих случаях при указанных параметрах формируются фотонные запрещенные зоны в видимой области спектра с дефектными модами, амплитуды, число и положение которых зависят от толщины и показателя преломления дефектного слоя, числа слоев в многослойных зеркалах, а также потерь в зеркалах. Отметим, что дефектные моды имеют максимальную амплитуду вблизи краев запрещенной зоны. Увеличение числа слоев в зеркалах приводит к уменьшению светопропускания в дефектных модах, причем наиболее резкое снижение их амплитуд происходит в центре ФЗЗ. Аналогичный эффект наблюдали в работах [33–35]. В отличие от авторов работы [34], такое поведение дефектных мод мы связываем с наличием затухания в реальных ФК, как это будет показано ниже.

2.2. Угловые зависимости спектра пропускания ФК

Для измерения спектра пропускания при различных углах падения света на кристалл ячейка помещалась в кювету, конструкция которой обеспечивала возможность вращения образца относительно оси, перпендикулярной направлению зондирующего излучения (ось y , рис. 1а). При этом погрешность установки угла наклона падающего луча θ не превышала $\pm 0.5^\circ$. Измерения угловых зависимостей свето-

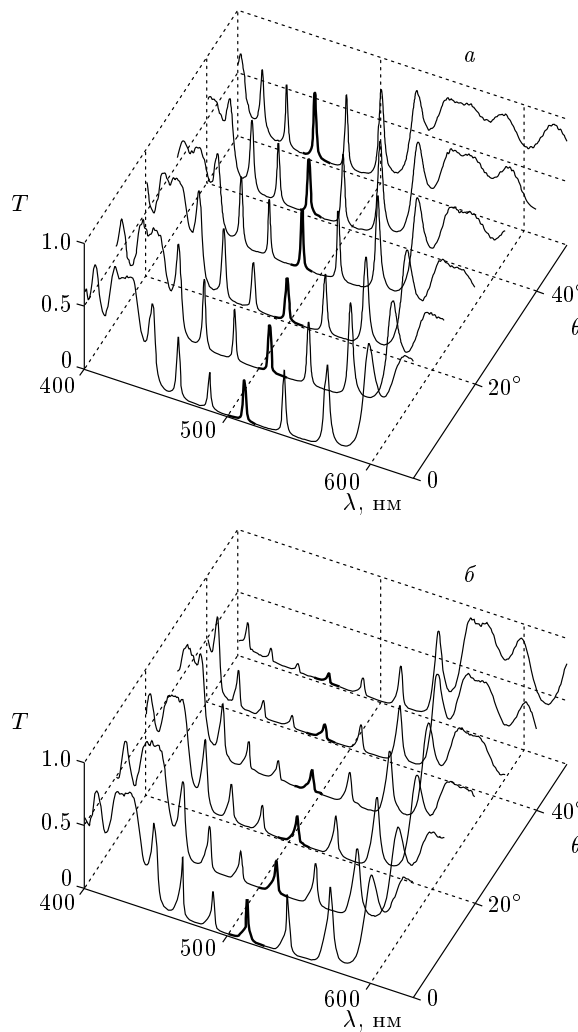


Рис. 4. Спектры пропускания ФК с планарно-ориентированным слоем нематика 5ЦБ при различных углах падения θ для поляризаций ТМ (XX) (а) и ТЕ (YY) (б) падающего света; $t_d = 2.2$ мкм

пропускания ФК проводились при фиксированной температуре $T = 23 \pm 0.2^\circ\text{C}$.

Следует ожидать, что оптическая анизотропия ЖК-слоя приведет к различному характеру изменения светопропускания ФК при его зондировании излучением с поперечной электрической (ТЕ) и поперечной магнитной (ТМ) поляризациями. ТЕ-поляризация обозначает поляризацию световой волны, при которой ее электрический вектор \mathbf{E} колеблется в направлении, перпендикулярном плоскости падения (xz). Если колебания вектора \mathbf{E} происходят в указанной плоскости, то волна имеет ТМ-поляризацию. При нормальном падении света на ФК с планарной ориентацией молекул ЖК-нематика в дефектном слое оказываются возможными четыре независимые комбинации взаимной ориентации относительно осей координат вектора электрического поля \mathbf{E} и директора \mathbf{n} ЖК, которые будем обозначать как XX , XY , YX , YY (рис. 3). Здесь первый символ относится к ориентации вектора электрического поля, а второй — к ориентации директора, при этом две первые комбинации будут соответствовать ТМ-поляризации, а две последние — ТЕ-поляризации. Как видно из рис. 3, для компонент XX и XY ориентация вектора электрического поля \mathbf{E} относительно осей координат при отклонении от нормали меняется. Тем не менее, будем в дальнейшем использовать принятые обозначения и для наклонного падения света.

При зондировании образца, имеющего ориентацию нематического директора \mathbf{n} вдоль оси y , излучением ТЕ- (ТМ-) поляризации будет регистрироваться YY - (XY -) компонента пропускания, а в дефектном слое независимо от угла наклона будет распространяться необыкновенная (обыкновенная) волна. В обоих случаях показатель преломления дефектного слоя при вращении образца остается постоянным, равным показателю преломления жидкого кристалла $n_{\parallel} = n_e$ ($n_{\perp} = n_o$), где n_{\parallel} и n_{\perp} — показатели преломления для света с поляризацией параллельной и перпендикулярной директору ЖК, а n_e и n_o — показатели преломления необыкновенной и обыкновенной волн. При зондировании образца, ориентированного вдоль оси x , излучением ТМ-поляризации (XX -компонента) величина эффективного показателя преломления жидкокристаллического дефектного слоя n_e является функцией угла θ_0 между волновым вектором \mathbf{k} световой волны в ЖК и локальным направлением директора \mathbf{n} . Во всех четырех вариантах изменение угла наклона падающей волны приводит к изменению оптической разности хода интерферирующих лучей в ФК, что, в свою очередь, вызывает модификацию его спектра пропуска-

ния. Важной особенностью эффектов, возникающих при наклонном падении зондирующего излучения, является то, что слой нематика внутри ФК не деформируется, как это происходит в случае переориентации директора электрическим полем. При фиксированном угле падения θ угол θ_0 по всей толщине нематического слоя остается постоянным, что упрощает анализ распространения света через исследуемую ФК-структуру. Отметим также, что случай, соответствующий компоненте YX , аналогичен случаю гомеотропной ориентации директора ЖК, рассмотренному в работе [48].

На рис. 4 в качестве примера показаны спектры пропускания ФК для ТМ- (XX -компонента — рис. 4а) и ТЕ- (YY -компонента — рис. 4б) поляризаций света как функции угла θ падающего излучения. Для двух других комбинаций спектры подобны приведенным. Из рис. 4 видно, что границы запрещенной зоны по мере увеличения угла падения смещаются в коротковолновую область. При этом в первом случае (XX) ширина запрещенной зоны заметно сужается, а во втором (YY) — практически не изменяется. Для ТЕ-поляризации амплитуды дефектных мод с увеличением угла падения уменьшаются, а для ТМ-поляризации увеличиваются. Это обусловлено тем, что коэффициент отражения ТМ-поляризованного света, начиная с некоторых углов, становится меньше, чем для ТЕ-моды. Тогда согласно формуле (17), которая описывает пропускание интерферометра Фабри–Перо в максимуме, пропускание ТМ-волны будет больше, чем ТЕ-волны, при предположении, что потери в обоих случаях одинаковы.

2.3. Температурные изменения спектра дефектных мод

В случае нормального падения света на ФК с планарно-ориентированным дефектным слоем возможно измерение компонент пропускания $T_{\parallel, \perp, i}$, где индексы « \parallel », « \perp », « i » соответствуют направлениям поляризации электрического поля \mathbf{E} , соответственно, параллельно (\parallel) или перпендикулярно (\perp) директору \mathbf{n} , а также изотропной жидкости (i).

На рис. 5 представлены экспериментально наблюдаемые спектры пропускания света с поляризацией, перпендикулярной (T_{\perp}) и параллельной (T_{\parallel}) по отношению к директору ЖК, при нормальном падении света на образец при различных температурах. Сопоставление с рис. 4 показывает, что увеличение толщины дефектного слоя не влияет на параметры запрещенной зоны, но приводит к соответ-

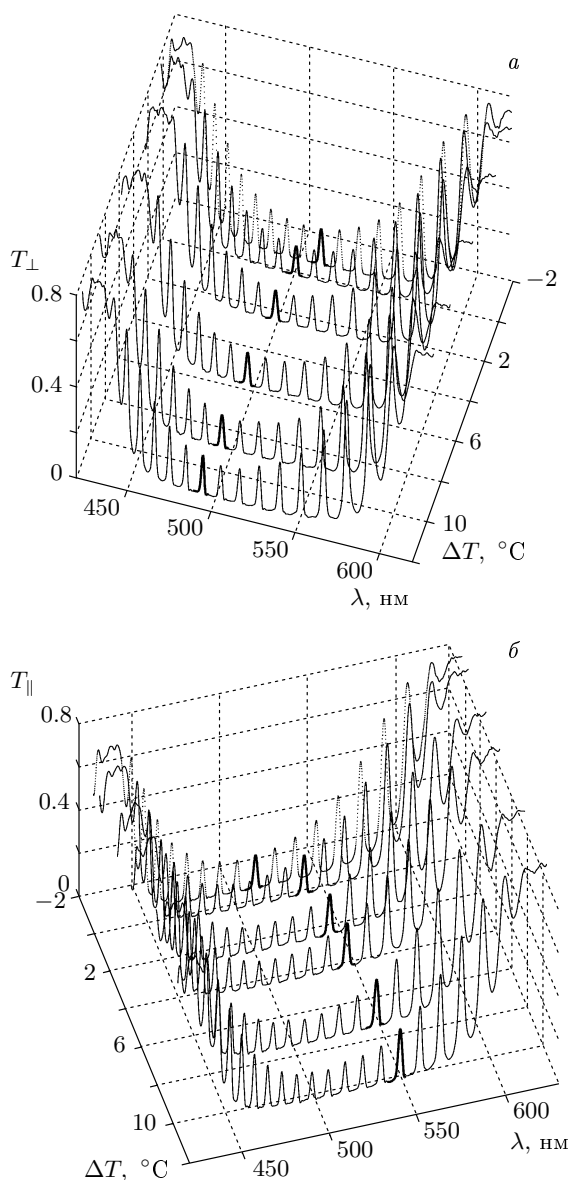


Рис. 5. Спектры пропускания поляризованных компонент T_{\perp} (а) и T_{\parallel} (б) ФК с планарно-ориентированным дефектным слоем в нематической (сплошные линии) и изотропной (пунктирные линии) фазах 5ЦБ при различных температурах: $t_1 = 52$ нм, $t_2 = 102$ нм, $t_d = 6.7$ мкм, $N = 5$, $\Delta T = T_c - T$, где T_c — температура фазового перехода

ствующему увеличению внутри нее количества дефектных мод. В нематической фазе с ростом температуры наблюдается заметное смещение дефектных мод, обусловленное монотонным изменением показателей преломления 5ЦБ. Для перпендикулярной компоненты сдвиг происходит в длинноволно-

вую область, а для параллельной — в коротковолновую. Для наглядности одна из мод выделена жирной линией. В окрестности фазового перехода нематик — изотропная жидкость происходит скачок показателей преломления ЖК [24]. Из рис. 5 видно, что дефектные моды, соответствующие нематической фазе (сплошные линии), при нагреве до изотропного состояния (пунктир) также скачком смещаются примерно на 10 нм для перпендикулярной компоненты и на 20 нм для параллельной.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕТОПРОПУСКАНИЯ ОДНОМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

Для проведения модельных расчетов воспользуемся обозначениями структурных параметров ФК, введенными в начале п. 2.1, а также показанными на рис. 6. Далее будем считать, что слева и справа рассматриваемая структура ограничена вакуумом ($n = \sqrt{\epsilon} = 1$) и плоская монохроматическая световая волна падает на ФК под углом θ .

При ориентации директора ЖК \mathbf{n} параллельно оси x или оси y лабораторной системы координат тензор диэлектрической проницаемости ЖК имеет вид

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\perp} \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad \epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\perp} \end{pmatrix},$$

соответственно для XX - (YX -) и YY - (XY -) компонент, $\epsilon_{\perp} = n_{\perp}^2$, $\epsilon_{\parallel} = n_{\parallel}^2$ — соответственно перпендикулярная и параллельная директору компоненты диэлектрической проницаемости.

При наклонном падении света на ФК уравнения Максвелла в анизотропном дефектном слое для ТМ-поляризованной монохроматической волны

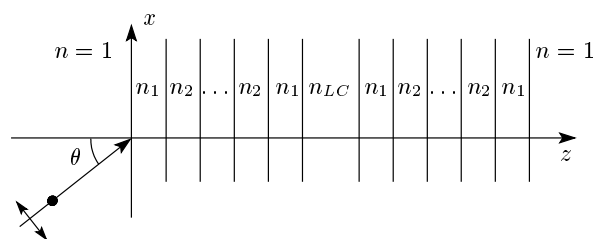


Рис. 6. Схематическое изображение одномерной ФК-структуры с ЖК-слоем в качестве дефекта

с частотой ω в стационарном приближении имеют вид [3]

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} - \beta \left(k^2 - \frac{\varepsilon_{zz}\omega^2}{c^2} \right) \right] H_y = 0, \quad (1)$$

$$E_x = -\frac{ic}{\omega\varepsilon_{xx}} \frac{dH_y}{dz}, \quad E_z(z) = -\frac{kc}{\varepsilon_{zz}\omega} H_y(z), \quad (2)$$

где c — скорость света в вакууме; $k = k_x = (\omega/c)n \sin \theta$ — постоянная распространения вдоль оси x ; $\beta = \varepsilon_{xx}/\varepsilon_{zz}$. Здесь $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{\parallel}$, $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\perp}$ — компоненты диэлектрического тензора в главных осях. Уравнения (1), (2) записаны в предположении, что директор ЖК ориентирован параллельно слоям ФК.

Для ТЕ-волны соответствующие уравнения получаются путем замены $H_y \rightarrow E_y$, $E_x \rightarrow H_x$, $E_z \rightarrow H_z$ и $\varepsilon_{xx} \rightarrow \varepsilon_{yy}$.

Согласно уравнению (1) поле $H_y = H$ в произвольном j -м слое можно представить в виде суперпозиции бегущих навстречу друг другу волн:

$$H_j = A_j \exp[i\alpha_j(z - z_j)] + B_j \exp[-i\alpha_j(z - z_j)], \quad (3)$$

где A_j и B_j — амплитуды прямой (падающей) и обратной (отраженной) волн. В дефектном анизотропном слое α_j имеет вид

$$\alpha_j = \sqrt{\varepsilon_{xx} \left(\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{k^2}{\varepsilon_{zz}} \right)}. \quad (4)$$

Из первого уравнения (2) распределение электрического поля $E_x = E$ в дефектном слое дается выражением

$$E_j(z) = q_j A_j \exp[i\alpha_j(z - z_j)] - q_j B_j \exp[-i\alpha_j(z - z_j)]. \quad (5)$$

Здесь

$$q_j = \sqrt{\frac{\varepsilon_{zz} - n^2 \sin^2 \theta}{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz}}}. \quad (6)$$

Формулы для α_j и q_j запишем в удобном для дальнейших расчетов виде:

$$\alpha_{XY}^{TM} = \frac{\omega}{c} \frac{n_{\parallel}}{n_{\perp}} \sqrt{n_{\perp}^2 - \sin^2 \theta}, \quad (7)$$

$$q_{XY}^{TM} = \frac{\sqrt{n_{\perp}^2 - \sin^2 \theta}}{n_{\perp} n_{\parallel}},$$

$$\alpha_{YX}^{TE} = \frac{\omega}{c} \sqrt{n_{\parallel}^2 - \sin^2 \theta}, \quad q_{YX}^{TE} = \sqrt{n_{\parallel}^2 - \sin^2 \theta}, \quad (8)$$

$$\alpha_{XY}^{TM} = \frac{\omega}{c} \frac{n_{\perp}}{n_{\parallel}} \sqrt{n_{\parallel}^2 - \sin^2 \theta}, \quad (9)$$

$$q_{XY}^{TM} = \frac{\sqrt{n_{\parallel}^2 - \sin^2 \theta}}{n_{\perp} n_{\parallel}},$$

$$\alpha_{YX}^{TE} = \frac{\omega}{c} \sqrt{n_{\perp}^2 - \sin^2 \theta}, \quad q_{YX}^{TE} = \sqrt{n_{\perp}^2 - \sin^2 \theta}. \quad (10)$$

Уравнения для изотропных слоев получаются из формул (1), (2) заменой ε_{zz} , ε_{xx} на ε_1 , ε_2 при $E_z = 0$. В этом случае α_i и q_i принимают вид

$$\alpha_i = \frac{\omega}{c} (n_{1,2}^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}, \quad (11)$$

$$q_i = \frac{(n_{1,2}^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}}{n_{1,2}^2}.$$

Граничные условия требуют, чтобы на границе раздела слоев тангенциальные составляющие векторов \mathbf{H} и \mathbf{E} были непрерывны.

В отличие от работы [51] мы исследуем спектр пропускания ФК с жидкокристаллическим дефектом с помощью метода рекуррентных соотношений [52], который позволяет просто рассчитывать отражение и пропускание с учетом затухания в ФК путем введения комплексных показателей преломления в каждом слое. Разобьем все слои ФК на достаточно большое число M подслоев, таких что в пределах каждого подслоя с номером m поле H_m можно считать постоянным. Из условий непрерывности электрической и магнитной составляющих полей на границе раздела слоев с номерами m и $m+1$ получаем систему уравнений, связывающих амплитуды полей в соседних слоях:

$$A_m + B_m = g_{m+1}^{-1} A_{m+1} + g_{m+1} B_{m+1}, \quad (12)$$

$$q_m (A_m - B_m) = q_{m+1} (g_{m+1}^{-1} A_{m+1} - g_{m+1} B_{m+1}), \quad (13)$$

где $g_m = \exp(i\alpha_m t_m)$, $m = 1, 2, \dots, M+1$, $t_m = z_{m+1} - z_m$, толщина последнего слоя $t_{M+1} \equiv 0$. Функции g_m учитывают изменения фаз волн и их затухание в m -слое.

Введем амплитудные коэффициенты отражения $R_m = B_m/A_m$. Из уравнений (12), (13) нетрудно получить рекуррентные соотношения, связывающие коэффициенты R_m и R_{m+1} в соседних подслоях:

$$R_m = \frac{r_m + g_{m+1}^2 R_{m+1}}{1 + r_m g_{m+1}^2 R_{m+1}}. \quad (14)$$

Здесь $r_m = (g_m - g_{m+1})/(g_m + g_{m+1})$. С помощью полученного рекуррентного соотношения находим все

значения R_m , начиная с правой границы ФК, с учетом граничного условия $R_{M+1} = 0$. Используя уравнение (14), получаем выражение для A_{m+1} через A_m в произвольном слое m :

$$A_{m+1} = A_m \frac{1 + R_m}{g_{m+1}^{-1} + g_{m+1} R_m}. \quad (15)$$

Используя формулу (15), находим все A_m , начиная с левой границы ФК. Затем находим амплитуду обратной волны $B_m = A_m R_m$. Коэффициенты пропускания, отражения и затухания определяются соответственно соотношениями

$$T = \frac{|A_{M+1}|^2}{|A_0|^2}, \quad R = \frac{|B_0|^2}{|A_0|^2}, \quad A = 1 - T - R. \quad (16)$$

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Перейдем к обсуждению экспериментальных результатов.

Качественно поведение дефектных мод на рис. 2 можно понять, используя аналогию между одномерным ФК с дефектом и интерферометром Фабри–Перо. Известно, что пропускание интерферометра существенно зависит от коэффициентов пропускания T_m (отражения R_m) и потерь A_m в зеркалах [53]. В случае идентичных зеркал коэффициент пропускания интерферометра Фабри–Перо $T = I_t/I_0$ (I_0 — интенсивность света на его входе, I_t — интенсивность прошедшего света) определяется формулой

$$T = \frac{T_m^2}{(T_m + A_m)^2 + 4R_m \sin^2(\delta/2)}, \quad (17)$$

где $\delta = 4\pi L n_d / \lambda$ — набег фазы за двойной проход интерферометра (резонатора), $L = t_d$ — база резонатора, n_d — показатель преломления среды, заполняющей резонатор (дефектный слой). Отметим, что величины T_m , A_m и R_m зависят от длины волны света.

В связи с тем, что существует несколько механизмов потерь (см., например, [54]), под A_m понимаются эффективный коэффициент потерь, определяемый из соотношения $R_m + T_m + A_m = 1$. Параметр A_m оказывает сильное влияние на коэффициент пропускания T интерферометра. Из формулы (17) видно, что в отсутствие потерь ($A_m = 0$) в максимуме пропускания $T = 1$ для всех мод резонатора независимо от длины волны. Потери ($A_m > 0$) уменьшают его до величины

$$T = \frac{T_m^2}{(T_m + A_m)^2} = \frac{1}{(1 + A_m/T_m)^2} < 1. \quad (18)$$

Из формулы (18) следует, что в центре запрещенной зоны, где T_m меньше, чем на краях (см. рис. 1), коэффициент пропускания интерферометра имеет минимальное значение, а коэффициент отражения — максимальное. При этом, чем большее число слоев имеют зеркала, тем меньше пропускание T .

Таким образом, потери в фотонно-кристаллических структурах могут существенно уменьшать амплитуды дефектных мод. В реальных ФК потери могут быть обусловлены разными причинами. Наиболее важную роль играют шероховатость границ раздела между слоями, непараллельность и нерегулярность слоев (флуктуации толщин слоев), которые приводят к рассеянию света, нерезонансное поглощение в слоях и другие. Указанные причины могут быть критическими для определения спектральных свойств дефектных мод ФК.

Эффективно потери можно учесть путем введения для каждого слоя мнимой части показателя преломления, которая связана с эффективным коэффициентом экстинкции (в каждом слое) κ_j , определяющим распад амплитуды поля при распространении волны в ФК ($H_j \sim \exp(-\kappa_j z)$). Величины мнимых частей показателей преломления (или коэффициентов экстинкции) можно подобрать из сравнения экспериментальных данных с расчетными. На рис. 2б приведены вычисленный и экспериментальный спектры пропускания для ФК с жидкокристаллическим дефектным слоем. Хорошее совпадение рассчитанных и экспериментальных спектров получено для значений $\text{Im } n_{1,2} = 2 \cdot 10^{-3}$, $\text{Im } n_{LC} = 1.5 \cdot 10^{-4}$. При этом также учитывалась дисперсия показателей преломления в каждом слое [55–57]. Эти данные использовались при моделировании спектров пропускания исследуемой системы.

На рис. 7 показаны измеренные и рассчитанные температурные зависимости длин волн в максимуме пропускания для двух дефектных мод. Видно, что в пределах существования мезофазы с ростом температуры дефектные моды плавно смещаются в коротковолновую область спектра для параллельной поляризации и в длинноволновую область для перпендикулярной. Такое поведение дефектных мод обусловлено тем, что показатели преломления 5ЦБ для обыкновенной и необыкновенной волн с ростом температуры ведут себя по-разному: показатель преломления необыкновенной волны уменьшается с ростом температуры, а обыкновенной — увеличивается [55].

В точке фазового перехода нематик — изотропная жидкость, соответствующей температуре $T_c \approx 34^\circ\text{C}$, наблюдается скачкообразный сдвиг мод.

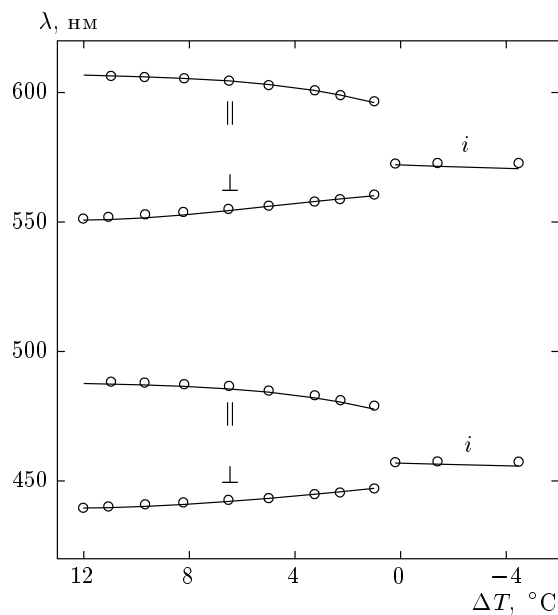


Рис. 7. Положение максимумов коротко- и длинноволновой дефектных мод как функция приведенной температуры $\Delta T = T_c - T$. Сплошные линии — теория, кружки — эксперимент

Перпендикулярная компонента смещается примерно на 10 нм в длинноволновую область спектра, а параллельная — на 20 нм в коротковолновую. При дальнейшем нагревании положение максимумов пропускания дефектных мод меняется незначительно вследствие слабой температурной зависимости показателя преломления ЖК в изотропной фазе. Видно хорошее согласие экспериментальных и рассчитанных спектральных положений мод во всей исследованной области температур.

На рис. 8 приведены рассчитанные угловые зависимости спектральных положений максимумов дефектных мод и границ запрещенной зоны для ТМ- (а) и ТЕ- (б) поляризаций. Символами показаны соответствующие экспериментальные данные, которые хорошо совпадают с расчетными. Видно, что для ТЕ-волны ширина запрещенной зоны остается практически постоянной (около 200 нм) во всем диапазоне изменения углов θ , в то время как для ТМ-волны наблюдается заметное сужение запрещенной зоны от 200 нм при нормальном падении света до 175 нм при $\theta = 50^\circ$. Качественно различие в поведении границ запрещенных зон и дефектных мод можно понять также на основе аналогии с интерферометром Фабри–Перо. Оно обусловлено неодинаковым характером френелевского отражения для ТЕ- и ТМ-поляризованных световых волн на гра-

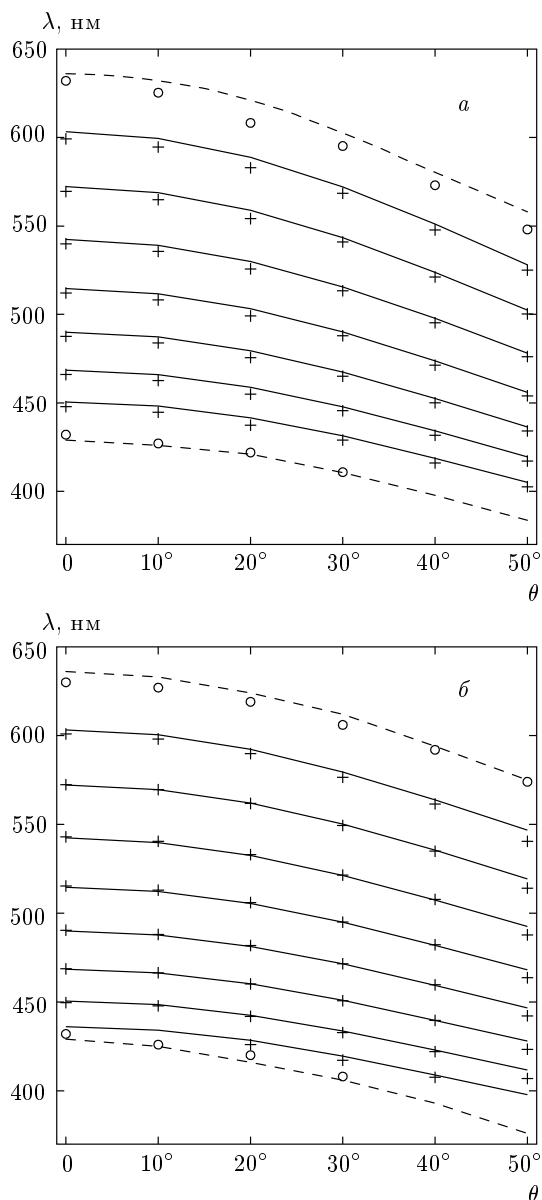


Рис. 8. Рассчитанные угловые зависимости спектральных положений максимумов дефектных мод (сплошные линии) и границ запрещенной зоны (штриховые линии) для поляризаций ТМ (XX) (а) и ТЕ (YY) (б) падающего на ЖК света. Символами показаны соответствующие экспериментальные данные; $N = 5$, $t_d = 2.2$ мкм

ницах раздела слоев. Если для ТЕ-поляризации коэффициент отражения с увеличением угла падения возрастает, то для ТМ-поляризации в интервале углов вплоть до угла Брюстера он уменьшается [58]. При этом угле френелевское отражение на границах раздела ТМ-поляризованного света исчезает, что

должно привести к уменьшению ширины запрещенной зоны до нуля. Несмотря на то что при показателях преломления исследуемой нами ФК-структуры угол Брюстера отсутствует, указанная тенденция, как видно из рис. 4 и 8, для ТМ-поляризации прослеживается.

Поведение дефектных мод качественно можно объяснить следующим образом. С увеличением угла падения света оптическая разность δ хода лучей, отраженных от границ раздела дефектного слоя с мультислойными отражателями, уменьшается; здесь

$$\delta = 2Ln_{LC} = \begin{cases} 2L\sqrt{n_{\parallel}^2 - \sin^2 \theta} & \text{для ТЕ-волны,} \\ 2L\frac{n_{\parallel}}{n_{\perp}}\sqrt{n_{\perp}^2 - \sin^2 \theta} & \text{для ТМ-волны.} \end{cases}$$

Тогда, в соответствии с условием возникновения интерференционных максимумов (дефектных мод) $\delta = l\lambda$, где l — номер моды, а λ — ее длина волны, это приводит к уменьшению длины волны дефектной моды. Поскольку для жидкого кристалла 5ЦБ $n_{\parallel} > n_{\perp}$, для ТМ-волны с увеличением угла падения света оптическая разность хода меняется быстрее, чем для ТЕ-волны, что, в свою очередь, как видно из рис. 8, приводит к более быстрому смещению ТМ-мод.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные в данной работе экспериментальные и теоретические исследования температурных и угловых зависимостей спектров пропускания одномерных ФК-кристаллов с планарно ориентированным жидкокристаллическим дефектным слоем выявили ряд важных особенностей, которые обусловлены анизотропией диэлектрической проницаемости ЖК и ее чувствительностью к температуре, а также затуханием световой волны.

Экспериментально установлено, что дефектные моды имеют максимальную амплитуду вблизи краев запрещенной зоны, а в центре стоп-зоны светопропускание в дефектных модах уменьшается. В отличие от авторов работы [34], такое поведение мы объясняем наличием затухания распространяющихся в ФК световых волн. При численном анализе спектров пропускания потери эффективно учитывались путем введения комплексного показателя преломления всех слоев. При этом было получено хорошее согласие с экспериментальными результатами.

С ростом температуры дефектные моды, регистрируемые при параллельной ориентации электри-

ческого вектора световой волны \mathbf{E} и нематического директора \mathbf{n} , смещаются в коротковолновую область спектра, т. е. демонстрируют тенденцию, противоположную случаю ФК с гомеотропной дефектной текстурой [48]. Спектральный сдвиг дефектных мод при фазовом переходе ЖК в изотропную жидкость для необыкновенной волны примерно вдвое больше, чем для обыкновенного луча, что обусловлено аналогичным соотношением скачка показателя преломления n_{\parallel} в сравнении с n_{\perp} для каламитных нематиков.

Экспериментально изучены поляризованные спектры пропускания для четырех комбинаций совместной ориентации между электрическим вектором световой волны и направлением директора жидкого кристалла при изменении угла падения зондирующего излучения. Во всех случаях увеличение угла падения приводит к сдвигу запрещенной зоны, а также максимумов дефектных мод в коротковолновую область спектра. При этом амплитуды дефектных мод могут либо уменьшаться, либо увеличиваться в зависимости от поляризации падающего света. Показано, что в одномерном ФК запрещенная зона существует в широком угле падения. Последний может использоваться и как эффективный перестроечный параметр для сдвига резонансной частоты дефектной моды.

Полученные результаты применимы и для ФК с другими оптически одноосными материалами, формирующими структурные дефекты, например, с одноосно упорядоченными полимерными пленками, одноосными смектическими ЖК и др.

Авторы благодарны Г. Н. Камаеву за предоставление многослойных зеркал. Работа выполнена при поддержке грантов НШ-6612.2006.3, РНП.2.1.1.1814, РФФИ № 05-03-32852, Президиума РАН 8.1 и ОФН РАН 2.10.2, интеграционного проекта № 33 СО РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton Univ. Press, Princeton (1995).
2. K. Busch, R. B. Wehrspohn, S. Lölkes et al., *Photonic Crystals: Advances in Design, Fabrication, and Characterization*, J. Wiley & Sons, Berlin (2004).
3. В. Ф. Шабанов, С. Я. Ветров, А. В. Шабанов, *Оптика реальных фотонных кристаллов. Жидко-*

- кристаллические дефекты, неоднородности*, Изд-во СО РАН, Новосибирск (2005).
4. В. П. Быков, *ЖЭТФ* **62**, 505 (1972).
 5. Ю. С. Кившарь, Г. П. Агравал, *Оптические солитоны*, Физматлит, Москва (2005).
 6. А. М. Желтиков, *УФН* **170**, 1203 (2000).
 7. Ф. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах*, Мир, Москва (1987).
 8. J. Vučković, M. Lončar, H. Mabuchi et al., *Phys. Rev. E* **65**, 016608 (2001).
 9. Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song et al., *Nature* **425**, 944 (2003).
 10. O. Painter, R. Lee, A. Yariv et al., *Science* **284**, 1819 (1999).
 11. B. M. Shi, Z. Jiang, X. F. Zhou et al., *J. Appl. Phys.* **91**, 6769 (2002).
 12. М. Г. Мартемьянов, Т. В. Долгова, А. А. Федянин, *ЖЭТФ* **125**, 527 (2004).
 13. M. Soljačić and J. D. Joannopoulos, *Nature Mater.* **3**, 211 (2004).
 14. F. Wang, S. N. Zhu, K. F. Li et al., *Appl. Phys. Lett.* **88**, 071102 (2006).
 15. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Москва, Наука (1970).
 16. Т. Н. Крылова, *Интерференционные покрытия*, Машиностроение, Ленинград (1973).
 17. M. F. Weber, C. A. Stover, L. R. Gilbert et al., *Science* **287**, 2451 (2000).
 18. Y. Fink, J. N. Winn, S. Chen et al., *Science* **282**, 1679 (1998).
 19. A. Mandatory, C. Sibilìa, M. Bertolotti et al., *J. Opt. Soc. Amer. B* **22**, 1785 (2005).
 20. G. Liang, P. Han, and H. Wang, *Opt. Lett.* **29**, 192 (2004).
 21. J. P. Dowling, M. Scalora, M. J. Bloemer, and Ch. M. Bowden, *J. Appl. Phys.* **75**, 1896 (1994).
 22. N. Mattiucci, G. D'Aguanno, M. J. Bloemer et al., *Phys. Rev. E* **72**, 066612 (2005).
 23. Z. S. Yang, N. H. Kwong, R. Binder et al., *J. Opt. Soc. Amer. B* **22**, 2144 (2002).
 24. Л. М. Блинов, *Электро- и магнитооптика жидких кристаллов*, Наука, Москва (1978).
 25. H. Kitzerow, *Liq. Cryst. Today* **11**, 3 (2002).
 26. С. Я. Ветров, А. В. Шабанов, *ЖЭТФ* **101**, 1341 (1992).
 27. K. Busch and S. John, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 967 (1999).
 28. K. Yoshino, Y. Shimoda, Y. Kawagishi et al., *Appl. Phys. Lett.* **75**, 932 (1999).
 29. S. W. Leonard, J. P. Mondia, H. M. van Dreal et al., *Phys. Rev. B* **61**, R2389 (2001).
 30. Ch. Schuller, F. Klopff, J. P. Reithmaier et al., *Appl. Phys. Lett.* **82**, 2767 (2003).
 31. B. Wild, R. Ferrini, R. Houdre et al., *Appl. Phys. Lett.* **84**, 846 (2004).
 32. R. Ozaki, T. Matsui, M. Ozaki, and K. Yoshino, *Jpn. J. Appl. Phys.* **41**, L1482 (2002).
 33. R. Ozaki, T. Matsui, M. Ozaki, and K. Yoshino, *Electronics and Communications in Japan, part 2*, **87**, 24 (2004).
 34. R. Ozaki, T. Matsui, M. Ozaki et al., *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3593 (2003).
 35. B. Maune, J. Witzens, Th. Baehr-Jones et al., *Opt. Express* **13**, 4699 (2005).
 36. С. Я. Ветров, А. В. Шабанов, *ЖЭТФ* **120**, 1126 (2001).
 37. E. Kosmidou, E. E. Kriezis, and Th. D. Tsiboukis, *IEEE Quant. Electron.* **41**, 657 (2005).
 38. Y.-R. Ha, Y.-C. Kim, and H. Y. Park, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 15 (2001).
 39. M. Haurylau, S. P. Andersen, K. L. Marshall et al., *Appl. Phys. Lett.* **88**, 061103 (2006).
 40. S. M. Weiss, M. Haurylau, and Ph. M. Fauchet, *Opt. Mater.* **27**, 740 (2005).
 41. G. Mertens, Th. Roder, H. Mattias et al., *Appl. Phys. Lett.* **15**, 3036 (2003).
 42. S. M. Weiss, H. Ouyang, J. Zhang et al., *Opt. Express* **13**, 1090 (2005).
 43. S. M. Weiss and Ph. M. Fauchet, *Phys. Stat. Sol.* **197**, 556 (2003).
 44. T. T. Larsen, A. Bjarklen, D. S. Hermann et al., *Opt. Express* **11**, 2589 (2003).
 45. Ch. Schuller, J. P. Reithmaier, J. Zimmermann et al., *Appl. Phys. Lett.* **87**, 121105 (2005).
 46. G. Alagappan, X. W. Sun, P. Shum et al., *J. Opt. Soc. Amer. B* **23**, 159 (2006).

47. R. Ferrini, J. Marz, L. Zuppiroli et al., *Opt. Lett.* **31**, 1238 (2006).
48. В. А. Гуняков, В. П. Герасимов, С. А. Мысливец и др., *Письма в ЖТФ* **32**, 76 (2006).
49. С. А. Мысливец, В. А. Гуняков, В. П. Герасимов и др., *ДАН* **413**, 36 (2007).
50. H. Höglström and C. G. Ribbing, *Opt. Comm.* **271**, 148 (2007).
51. С. Я. Ветров, А. В. Шабанов, Е. В. Шустницкий, *Опт. и спектр.* **100**, 454 (2006).
52. В. А. Бушуев, А. Д. Прямыков, *КЭ* **33**, 515 (2003).
53. В. Демтредер, *Лазерная спектроскопия*, Наука, Москва (1985).
54. J. Faist, J.-D. Ganiere, Ph. Buffat et al., *J. Appl. Phys.* **66**, 1023 (1989).
55. В. Я. Зырянов, В. Ш. Эпштейн, *ПТЭ* **2**, 164 (1987).
56. I. H. Malitson, *J. Opt. Soc. Amer.* **55**, 1205 (1965).
57. D. L. Wood and K. Nassau, *Appl. Opt.* **21**, 2978 (1982).
58. С. А. Ахманов, Ю. Н. Никитин, *Физическая оптика*, Изд-во МГУ, Москва (1998).