

ЭЛЕКТРО- И МАГНИТООПТИЧЕСКОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ ДЕФЕКТНЫХ МОД В ОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

В. Г. Архипкин^{a,b}, В. А. Гуняков^{a,b}, С. А. Мысливец^{a,b},
В. Я. Зырянов^{a,c}, В. Ф. Шабанов^{a,c}, Вей Ли^{d**}*

*^a Институт физики им. Л. В. Киренского,
Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия*

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

*^c Сибирский государственный аэрокосмический университет
660014, Красноярск, Россия*

*^d Department of Physics and Center for Nanotechnology, Chung Yuan Christian University
Chung-Li, Taiwan 32023, Republic of China*

Поступила в редакцию 25 мая 2010 г.

Экспериментально и теоретически изучены спектры пропускания поляризованных световых волн в ФК/ЖК-ячейке, помещенной между скрещенными поляризаторами и управляемой электрическим или магнитным полем. Продемонстрировано электро- и магнитооптическое переключение на основе интерференции поляризованных дефектных мод. Рассчитаны спектры пропускания ФК/ЖК-ячейки как функции напряжения, приложенного к слою жидкого кристалла, и напряженности магнитного поля. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

1. ВВЕДЕНИЕ

Фотонные кристаллы (ФК) представляют широкий класс материалов с пространственной модуляцией показателя преломления с периодом, сравнимым с длиной световой волны [1–3]. Такие структуры имеют фотонные запрещенные зоны в спектре пропускания, обусловленные брэгговским рассеянием (отражением). Нарушение периодичности приводит к появлению узких полос пропускания в запрещенных зонах, которые называют дефектными модами [1, 2]. Они локализируются в области дефекта, где интенсивность световой волны может значительно превышать интенсивность волны на входе ФК. Эти свойства ФК позволяют эффективно управлять потоками света и имеют многочисленные примене-

ния в оптоэлектронике, лазерной физике и технике, фотонике, нелинейной оптике [1, 3].

Многослойные периодические структуры относятся к классу одномерных ФК. Такие структуры исследуются давно, но подход, основанный на концепции ФК, позволил по-новому взглянуть на их свойства и существенно расширить возможности их применения. Например, предложены многослойные зеркала с высоким отражением в широкой полосе частот практически при любом угле падения для света с произвольной поляризацией [4] и широкополосные фильтры с полосой пропускания, не зависящей от угла падения [5]. На основе ФК с дефектами созданы нанорезонаторы с высокой добротностью [6, 7], низкопороговые лазеры [8], эффективные нелинейно-оптические преобразователи и параметрические генераторы света [9–11]. Комбинируя ФК с различными периодами, можно создавать гетероструктуры с уникальными спектральными характеристиками

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

**Wei Lee

(широкие запрещенные зоны, большое усиление дефектных мод с высокой добротностью) [12–14]. ФК также открывают новые подходы для управления групповой скоростью световых импульсов [15, 16], записи, хранения и считывания информации [17].

Особый интерес представляют ФК с перестраиваемой резонансной частотой. Эти структуры являются важными для таких применений как лазеры, активно управляемые фильтры, полностью оптические переключатели. Для указанных целей большие возможности дают жидкие кристаллы (ЖК), которые включаются в качестве структурных элементов [3, 18, 19]. Такие свойства ЖК, как широкая область прозрачности, большое оптическое двулучепреломление, сильная нелинейность, а также высокая чувствительность к температуре, электрическому и магнитному полям [20], позволяют эффективно управлять свойствами ФК. С помощью ЖК можно непрерывно перестраивать положение запрещенной зоны и резонансную частоту дефектной моды [3, 18], осуществлять высокоскоростное переключение дефектной моды (десятки–сотни микросекунд) [21], управлять поляризацией света. К настоящему времени реализована перестройка спектра пропускания и отражения ФК/ЖК-ячейки с помощью электрического поля [22–25], температурная перестройка [26], а также перестройка за счет изменения угла падения света на ФК [19]. Недавно предложена и реализована возможность полностью оптического переключения в одномерной фотонно-кристаллической структуре с нематическим ЖК-дефектом с использованием светоиндуцированного ориентационного эффекта (оптического эффекта Фредерикса) [27, 28].

В данной работе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований переключения дефектных мод одномерной ФК/ЖК-ячейки, помещенной между скрещенными поляризаторами, с помощью электрического и магнитного полей. В основе переключения лежат эффекты электро- и магнитооптического интерференционного усиления и гашения дефектных мод с взаимно ортогональными поляризациями при их спектральном совмещении. Сущность этих явлений заключается в следующем. При прохождении света через оптическую ячейку, состоящую из двух скрещенных поляризаторов и плоскопараллельной пленки оптически одноосного материала между ними, наблюдается явление интерференции поляризованных световых волн [29]. Минимум интенсивности проходящего света достигается при

условии

$$\frac{(n_e - n_o)L}{\lambda} = 0, 1, \dots, k, \quad (1)$$

где n_e, n_o — показатели преломления одноосной среды соответственно для необыкновенной и обыкновенной волн, L — толщина пленки, λ — длина волны света в вакууме. Для достижения максимума интенсивности требуется, чтобы выполнялось соотношение

$$\frac{(n_e - n_o)L}{\lambda} = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots, k + \frac{1}{2}. \quad (2)$$

Если вместо плоскопараллельной пластинки использовать ФК/ЖК-ячейку, то возникают дополнительные условия для прохождения света из-за того, что дефектные моды в ФК образуются, когда целое число m полуволен светового излучения укладывается на оптической толщине дефектного слоя. При использовании оптически одноосного материала в качестве дефектного слоя спектр дефектных мод разделяется на две ортогонально поляризованные компоненты, для которых выполняются условия

$$m_e \frac{\lambda_e}{2} = n_e L, \quad (3)$$

$$m_o \frac{\lambda_o}{2} = n_o L. \quad (4)$$

Здесь целые числа $m_{e,o}$ обозначают порядковые номера дефектных мод. Видно, что в случае спектрального совмещения дефектных мод необыкновенной и обыкновенной волн ($\lambda_e = \lambda_o = \lambda$) разность их порядковых номеров определяется соотношением

$$m_e - m_o = 2 \frac{(n_e - n_o)L}{\lambda}. \quad (5)$$

Из сравнения уравнения (5) с (1) и (2) видно, что если разность порядковых номеров поляризованных компонент дефектных мод — четная величина, то наблюдается минимум интенсивности проходящего излучения (имеет место деструктивная интерференция). В случае нечетности этой величины интенсивность проходящего света максимальна (конструктивная интерференция). Спектральное совмещение длин волн обыкновенной и необыкновенной волн можно достичь с помощью электрического или магнитного поля, используя эффект Фредерикса [20]. Изменяя величину полей, можно последовательно совмещать длины волн дефектных мод с разными индексами и наблюдать их гашение или усиление. Отметим, что рассматриваемый метод переключения отличается от ранее предложенных, которые основаны на сдвиге пика дефектной моды (см., например, [30, 31]).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В данном разделе излагаются результаты экспериментальных исследований управления спектром пропускания одномерной ФК/ЖК-ячейки, помещенной между скрещенными поляризаторами, с помощью электрического и магнитного полей. ФК/ЖК-ячейка состоит из двух идентичных многослойных диэлектрических зеркал, зазор между которыми заполнен нематическим ЖК. Зеркала состоят из шести слоев двуокиси циркония (ZrO_2) и пяти слоев двуокиси кремния (SiO_2), поочередно нанесенных на подложку из плавленого кварца. Толщины слоев ZrO_2 — 55 нм, SiO_2 — 102 нм. Показатель преломления ZrO_2 равен 2.04, SiO_2 — 1.45 для $\lambda = 589$ нм.

Ячейка размещалась между скрещенными поляризаторами и помещалась в электрическое или магнитное поле, которое использовалось для управления переориентацией молекул ЖК, а значит, и показателями преломления. Известно, что электрическое и магнитное поля приводят к ориентационному переходу в нематическом ЖК, который называют эффектом Фредерикса [1, 20, 32]. В экспериментах используются планарная (в случае управления электрическим полем) и гомеотропная (для магнитного поля) ориентации нематического ЖК в зазоре между зеркалами. В зависимости от исходной ориентации поля и директора ЖК \mathbf{d} , а также знака диэлектрической анизотропии нематиков $\Delta e = e_{\parallel} - e_{\perp}$ различают S - и B -эффекты электрически управляемого двулучепреломления [20]. Здесь индексы обозначают диэлектрическую проницаемость ЖК параллельно (\parallel) и перпендикулярно (\perp) директору. S -деформация (S -эффект) обычно реализуется при исходной планарной ориентации директора и $\Delta e > 0$. B -деформация (B -эффект) может реализоваться при исходной гомеотропной ориентации директора и $\Delta e < 0$ [20]. В обоих случаях электрическое поле направлено перпендикулярно слою ЖК. Аналоги этих эффектов существуют и при управлении внешним магнитным полем.

2.1. Переключение дефектных мод ФК/ЖК-ячейки с помощью электрического поля

Схема электрооптической ячейки, используемая в экспериментах, показана на рис. 1. Она состоит из двух идентичных многослойных диэлектрических зеркал с зазором между ними, заполненным нематическим ЖК 5CB (4-н-пентил-4'-цианобифенил), и

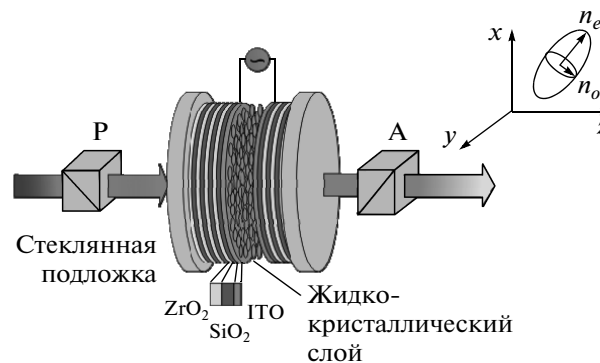


Рис. 1. Схема электрооптической ячейки, состоящей из одномерной ФК/ЖК-ячейки, помещенной между скрещенными поляризаторами P и A . Напряжение приложено к дефектному слою. Также показаны направление осей системы координат и эллипсоид показателя преломления ЖК в электрическом поле

помещается между скрещенными поляризаторами. В исходном состоянии директор ЖК \mathbf{d} ориентирован планарно ($\mathbf{d} \parallel x$) по отношению к подложкам. Толщина слоя ЖК составляет 13.5 мкм, показатели преломления 5CB — $n_{\parallel} = 1.719$, $n_{\perp} = 1.536$ ($T = 23^\circ\text{C}$, $\lambda = 589$ нм) для света, поляризованного соответственно параллельно и перпендикулярно директору. К ITO-электродам, нанесенным поверх диэлектрических мультислоев, прикладывалось переменное электрическое поле частотой 800 Гц, обеспечивая возможность плавной переориентации директора нематика на угол до 90° в плоскости xz . При этом показатель преломления необыкновенной (e) волны изменяется, а показатель преломления обыкновенной (o) волны остается неизменным.

Спектры пропускания оптической ячейки измерялись на спектрометре Shimadzu UV-3600 для нормально падающего излучения. В качестве поляризаторов P и A использовались призмы Глана, ориентированные под углом соответственно $\beta = \pm 45^\circ$ к оси x , при проведении измерений в геометрии скрещенных поляризаторов. В другом варианте для измерения поляризованных компонент спектра пропускания использовался лишь входной поляризатор P , ориентированный либо вдоль оси x , либо вдоль оси y . Типичный вид поляризованных компонент спектра пропускания исследуемой ячейки для последнего варианта представлен на рис. 2.

Для обеих компонент в запрещенной зоне формируется ряд дефектных мод. Переориентация нематика не влияет на обыкновенную компоненту спек-

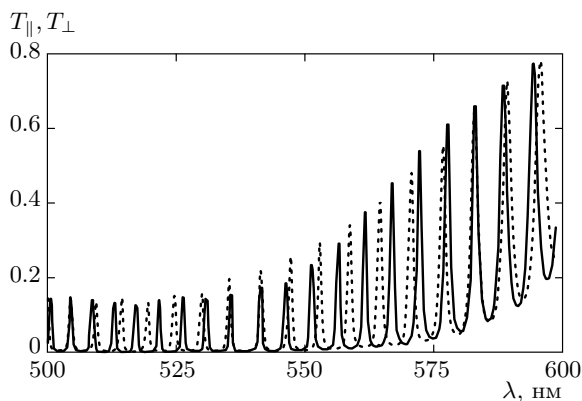


Рис. 2. Спектр пропускания поляризованных компонент T_{\parallel} ($\mathbf{P} \parallel x$, сплошная линия) и T_{\perp} ($\mathbf{P} \parallel y$, пунктирная линия) исследуемой ФК/ЖК-ячейки в длинноволновой части запрещенной зоны

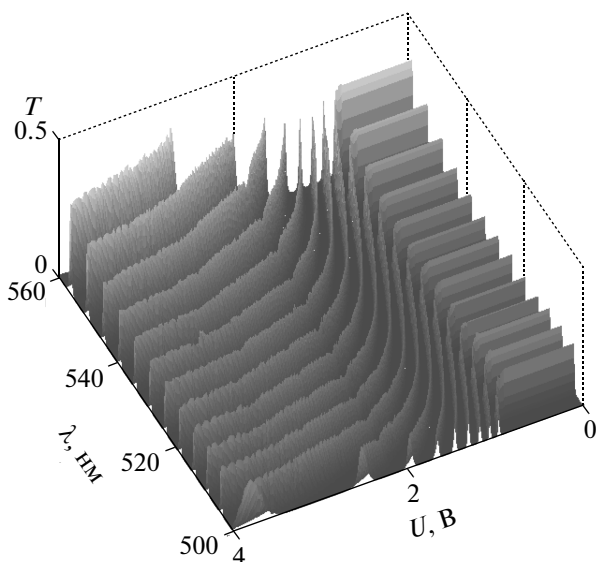


Рис. 3. Трансформация спектра дефектных мод ФК/ЖК-ячейки для поляризации $\mathbf{P} \parallel x$ при переориентации директора \mathbf{d} электрическим полем (эксперимент)

тра дефектных мод и в то же время существенно изменяет необыкновенную компоненту. В случае $\mathbf{P} \parallel x$ отклонение директора от оси x приводит к смещению дефектных мод в коротковолновую область (рис. 3). Нечувствительность спектра к малым значениям напряжения, приложенного к дефектному слою, $U < U_c = 0.83$ В, обусловлена пороговым характером перехода Фредерикса.

На рис. 4 показаны зависимости спектральных

положений максимумов дефектных мод $\lambda_e(U)$ и $\lambda_o(U)$ соответственно для необыкновенной и обыкновенной волн. Видно, что кривые $\lambda_e(U)$ несколько раз пересекают горизонтальные линии $\lambda_o(U)$, соответствующие обыкновенной компоненте спектра. Далее точки пересечения будем называть спектральным совмещением поляризованных компонент дефектных мод. В этом случае реализуются необходимые условия их интерференции на выходе из анализатора, что можно наблюдать, измеряя интенсивность излучения, проходящего через оптическую ячейку. При этом ортогонально поляризованные дефектные моды с одинаковой длиной волны в общем случае имеют различные порядковые номера (рис. 4). Так, например, при увеличении поля линию $\lambda_o = 584$ нм (жирная штриховая линия), соответствующую 71-й дефектной моде обыкновенной волны, поочередно пересекают дефектные моды необыкновенной волны с порядковыми номерами 79, 78, 77, 76 и т. д. Лишь в области насыщения процесса переориентации нематика к 71-й моде обыкновенной волны асимптотически приближается 71-я мода необыкновенной компоненты.

На рис. 5 показан результат интерференции 79-й и 78-й мод необыкновенной волны с 71-й модой обыкновенной компоненты, происходящей при воздействии электрического поля соответственно $U_1 = 0.84$ В и $U_2 = 0.99$ В. Как видно, если разность порядковых номеров дефектных мод четная, то наблюдается интерференционное гашение проходящего излучения. И наоборот, если разность нечетная, то имеет место конструктивная интерференция.

2.2. Переключение дефектных мод ФК/ЖК-ячейки с помощью магнитного поля

Схема экспериментальной установки показана на рис. 6. ФК/ЖК-ячейка аналогична описанной в предыдущем разделе. Зазор между зеркалами заполнен нематическим ЖК 4-метоксифенилиден-4'-бутиланилин (МББА). В исходном состоянии директор \mathbf{d} ЖК ориентирован гомеотропно по отношению к подложкам ($\mathbf{d} \parallel z$). Для создания гомеотропно ориентированного образца ЖК поверхность зеркал обрабатывалась 0.6 % спиртовым раствором лецитина. Толщина слоя ЖК составляет $L = 13.8$ мкм, показатели преломления МББА — $n_e = 1.765$, $n_o = 1.552$ ($T = 26^\circ\text{C}$, $\lambda = 589$ нм) для света, поляризованного параллельно и перпендикулярно директору.

ФК/ЖК-ячейка помещалась в поле стационарного магнита ФЭЛ (20 кЭ, $\mathbf{H} \parallel x$), обеспечивающе-

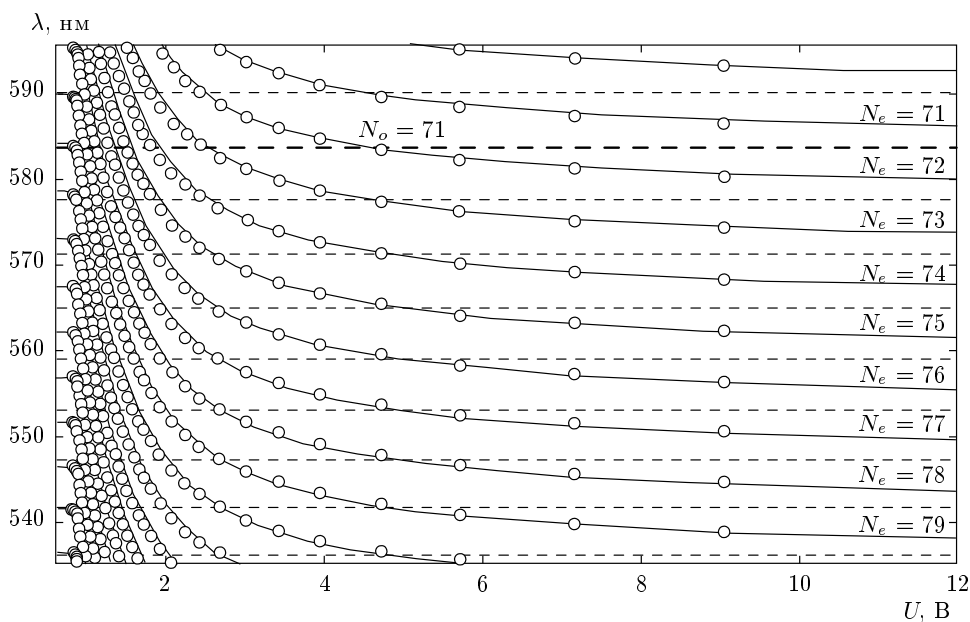


Рис. 4. Экспериментальные (точки) и расчетные (сплошные линии) полевые зависимости спектральных положений максимумов дефектных e -мод исследуемой ФК/ЖК-структуры в длинноволновой области спектра. Штриховыми линиями обозначены положения максимумов дефектных o -мод

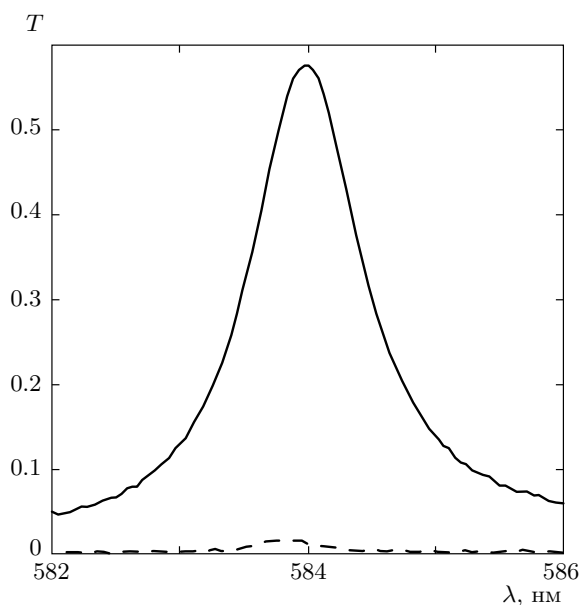


Рис. 5. Светопропускание оптической ячейки, показанной на рис. 1, при интерференции 79-й ($U_1 = 0.84$ В, штриховая линия) и 78-й ($U_2 = 0.99$ В, сплошная линия) мод необыкновенной волны с 71-й модой обыкновенной компоненты

го возможность плавной переориентации нематического директора на угол до 90° в плоскости xz с

увеличением напряженности магнитного поля. При $H > H_c$ происходит расщепление поляризованных компонент дефектных мод. С увеличением H эффективный показатель преломления необыкновенной волны $\langle n_e \rangle$ изменяется от n_o при $\mathbf{d} \parallel z$ до n_e при $\mathbf{d} \parallel x$, а показатель преломления обыкновенной волны n_o остается неизменным. Спектры пропускания ФК/ЖК-ячейки измерялись на спектрометре Ocean Optics HR4000. Ввод излучения в образец и вывод его к спектрометру осуществлялся с помощью световодов. В качестве поляризаторов P и A использовались призмы Глана, ориентированные соответственно под углами $\beta = \pm 45^\circ$ к оси x , при проведении измерений в геометрии скрещенных поляризаторов. Для измерения поляризованных компонент спектра пропускания использовался лишь входной поляризатор P , ориентированный либо вдоль оси x , либо вдоль оси y .

На рис. 7 показаны экспериментальные зависимости спектральных положений максимумов дефектных мод от напряженности магнитного поля (точки). Здесь величина порогового поля Фредерикса составляет $H_c = 6.3$ кЭ. Согласно выражениям (3), (4), выше порога Фредерикса H_c спектр дефектных мод разделяется на две независимые ортогонально

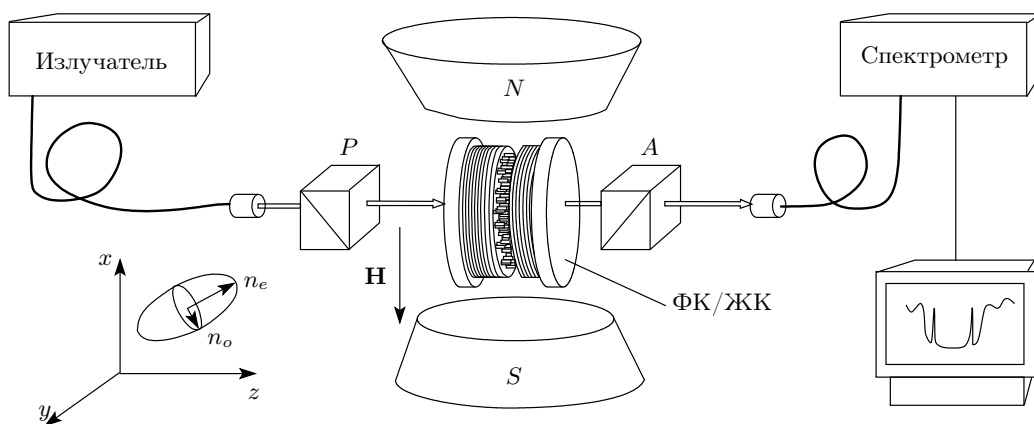


Рис. 6. Схема магнитооптической установки для исследования светопропускания одномерной ФК/ЖК-ячейки, помещенной между скрещенными поляризаторами

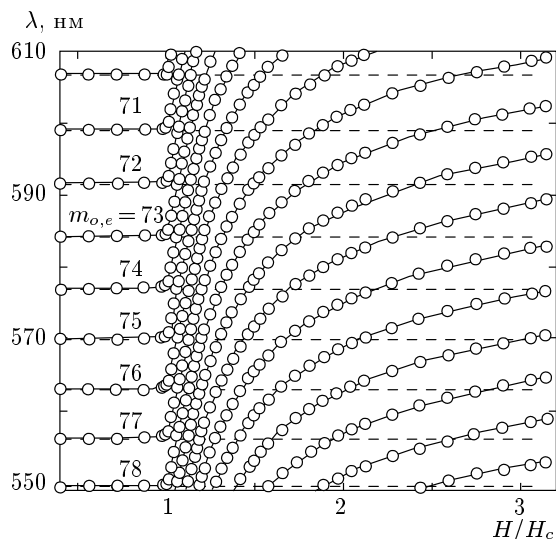


Рис. 7. Полевые зависимости спектральных положений максимумов e-мод ФК/ЖК-ячейки: точки — экспериментальные данные, сплошные линии — результаты расчета рекуррентным методом. Штриховые линии показывают положения максимумов o-мод. Температура равна 23 °С, толщина ЖК-слоя $L = 13.8$ мкм, пороговое поле $H_c = 6.3$ кЭ

поляризованные компоненты с длинами волн

$$\lambda_e = \frac{2Ln_e}{m_e}, \quad \mathbf{P} \parallel x \tag{6a}$$

в случае e-моды,

$$\lambda_o = \frac{2Ln_o}{m_o}, \quad \mathbf{P} \parallel y \tag{6b}$$

в случае o-моды. При увеличении магнитного поля длина волны e-моды монотонно смещается в длинно-

волновую область. Видно, что выше порога Фредерикса любая горизонтальная линия $\lambda_o = \text{const}$ с номером m_o имеет несколько пересечений с кривыми спектральных положений максимумов e-мод $\lambda_e(H)$ с номерами $m_e = m_o + 1, m_o + 2, \dots$ и т. д. Точки пересечения кривых соответствует спектральному совмещению $\lambda_e = \lambda_o$ ортогонально поляризованных мод. И в этом случае, если ФК/ЖК-ячейку поместить между скрещенными поляризаторами, можно наблюдать их интерференцию. Как уже отмечалось во Введении, интенсивность прошедшего света зависит от разности порядковых номеров $m_e - m_o$ дефектных мод.

На рис. 8 приведена экспериментально полученная зависимость светопропускания ФК/ЖК-ячейки, помещенной между скрещенными поляризаторами, от длины волны и величины приведенного магнитного поля. Регистрация спектров проводилась с шагом 0.02 кЭ при фиксированной температуре (23.0 ± 0.5) °С. До порога Фредерикса $H < H_c$ во всем спектре светопропускание близко к нулю. Это объясняется тем, что имеет место вырождение e- и o-мод с одинаковым порядковым номером ($m_e = m_o$), и в соответствии с (5) интенсивность проходящего света минимальна. При $H \geq H_c$ вырождение снимается, но вследствие конечной ширины мод ($\delta\lambda \approx 2$ нм) они еще спектрально не разрешены. При дальнейшем увеличении поля обе компоненты пропускания видны отдельно. Одна из них (o-мода) остается на месте, а вторая (e-мода) смещается в длинноволновую область. При $\lambda_e = \lambda_o$ наблюдается интерференция этих компонент, которая приводит к чередованию максимумов и минимумов пропускания в направлении координаты H в соответствии с

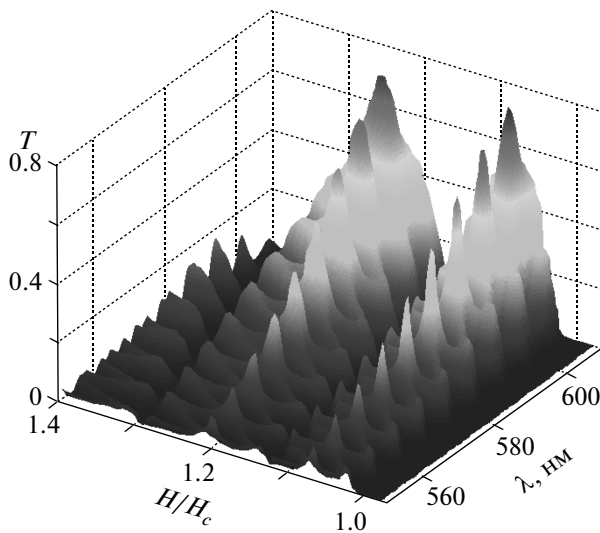


Рис. 8. Экспериментальная зависимость светопропускания ФК/ЖК-ячейки, помещенной между скрещенными поляризаторами, от длины волны и приведенного магнитного поля, $H_c = 6.3$ кЭ

правилами отбора (1)–(5).

Отметим, что наблюдаемая на рис. 8 модуляция светопропускания носит согласованный характер. Действительно, при переориентации директора \mathbf{d} и росте эффективного показателя преломления нематика,

$$\langle n_e \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L n(z) dz \rightarrow n_e,$$

проявляются две разнонаправленные тенденции, определяющие поведение e -мод в различных частях фотонной запрещенной зоны выше порога Фредерикса. С одной стороны, имеет место красное смещение всех e -мод относительно статичного набора o -мод. С другой стороны, в силу известного из теории интерферометра Фабри–Перо соотношения $\Delta\lambda = \lambda^2/2Ln$ [33], происходит сокращение межмодового расстояния $\Delta\lambda_e$. Поскольку стартовая позиция e -мод задана положением соответствующих им o -мод, одновременное действие указанных факторов будет приводить к монотонному замедлению смещения мод в направлении от коротковолнового до длинноволнового края запрещенных зон. Вследствие этого плавное увеличение напряженности поля приведет к последовательному включению (выключению) максимумов светопропускания.

Для ФК-структур, спектр которых характеризуется небольшим межмодовым расстоянием $\Delta\lambda$,

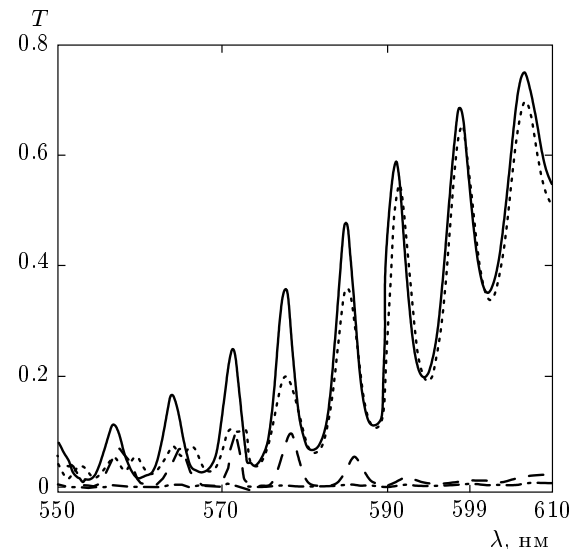


Рис. 9. Магнитооптическое переключение спектра ФК/ЖК-ячейки. Штрихпунктирная линия показывает пропускание при напряженности $H < H_c$; сплошная линия соответствует первому максимуму интенсивности дефектной моды при $H/H_c = 1.073$, штриховая — первому минимуму при $H/H_c = 1.147$, пунктирная линия является вторым максимумом при $H/H_c = 1.232$. Все линии соответствуют экстремумам для $\lambda_o = 599$ нм

оказывается возможным получить режим квазисинхронного включения мод в ограниченном интервале запрещенной зоны. Такая ситуация реализована для исследуемой ФК/ЖК-системы в диапазоне длин волн 550–610 нм при напряженности $H/H_c = 1.07$, немного превышающей пороговое значение $H_c = 6.3$ кЭ и соответствующей первому пересечению мод (рис. 9).

В данном случае изменение расстояния между соседними модами не превышает их спектральную ширину и моды включаются практически одновременно (сплошная линия). При увеличении поля будет наблюдаться последовательное включение мод. В самом деле, при напряженности $H/H_c = 1.232$, соответствующей третьему пересечению выбранной моды $\lambda = 599$ нм наблюдается максимальное пропускание только для указанной моды (пунктирная линия). Из рисунка видно, что контуры более коротковолновых мод начинают расщепляться и уже миновали максимальное пропускание, в то время как более длинноволновые моды еще его не достигли. Отметим, что в состоянии T_{OFF} выключаются не только моды, но, в отличие от методов переключения, основанных на смещении мод [30, 31], также и фоновый уровень. Это приводит к существенному

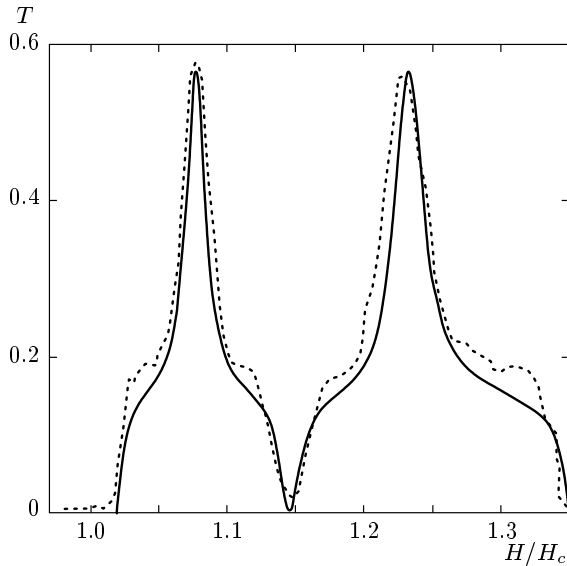


Рис. 10. Экспериментальная (пунктирная) и расчетная (сплошная) кривые модуляции светопропускания ФК/ЖК-ячейки на длине волны 591.9 нм

повышению контрастного отношения.

Деформируя ЖК внешним магнитным полем, можно получить зависимость светопропускания на фиксированной длине волны, соответствующей любой o -моду. На рис. 10 приведена типичная левая зависимость пропускания $T(H)$ исследуемой ФК-структуры на длине волны $\lambda_o = 591.9$ нм. Из графика видно, что условия максимумов и минимумов реализуются несколько раз. Первый максимум ($H/H_c = 1.073$) соответствует первому пересечению мод, первый минимум ($H/H_c = 1.143$) — второму пересечению, второй максимум ($H/H_c = 1.227$) — третьему пересечению. «Плечи», наблюдаемые по обе стороны максимумов, примерно соответствуют уровню пропускания o -моды, неперекрывающейся с e -модами. Для переключения ФК/ЖК-ячейки из закрытого (T_{OFF}) в первое прозрачное состояние (T_{ON}) требуется изменение поля на величину 0.4 кЭ.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕТОПРОПУСКАНИЯ ПЕРЕКЛЮЧАЕМЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ И ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. ФК/ЖК-ячейка в магнитном поле

Рассмотрим сначала случай переключения с помощью магнитного поля. Исследуемый ФК представляет собой слоистую структуру типа

$(HL)^N H(D)H(LH)^N$, как показано на рис. 11. Здесь буквами H и L обозначены различные диэлектрические, оптически изотропные слои с высоким (H) и низким (L) показателями преломления n_1 и n_2 и толщинами t_1 и t_2 соответственно; период решетки равен $t = t_1 + t_2$; D — дефектный слой с показателем преломления n_d и толщиной t_d ; N — число бислоев (периодов) HL и LH. Дефектный слой заполнен нематическим ЖК с гомеотропной ориентацией. Будем считать, что слева и справа рассматриваемая структура ограничена вакуумом ($n = 1$), а плоская монохроматическая световая волна падает нормально на ФК слева. Кристалл помещается в стационарное магнитное поле, напряженность H которого перпендикулярна оптической оси z ФК (рис. 6).

В исходном состоянии в лабораторной системе координат при $H < H_c$ тензор диэлектрической проницаемости ЖК имеет вид

$$\varepsilon(\lambda) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix},$$

где $\varepsilon_{\perp} = n_{\perp}^2 = n_o^2$, $\varepsilon_{\parallel} = n_{\parallel}^2 = n_e^2$ — соответственно перпендикулярная и параллельная директору компоненты диэлектрической проницаемости.

Пока напряженность магнитного поля H меньше критического H_c , оно не влияет на спектр пропускания ФК/ЖК-ячейки. При $H > H_c$ происходит поворот директора ЖК в плоскости xz , что приводит к изменению тензора диэлектрической проницаемости, который принимает вид

$$\varepsilon(\lambda) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & \varepsilon_{xz} \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ \varepsilon_{zx} & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} \cos^2 \theta + \varepsilon_{\parallel} \sin^2 \theta & 0 & \Delta\varepsilon \cos \theta \sin \theta \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ \Delta\varepsilon \cos \theta \sin \theta & 0 & \varepsilon_{\perp} \sin^2 \theta + \varepsilon_{\parallel} \cos^2 \theta \end{pmatrix},$$

где $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp} = n_e^2 - n_o^2$ — оптическая диэлектрическая анизотропия, $\theta \equiv \theta(z)$ — угол между осью z и локальным направлением директора \mathbf{d} .

С углом θ однозначно связано локальное значение показателя преломления для необыкновенной волны в ЖК-слое при произвольной ориентации директора ЖК по отношению к вектору напряженности магнитного поля (или оси x) [29]:

$$n(z) = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_e^2 \cos^2 \theta(z) + n_o^2 \sin^2 \theta(z)}}. \quad (7)$$

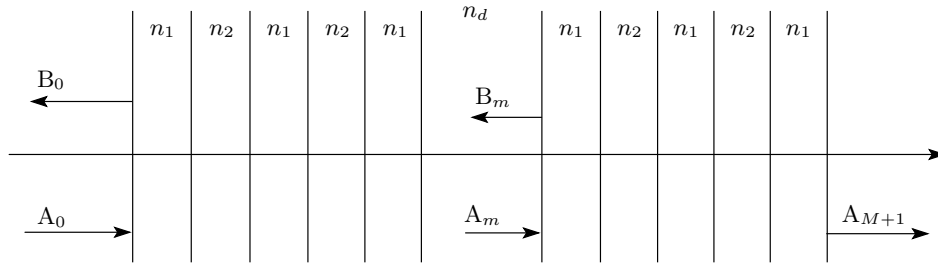


Рис. 11. Схематическое изображение одномерной ФК-структуры с ЖК-слоем в качестве дефекта

Угол θ рассчитывается при помощи процедуры минимизации плотности свободной энергии. Для В-эффекта в магнитном поле свободная энергия в единице объема слоя ЖК, заключенного между двумя твердыми поверхностями, имеет вид [20]

$$F = \frac{1}{2}(k_{11} \cos^2 \theta + k_{33} \sin^2 \theta) \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 - \frac{1}{2} \chi_a H^2 \cos^2 \theta,$$

где k_{11} и k_{33} — константы упругости поперечного и продольного изгиба, χ_a — диамагнитная анизотропия.

Процедура минимизации приводит к следующему уравнению

$$(k_{11} \cos^2 \theta + k_{33} \sin^2 \theta) \frac{d^2 \theta}{dz^2} + \frac{k_{33} - k_{11}}{2} \times \sin(2\theta) \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 + \frac{1}{2} \chi_a H^2 \sin(2\theta) = 0. \quad (8)$$

Уравнение (8) решается численно с граничными условиями $\theta(0) = \theta(L) = 0$ и значениями $k_{11} = 6$ пН, $k_{33} = 7.5$ пН [34], $\chi_a = 0.97 \cdot 10^{-7}$ [35], взятыми для нематического ЖК МББА при температуре 25°C. Для численных расчетов мы использовали параметры, приведенные выше (разд. 2) в описании эксперимента.

На рис. 12 показано распределение угла $\theta(z)$ в дефектном слое, содержащем МББА, при нескольких значениях напряженности магнитного поля, рассчитанное с использованием уравнения (8). Используя рассчитанное распределение $\theta(z)$ с помощью формулы (7) была получена зависимость показателя преломления для необыкновенной волны как функция нормированной координаты при различных значениях магнитного поля (рис. 13). Показатель преломления имеет неоднородное распределение внутри дефектного слоя и сильно зависит от величины приложенного магнитного поля.

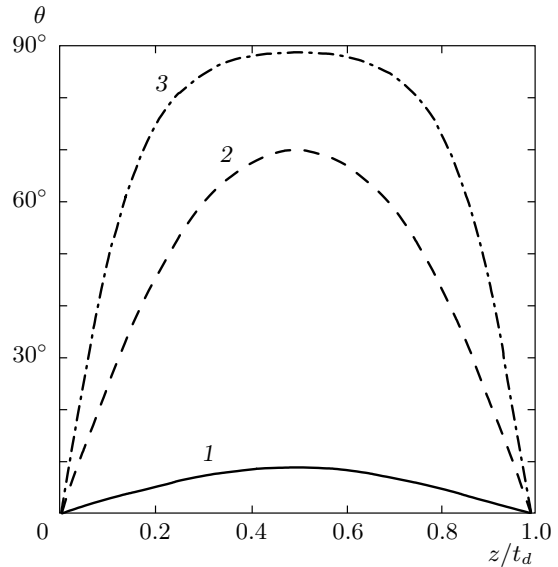


Рис. 12. Рассчитанные распределения угла ориентации $\theta(z)$ нематического директора деформированного ЖК внутри дефектного слоя ФК-ячейки при различных значениях напряженности магнитного поля: $H/H_c = 1.01$ (1), 1.5 (2), 3.0 (3)

Для расчета спектров пропускания использовался метод рекуррентных соотношений [19, 36]. Все слои разбивались на достаточно большое число M подслоев, чтобы в каждом из них показатель преломления можно было считать постоянным. Поле в произвольном подслое m можно представить как суперпозицию прямой и обратной волн, бегущих навстречу друг другу:

$$E_m(z) = A_m \exp [ik_m(z - z_m)] + B_m \exp [-ik_m(z - z_m)], \quad (9)$$

где $k_m = 2\pi n_m/\lambda$, n_m — показатель преломления соответствующего подслоя.

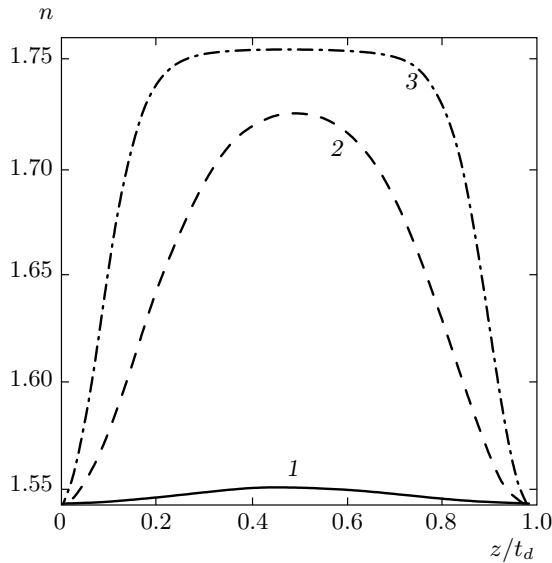


Рис. 13. Зависимости показателя преломления необыкновенной волны в МББА от нормированной координаты при различных значениях напряженности магнитного поля: $H/H_c = 1.01$ (1), 1.5 (2), 3.0 (3)

Амплитуды A_m и B_m вычисляются из рекуррентных соотношений [19]

$$\begin{aligned} A_{m+1} &= A_m \frac{1 + R_m}{g_{m+1}^{-1} + g_{m+1} R_{m+1}}, \\ B_m &= R_m A_m, \\ R_m &= \frac{r_m + g_{m+1}^2 R_{m+1}}{1 + r_m g_{m+1}^2 R_{m+1}}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} g_m &= \exp(ik_m t_m), \quad t_m = z_{m+1} - z_m, \\ r_m &= \frac{k_m - k_{m+1}}{k_m + k_{m+1}}. \end{aligned}$$

Коэффициенты пропускания и отражения определяются соотношениями

$$T = \left| \frac{A_{M+1}}{A_0} \right|^2, \quad R = \left| \frac{B_0}{A_0} \right|^2. \quad (11)$$

Здесь A_0 и B_0 — амплитуды прямой и отраженной волн на входе ФК, A_{M+1} — амплитуда прямой волны на выходе ФК.

На рис. 7 сплошными линиями показаны рассчитанные зависимости спектральных положений максимумов дефектных мод от напряженности магнитного поля, которые демонстрируют хорошее согласие с экспериментом. Рассчитанная зависимость

пропускания от напряженности магнитного поля для данной длины волны (рис. 10) также удовлетворительно согласуется с экспериментальной кривой. При расчете учитывалось затухание дефектных мод, обусловленное потерями в ФК [19].

3.2. ФК/ЖК-ячейка в электрическом поле

Явление переключения дефектных мод в электрическом поле аналогично рассмотренному случаю с магнитным полем. Однако его теоретический анализ является более сложной задачей. Это обусловлено тем, что магнитное поле в дефектном слое однородно, а электрическое поле распределено неоднородно, так как статическая диэлектрическая проницаемость ϵ ЖК зависит от координаты вдоль оси z ФК (рис. 1). Однако не всегда эта особенность учитывается при исследовании фотонных кристаллов с ЖК-дефектом.

В исходном состоянии в лабораторной системе координат при $U < U_c$ тензор диэлектрической проницаемости ЖК на оптических частотах имеет вид

$$\epsilon(\lambda) = \begin{pmatrix} \epsilon_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & 0\epsilon_{\perp} \end{pmatrix}.$$

Пока напряжение на электродах, между которыми расположен ЖК, меньше критического U_c , электрическое поле не влияет на спектр пропускания ФК/ЖК-ячейки. При напряжении $U > U_c$ происходит поворот директора ЖК в плоскости xz , что приводит к изменению тензора диэлектрической проницаемости:

$$\begin{aligned} \epsilon(\lambda) &= \\ &= \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} \sin^2 \theta + \epsilon_{\parallel} \cos^2 \theta & 0 & \Delta\epsilon \cos \theta \sin \theta \\ 0 & \epsilon_{\perp} & 0 \\ \Delta\epsilon \cos \theta \sin \theta & 0 & \epsilon_{\perp} \cos^2 \theta + \epsilon_{\parallel} \sin^2 \theta \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Соответственно, выражение для показателя преломления принимает вид

$$n(z) = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_e^2 \sin^2 \theta(z) + n_o^2 \cos^2 \theta(z)}}, \quad (12)$$

где угол θ — угол между осью x и локальным направлением директора $\mathbf{d}(z)$.

Угол θ рассчитывается при помощи процедуры минимизации плотности свободной энергии. Для S -эффекта в электрическом поле свободная энергия в единице объема слоя ЖК, заключенного между двумя твердыми поверхностями, равна [37]

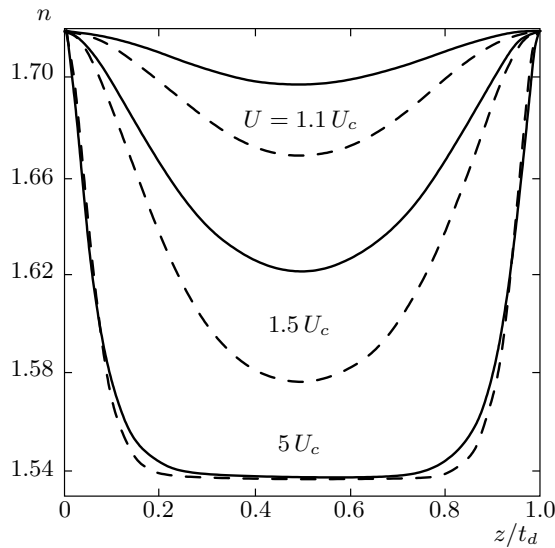


Рис. 14. Распределения показателя преломления $n(z)$ нематика 5ЦБ в дефекте ФК, рассчитанные для различных напряжений с учетом (сплошные кривые) и без учета (штриховые кривые) пространственной неоднородности электрического поля

$$F = \frac{1}{2}(k_{11} \cos^2 \theta + k_{33} \sin^2 \theta) \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 - \frac{1}{2}(\mathbf{D} \cdot \mathbf{E}).$$

В этом случае уравнение, определяющее угол ориентации директора θ ЖК в электрическом поле, принимает вид

$$(k_{11} \cos^2 \theta + k_{33} \sin^2 \theta) \frac{d^2 \theta}{dz^2} + \frac{k_{33} - k_{11}}{2} \sin(2\theta) \times \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 + \frac{D_z^2}{2\epsilon_0} \frac{(e_{\parallel} - e_{\perp}) \sin(2\theta)}{(e_{\perp} \sin^2 \theta + e_{\parallel} \cos^2 \theta)^2} = 0. \quad (13)$$

Здесь

$$D_z = \epsilon_0 U \left\{ \int_0^L \frac{dz}{e_{\perp} \sin^2 \theta + e_{\parallel} \cos^2 \theta} \right\}^{-1}$$

— проекция вектора электрического смещения в дефектном слое на ось z , U — напряжение, приложенное к слою ЖК. Уравнение (13) решается при граничных условиях $\theta(0) = \theta(L) = 0$ со значениями материальных констант нематика 5ЦБ $k_{11} = 7.3$ пН, $k_{33} = 10.3$ пН, $e_{\perp} = 6$, $e_{\parallel} = 18$ [35], взятыми при температуре 23 °С.

На рис. 14 представлены результаты расчетов показателя преломления 5ЦБ в дефектном слое как функции координаты, выполненных как с учетом неоднородного распределения электрического поля внутри дефекта, так и в предположении его однородности. Видно, что при значительном превышении

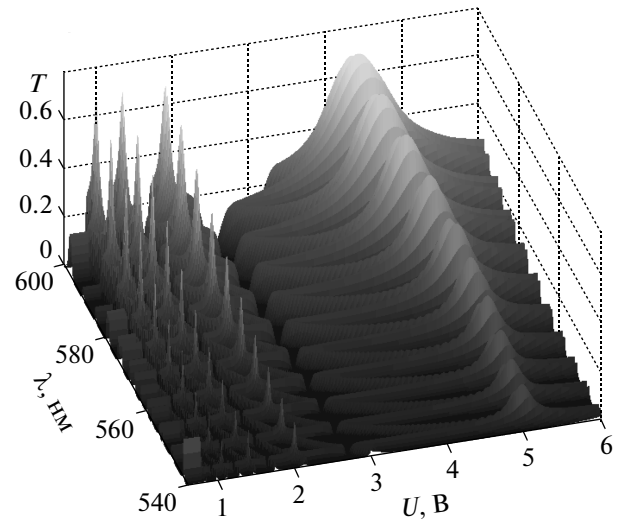


Рис. 15. Зависимость светопропускания ФК/ЖК-ячейки, помещенной между скрещенными поляризаторами, от длины волны и напряжения

порога Фредерика ($U \geq 5U_c$) распределения показателя преломления практически совпадают. В противном случае неоднородность распределения поля необходимо учитывать.

Рассчитанные с использованием выражений (9)–(11) зависимости спектральных положений максимумов дефектных мод от приложенного напряжения U , приведены на рис. 4 (сплошные линии). Как видно, результаты расчетов демонстрируют хорошее согласие с экспериментальными данными.

На рис. 15 приведены рассчитанные зависимости светопропускания ФК/ЖК-ячейки, помещенной между скрещенными поляризаторами, от длины волны и величины приложенного напряжения. В отличие от B -эффекта (см. рис. 8), до порога Фредерика $U < U_c$ в спектре пропускания наблюдаются как σ -, так и e -компоненты. Выше порога ($U > U_c$) в спектре пропускания наблюдается чередование максимумов и минимумов, обусловленное интерференцией σ - и e -мод при их спектральном совмещении в соответствии с правилами отбора (1)–(5).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально и теоретически изучены особенности спектров пропускания поляризованных световых волн в ФК/ЖК-ячейке, помещенной между скрещенными поляризаторами и управляемой внешним электрическим и магнитным полем. Продемонстрирован эффект переключения

спектра пропускания на основе интерференции поляризованных компонент, который приводит к осциллирующей зависимости светопропускания ФК/ЖК-ячейки от поля. На выходе из оптической системы при спектральном совмещении ортогонально поляризованных дефектных мод может реализоваться как интерференционное усиление, так и гашение интенсивности излучения, в зависимости от разности порядковых номеров дефектных мод.

Выполненные исследования спектральных свойств многослойной ФК/ЖК-структуры при ориентационных переходах нематического дефектного слоя выявили ряд особенностей, которые обусловлены спецификой применяемой геометрии скрещенных поляризаторов. Показано, что осциллирующая зависимость светопропускания ФК/ЖК-ячейки от поля носит согласованный характер. На поведение необыкновенных дефектных мод в спектре оказывают влияние разнонаправленные тенденции, связанные с изменением эффективного показателя преломления ЖК-среды при переориентации директора. Установлено, что для ФК-структур с небольшим межмодовым интервалом в спектре возможно обеспечить переключение ячейки из оптически закрытого в широкой области спектра состояния в состояние с синхронно открытыми спектральными окнами прозрачности. Кроме того, на частотах обыкновенных дефектных мод реализована модуляция светопропускания ФК/ЖК-ячейки, обусловленная периодическим чередованием четности порядковых номеров комбинирующих дефектных мод. В рамках метода рекуррентных соотношений выполнен численный анализ спектров и кривых модуляции пропускания исследуемой ФК-структуры, показавший хорошее согласие с экспериментальными данными. Следует отметить, что магнитное поле было использовано только с целью апробации альтернативного полевого воздействия. Подобные результаты можно получить, если для переориентации гомеотропно ориентированного нематического слоя вместо магнитного поля прикладывать электрическое поле.

Авторы благодарят А. М. Паршина за помощь в магнитооптических измерениях.

Работа выполнена при поддержке грантов РНП.2.1.1.3455; № 27.1 и № 9.1 РАН; № 5 и № 144 СО РАН; г/к 02.740.11.0220 ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Шабанов, С. Я. Ветров, А. В. Шабанов, *Оптика реальных фотонных кристаллов. Жидкокристаллические дефекты, неоднородности*, Изд-во СО РАН, Новосибирск (2005).
2. K. Busch, G. von Freymann, S. Linden et al., *Phys. Rep.* **444**, 101 (2007).
3. E. Ozbay, I. Bulu, K. Aydin et al., *Phot. and Nanostruct. — Fundament. and Appl.* **2**, 87 (2004).
4. Y. Fink, J. N. Winn, S. Fan et al., *Science* **282**, 1679 (1998).
5. A. Mandatory, C. Sibilia, M. Bertolotti et al., *J. Opt. Soc. Amer. B* **22**, 1785 (2005).
6. P. Lannane, C. Sauvan, and J. Hugonin, *Laser Photon. Rev.* **2**, 514 (2008).
7. D. Englund, H. Altug, B. Ellis et al., *Laser Photon. Rev.* **2**, 264 (2007).
8. K. Nozaki, S. Kita, and T. Baba, *Opt. Express* **15**, 7506 (2007).
9. B. Shi, Z. V. Jiang, and X. Wang, *Opt. Lett.* **26**, 1194 (2001).
10. F. Wang, S. N. Zhu, K. F. Li et al., *Appl. Phys. Lett.* **88**, 071102 (2006).
11. F.-F. Ren, R. Li, C. Cheng et al., *Phys. Rev. B* **73**, 033104 (2006).
12. G. Liang, P. Han, and H. Wang, *Opt. Lett.* **29**, 192 (2004).
13. Y.-H. Chang, C.-C. Liu, T.-J. Yang et al., *J. Opt. Soc. Amer. B* **26**, 1141 (2009).
14. Z. Wang, L. Wang, Y. Wu et al., *Appl. Phys. Lett.* **84**, 1629 (2004).
15. В. Г. Архипкин, С. А. Мысливец, *КЭ* **39**, 157 (2009).
16. V. G. Arkhipkin and S. A. Myslivets, *Phys. Rev. A* **80**, 061802(R) (2009).
17. Z. S. Yang, N. H. Kwong, R. Binder et al., *J. Opt. Soc. Amer. B* **22**, 2144 (2002).
18. H. Kitzerow, *Liq. Cryst. Today* **11**, 3 (2002).
19. В. Г. Архипкин, В. А. Гуняков, С. А. Мысливец и др., *ЖЭТФ* **133**, 447 (2008).
20. Л. М. Блинов, *Электро- и магнитооптика жидких кристаллов*, Наука, Москва (1978).
21. R. Ozaki, H. Moritaki, K. Yoshino et al., *J. Appl. Phys.* **101**, 033503 (2007).

22. R. Ozaki, T. Matsui, M. Ozaki et al., Jpn. J. Appl. Phys. **41**, L1482 (2002).
23. S. M. Weiss, H. Ouyang, J. Zhang et al., Opt. Express **13**, 1090 (2005).
24. S. M. Weiss and Ph. M. Fauchet, Phys. Stat. Sol. **197**, 556 (2003).
25. V. Ya. Zyryanov, V. A. Gunyakov, S. A. Myslivets et al., Mol. Cryst. Liq. Cryst. **488**, 118 (2008).
26. В. А. Гуняков, В. П. Герасимов, С. А. Мысливец и др., Письма в ЖТФ **32**, 76 (2006).
27. A. Miroshnichenko, I. Pinkevych, and Yu. S. Kivshar, Opt. Express **14**, 2839 (2006).
28. U. A. Laudyn, A. Mirishnichenko, W. Krolikovski et al., Appl. Phys. Lett. **92**, 203304 (2008).
29. С. А. Ахманов, С. Ю. Никитин, *Физическая оптика*, Изд-во МГУ, Москва (1998).
30. R. Ozaki, H. Moritaki, K. Yoshino, and M. Ozaki, J. Appl. Phys. **101**, 033503 (2007).
31. R. Ozaki, M. Ozaki, T. Matsui et al., Jpn. J. Appl. Phys. Part 2 **41**, L1482 (2003).
32. М. Г. Томилин, *Взаимодействие жидких кристаллов с поверхностью*, Изд-во Политехника, С.-Петербург (2001).
33. Х. Хаус, *Волны и поля в оптоэлектронике*, Мир, Москва (1988).
34. M. J. Stephen and J. P. Straley, Rev. Mod. Phys. **46**, 617 (1974).
35. W. H. De Jeu, W. A. P. Claassen, and A. M. J. Spruijt, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **37**, 269 (1976).
36. V. Balakin, V. A. Bushuev, B. I. Mantsyzov et al., Phys. Rev. E **63**, 046609 (2001).
37. H. J. Deuling, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **19**, 123 (1972).