

УДК 535; 532.783

В. А. Гуняков<sup>1,2</sup>, С. А. Мысливец<sup>1,2</sup>, А. М. Паршин<sup>1,2</sup>,  
В. Я. Зырянов<sup>1-3</sup>, В. Г. Архипкин<sup>1,2</sup>, В. Ф. Шабанов<sup>1-3</sup>

**УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРОМ ПРОПУСКАНИЯ ОДНОМЕРНОГО  
ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА ПРИ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ СЛОЯ НЕМАТИКА  
ИЗ ГОМЕОТРОПНОГО В ПЛАНАРНОЕ СОСТОЯНИЕ**

**CONTROL OF TRANSMISSION SPECTRA OF ONE-DIMENSIONAL  
PHOTONIC CRYSTAL DUE TO HOMEOTROPIC – PLANAR  
REORIENTATION OF NEMATIC LAYER**

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского, КНЦ СО РАН,  
660036 Красноярск, Академгородок, д. 50. E-mail: [gun@iph.krasn.ru](mailto:gun@iph.krasn.ru)

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, пр. Свободный, д. 79

<sup>3</sup>Сибирский государственный аэрокосмический университет,  
660014 Красноярск, пр. Красноярский рабочий, д. 31

*Предложены и экспериментально реализованы способы управления свето-пропусканием одномерного фотонного кристалла с гомеотропно ориентированным жидкокристаллическим слоем в режимах магнитного В-эффекта, а также электроуправляемой ионной модификации поверхности жидкого кристалла. Выполнено численное моделирование спектров пропускания фотоннокристаллической ячейки.*

**Ключевые слова:** фотонный кристалл, фотонная запрещенная зона, нематический жидкий кристалл, ионный сурфактант, граница раздела, магнитное поле.

*The ways of control of the one-dimensional photonic crystal with homeotropically oriented liquid-crystalline layer light transmission for the magnetic B-effect as well as an electro-tunable ionic modification of liquid crystal surface are proposed and experimentally studied. The numerous simulation of transmission spectra of the photonic-crystalline cell is carried out.*

**Key words:** photonic crystal, photonic band gap, nematic liquid crystal, ionic surfactant, interface, magnetic field.

### Введение

Одним из важных направлений современной оптоэлектроники является поиск новых перспективных материалов, позволяющих существенно расширить функциональные возможности микроэлектронных устройств. Фотонные кристаллы (ФК) представляют собой ключевые материалы для создания оптических приборов следующего поколения [1 – 3]. Поэтому уже в течение двух десятилетий они вызывают огромный интерес исследователей, как с фундаментальной, так и с практической точки зрения. Большой интерес представляют ФК-структуры с перестраиваемыми спектральными характеристиками. В этом плане весьма перспективны ФК, содержащие в качестве структурных элементов жидкие кристаллы (ЖК). Разнообразные электро-, магнито-, и термо-

оптические эффекты, проявляющиеся в жидких кристаллах, позволяют разработать на их основе ряд принципиально новых элементов электронной техники с перестраиваемыми характеристиками [1 – 3]. До настоящего времени реализовано управление спектральными характеристиками одномерных ФК/ЖК ячеек либо за счет температуры, либо с помощью электрического поля. Например, мультислойный фотонный кристалл с нематическим дефектным слоем может быть использован для создания узкополосных спектральных фильтров с электроуправляемым спектральным положением дефектных мод [4]. Недавно нами была предсказана возможность получения высококонтрастной световой модуляции в мультислойной ФК/ЖК ячейке, помещенной между скрещенными поляризаторами [5]. Согласно предложенной схеме спектральное совмещение двух линейно поляризованных дефектных мод с различными порядковыми номерами может приводить как к интерференционному усилению их интенсивности, так и к взаимному гашению обеих компонент.

В последнее время развиваются также методы управления жидкими кристаллами, основанные на модификации поверхностного сцепления молекул ЖК, приводящего, в частности, к появлению в оптическом отклике образцов рассеивающей моды [6]. С другой стороны, известно, что потери, в том числе и радиационные, в реальных фотоннокристаллических системах существенно влияют на спектр пропускания [7]. В связи с вышеуказанным представляется интересным развить методы управления интенсивностью дефектных мод, основанные на прохождении света через оптически неоднородный дефектный слой с перестраиваемой структурой.

В данной работе экспериментально исследуется способ магнитоуправляемой световой модуляции в одномерном ФК/ЖК, основанный на интерференции ортогонально поляризованных дефектных мод, а также рассматривается возможность электроуправления светопропусканием фотоннокристаллической ячейки с ионной модификацией поверхности жидкокристаллического слоя.

### Магнитооптическое переключение ФК/ЖК ячейки в режиме *B*-эффекта

ФК-ячейка (рис. 1) состоит из двух идентичных многослойных диэлектрических зеркал, зазор между которыми заполнен нематическим ЖК 4-метоксибензилиден-4'-бутиланилин (МББА). В исходном состоянии директор  $\mathbf{n}$  ЖК ориентирован гомеотропно ( $\mathbf{n} \parallel z$ ) по отношению к подложкам. Для создания гомеотропно ориентированного слоя ЖК-поверхность зеркал обрабатывалась 0,6 % спиртовым раствором лецитина. Толщина слоя ЖК составляет  $L = 13,8$  мкм. Показатели преломления МББА –  $n_e = 1,765$ ,  $n_o = 1,552$  ( $T = 26$  °С,  $\lambda = 0,589$  мкм) для света, поляризованного параллельно и перпендикулярно директору, соответственно, измерены клиновым методом. Мультислойная структура зеркал состоит из 6 слоев двуокиси циркония ( $ZrO_2$ ) и 5 слоев двуокиси кремния ( $SiO_2$ ), поочередно нанесенных на подложку из плавленого кварца. Толщины слоев  $ZrO_2$  – 0,055 мкм,  $SiO_2$  – 0,102 мкм. ФК/ЖК ячейка помещалась в поле стационарного магнита ФЭЛ (20 кЭ,  $\mathbf{H} \parallel x$ ), обеспечивающего возможность плавной переориентации нематического директора на угол до 90° в плоскости  $xz$ , так называемый *B*-эффект [8]. При этом показатель преломления необыкновенной волны  $n(z)$  изменяется от  $n_o$  при  $\mathbf{n} \parallel z$  до  $n_e$  при  $\mathbf{n} \parallel x$ . Показатель преломления обыкновенной волны  $n_o$  остается неизменным.

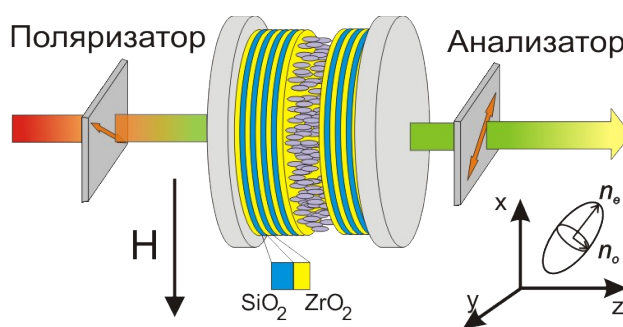


Рис. 1. Схема магнитооптической установки для исследования светопропускания ФК-ячейки с нематическим дефектным слоем, помещенной между скрещенными поляризаторами

Спектры пропускания ФК/ЖК ячейки измерялись на спектрометре Ocean Optics HR4000. В качестве поляризаторов **Р** и **А** использовались призмы Глана, ориентированные под углом  $\beta = \pm 45^\circ$  к оси  $x$ , соответственно, при проведении измерений в геометрии скрещенных поляризаторов. В другом варианте для измерения поляризованных компонент спектра пропускания использовался лишь входной поляризатор **Р**, ориентированный либо вдоль оси  $x$ , либо вдоль оси  $y$ .

На рис. 2 приведены зависимости от напряженности магнитного поля спектральных положений максимумов дефектных мод для поляризаций  $\mathbf{P} \parallel x$  и  $\mathbf{P} \parallel y$  падающего на образец света, соответственно, в отсутствии анализатора. Нечувствительность спектра к малым значениям поля  $H < H_c = 6,3$  кЭ обусловлена пороговым характером перехода Фредерикса [9].

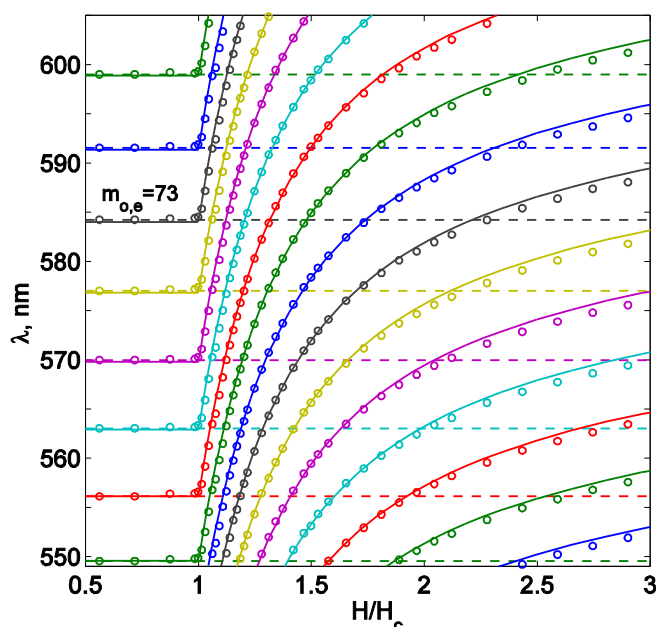


Рис. 2. Полевые зависимости спектральных положений максимумов е-мод ФК/ЖК ячейки: точки – экспериментальные данные, сплошные линии – расчет рекуррентным методом.

Пунктирные линии показывают положения максимумов о-мод.

Температура  $t = 23$  °С, толщина ЖК слоя  $L = 13,8$  мкм, пороговое поле  $H_c = 6,3$  кЭ

Выше порога Фредерикса  $H_c$  спектр дефектных мод разделяется на две независимые ортогонально поляризованные компоненты с длинами волн

$$\begin{aligned} \lambda_e &= \frac{2Ln_e}{m_e} & (\mathbf{P} \parallel x) & \quad (e\text{-моды}) \\ \lambda_o &= \frac{2Ln_o}{m_o} & (\mathbf{P} \parallel y) & \quad (o\text{-моды}). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь целые числа  $m_{e,o}$  обозначают порядковые номера дефектных мод. Переориентация нематика не влияет на обыкновенную компоненту спектра дефектных мод, в то же время существенно трансформируя необыкновенную компоненту:  $e$ -моды монотонно смещаются в длинноволновую область. Следует отметить, что при переориентации директора электрическим полем в режиме  $S$ -эффекта смещение дефектных мод происходит в коротковолновую область [4, 5].

Использование слоя ЖК достаточной толщины позволяет сократить межмодовое расстояние до величины  $\Delta\lambda_o \approx 7$  нм. В этом случае, как видно из рис. 2, 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. В точках пересечения кривых, соответствующих спектральному совмещению  $\lambda_e = \lambda_o$  ортогонально поляризованных мод, можно наблюдать их интерференцию.

Моделирование спектров исследуемой мультислойной структуры осуществлялось методом рекуррентных соотношений [10, 11]. Сущность метода заключается в том, что световое поле в каждом слое представляется в виде суперпозиции бегущих навстречу друг другу падающей и отраженной световых волн. При этом получают рекуррентные соотношения, связывающие амплитудные коэффициенты отражения в соседних слоях, которые, в свою очередь, позволяют рассчитать спектры пропускания ЖК в целом.

Использованные при моделировании спектров пропускания распределения угла  $\theta(z)$  между вектором  $\mathbf{H} \parallel x$  и локальным направлением директора  $\mathbf{n}$ , а также показателя преломления

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

деформированного ЖК получены из процедуры минимизации общей свободной энергии на единицу объема, которая в случае рассматриваемого  $B$ -эффекта в магнитном поле выражается как

$$F = \frac{1}{2} (k_{11} \cos^2 \theta + k_{33} \sin^2 \theta) \left( \frac{d\theta}{dz} \right)^2 - \frac{1}{2} \chi_a H^2 \cos^2 \theta \quad (3)$$

Из данного выражения получается следующее уравнение Эйлера – Лагранжа

$$\left( k_{11} \cos^2 \theta + k_{33} \sin^2 \theta \right) \frac{d^2 \theta}{dz^2} + \frac{k_{33} - k_{11}}{2} \sin 2\theta \frac{d\theta}{dz} - \frac{1}{2} \chi_a H^2 \sin 2\theta = 0, \quad (4)$$

которое решается численно с граничными условиями  $\theta(0) = \theta(L) = \pi/2$ . На рис. 3 представлены распределения угла ориентации  $\theta(z)$  нематического директора (слева) и показателя преломления  $n(z)$  (справа) внутри дефектного слоя для различных величин напряженности магнитного поля, рассчитанные с использованием значений  $k_{11} = 6$  pN,  $k_{33} = 7,5$  pN [12],  $\chi_a = 0,97 \cdot 10^{-7}$  [13], взятых при температуре 25 °С. Из рис. 2 видно хорошее согласие экспериментальных и рассчитанных спектральных положений мод во всей исследованной области магнитных полей.

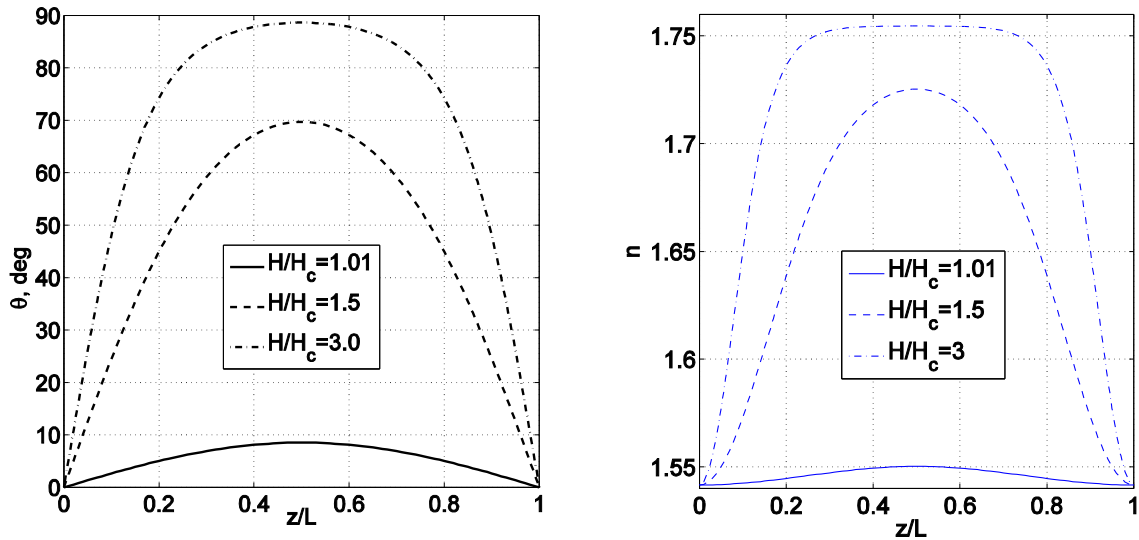


Рис. 3. Рассчитанные по формулам (2) – (4) распределения угла ориентации  $\theta(z)$  нематического директора (слева) и показателя преломления  $n(z)$  деформированного ЖК (справа) по ЖК ячейке при нескольких значениях напряженности магнитного поля

В геометрии скрещенных поляризаторов, ориентированных под углом  $\beta = \pm 45^\circ$  к оси  $x$ , в спектре ФК/ЖК ячейки выше порога Фредерикса  $H_c$  должны наблюдаться обе  $e$ - и  $o$ -компоненты. Анализ особенностей прохождения света в мультислойных ФК с ЖК-дефектом, помещенных между скрещенными поляризаторами, показывает, что за счет изменения двулучепреломления  $\Delta n = n_e - n_o$  ЖК, в точках спектрального совмещения мод  $\lambda_e = \lambda_o$  должна наблюдаться их интерференция [5], результат которой определяется разностью порядковых номеров ( $m_e - m_o$ )

$$I = I_0 \sin^2 2\beta \sin^2 \frac{\pi (m_e - m_o)}{2}. \quad (5)$$

Здесь  $I_0$  – интенсивность падающего на ФК линейно поляризованного света. Угол между вектором поляризации падающего луча и исходным направлением нематического директора  $\mathbf{n}$  обычно выбирают  $\beta = \pm 45^\circ$ . Из выражения (5) следуют правила отбора для интенсивности проходящего света: минимумы реализуются, если  $(m_e - m_o) = 2k$  и максимумы – когда  $(m_e - m_o) = 2k + 1$ , где  $k = 0, 1, 2, \dots$

На рис. 4 приведен график, отражающий трансформацию спектра дефектных мод ФК/ЖК ячейки при воздействии полей  $H/H_c = 1 \div 1.4$  в шкале градаций серости. Регистрация спектров проводилась с шагом 0,02 кЭ при фиксированной температуре  $T = 23 \text{ }^\circ\text{C}$ . Из графика видно, что до порога Фредерикса  $H/H_c = 1$  сохраняется гомеотропная ориентация и имеет место вырождение  $e$ - и  $o$ -мод с одинаковым порядковым номером ( $m_e = m_o$ ), и в соответствии с выражением (5) во всем спектре наблюдается пропускание близкое к нулю. При  $H/H_c > 1$  вырождение снимается, и в спектре появляются оба набора поляризованных компонент светопропускания, соответствующих  $o$ - и  $e$ -модам. Спектральное положение всех  $o$ -мод фиксировано, а  $e$ -моды смещаются в длинноволновую область (см. также рис. 2) и поочередно интерферируют с рядом  $o$ -мод, начиная с соседних. Результатом интерференции является чередование максимумов и минимумов пропускания в направлении координаты  $H$ , обусловленное периодическим чередованием четности ( $m_e - m_o$ ).

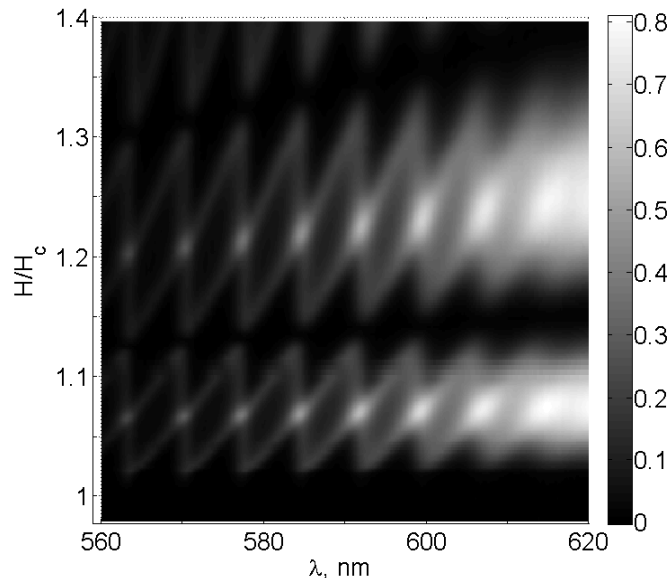


Рис. 4. График светопропускания ФК/ЖК ячейки, помещенной между скрещенными поляризаторами, в зависимости от длины волны и приложенного магнитного поля в режиме В-эффекта. Индикатор справа указывает величину интенсивности пропускания

Важно отметить, что наблюдаемая на рис. 4 модуляция светопропускания, в отличие от  $S$ -эффекта [5], носит согласованный характер. Действительно, при переориентации директора  $\mathbf{n}$  и росте показателя преломления нематика  $b n_e c = (1/L) \int_0^L n(z) dz \rightarrow n_e$  проявляются две разнонаправленные тенденции, определяющие поведение  $e$ -мод в различных частях фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ) 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  $\Delta \lambda = \lambda^2 / 2Ln$ , 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 замедле-

нию смещения мод в направлении от коротковолнового (левого) до длинноволнового (правого) края ФЗЗ. Вследствие этого плавное увеличение напряженности поля вызовет волну включения (выключения) максимумов светопропускания, последовательно пробегающую частоты всех  $o$ -мод, начиная с левого края запрещенной зоны. С дальнейшим ростом поля этот процесс будет периодически повторяться.

Также отметим, что для ФК структур, спектр которых характеризуется небольшим межмодовым расстоянием, 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 ÷ 620 нм при напряженности  $H_{1\max} = 6.7$  кЭ, немного превышающей пороговое значение  $H_c = 6.3$  кЭ и соответствующей первому пересечению мод (рис. 5).

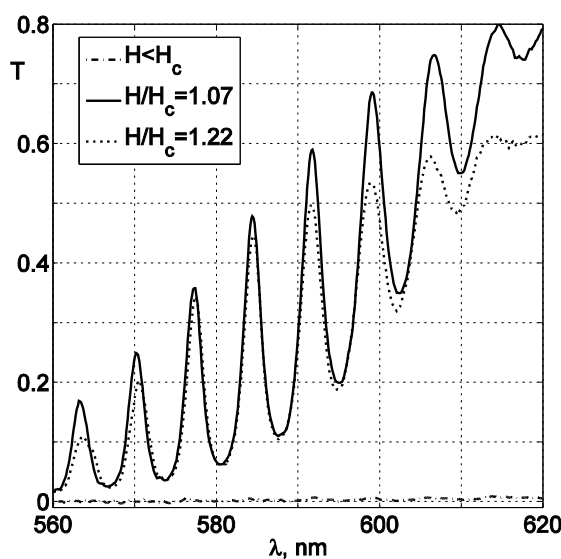


Рис. 5. Магнитооптическое переключение спектра ФК/ЖК ячейки:

штрихпунктирная линия показывает пропускание при напряженности  $H < H_c$ ; сплошная линия соответствует первому максимуму интенсивности дефектной моды при  $H/H_c = 1,07$ ; пунктирная линия является вторым максимумом при  $H/H_c = 1,22$ .

Все линии соответствуют экстремумам для  $\lambda_0 = 584,4$  нм

В этом случае изменение расстояния между соседними модами не превышает их спектральной ширины и моды включаются практически одновременно (штриховая линия). При большом значении поля будет наблюдаться последовательное включение мод. В самом деле, при напряженности  $H_{2\max} = 7.7$  кЭ, соответствующей третьему пересечению выбранной моды  $\lambda = 584,4$  нм наблюдается максимальное пропускание только для указанной моды (сплошная 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. Кроме того, рис. 5 демонстрирует преимущество применяемого метода скрещенных поляризаторов вблизи края ФЗЗ. Видно, что в состоянии  $T_{OFF}$  выключаются не только моды, но также и фоновый уровень. Это приводит к существенному повышению контрастного отношения

$$T_{ON} / T_{OFF}.$$

### Электрооптическое управление в ФК/ЖК ячейке с ионно-сурфактантной модификацией поверхностного сцепления

В данном случае электроуправляемая ФК/ЖК ячейка была собрана из двух многослойных диэлектрических зеркал (параметры см. выше), зазор между которыми заполнен нематическим ЖК 4-н-пентил-4'-цианобифенил (5ЦБ). На верхнюю поверхность зеркал были напылены тонкие (0,03 мкм) токопроводящие ИТО слои, позволяющие прикладывать электрическое поле нормально к плоскости нематического слоя. Толщина слоя ЖК составляла 10,2 мкм. В нематик предварительно добавлялся в небольшом количестве (1 в. %) катионный сурфактант цетил-триметил-аммоний бромистый (ЦТАБ). ЦТАБ необходим для формирования качественного гомеотропного упорядочения ЖК. В самом деле, сурфактант, растворяясь в жидком кристалле, распадается на ионы брома  $\text{Br}^-$  и цетил-триметил-аммония  $\text{ЦТА}^+$ . Ионы брома не оказывают заметного влияния на граничные условия, в то время как монослой ионов  $\text{ЦТА}^+$ , адсорбируясь на границе раздела, задает гомеотропную ориентацию молекул нематического ЖК.

Под действием постоянного электрического поля катионы  $\text{ЦТА}^+$  освобождают поверхность одной из подложек, где восстанавливаются граничные условия, характерные для используемой подложки. Если подложка предварительно обрабатывалась для формирования планарной ориентации, то после ухода катионов  $\text{ЦТА}^+$  директор нематика начинает здесь поворачиваться в плоскость подложки. Переориентация директора зависит от обработки поверхности и может происходить неоднородно по площади подложки. Такая ситуация была реализована в исследуемой ячейке. Фотография ячейки в скрещенных поляризаторах (рис. 6) показывает что, при напряжениях  $U \leq 5$  В реализуется гомеотропная ориентация нематика на подложках. Если  $U > 5$  В, то в ФК/ЖК ячейке наблюдается неоднородная оптическая текстура, образуемая вследствие неоднородности поверхности и соответствующей переориентации директора нематического ЖК в планарное состояние.

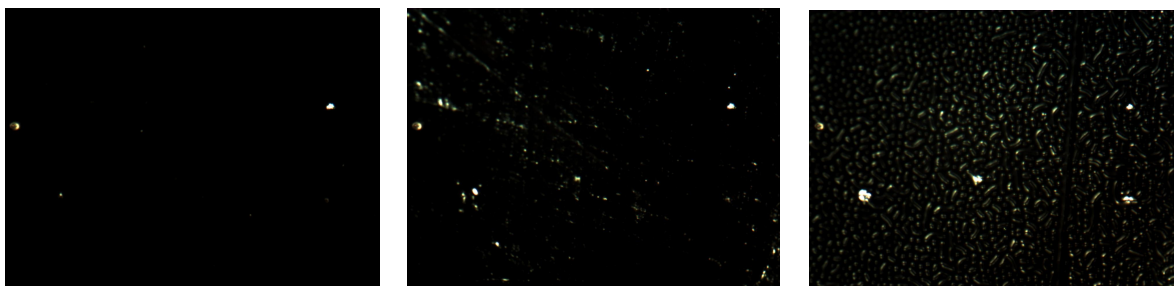


Рис. 6. Развитие оптической неоднородности в дефектном слое нематика ФК/ЖК ячейки при напряжениях (слева направо)  $U \cong 5,0; 5,5$  и  $6,0$  В

Для данной ФК/ЖК ячейки было исследовано влияние постоянного электрического поля на спектры дефектных мод в интервале напряжений  $0 \div 7$  В. Спектр дефектных мод ячейки, соответствующий центру фотонной запрещенной зоны, как функция управляющего напряжения, представлен на рис. 7. Спектры регистрировались на спек-



тронетре Shimadzu UV-3600 при фиксированной температуре  $T = 23$  °С. Использование дефектного слоя с гомеотропной ориентацией молекул позволяет получить поляризованный нормально нематическому директору  $\mathbf{n}$  спектр  $o$ -мод, не применяя поляризаторов. Интенсивность дефектных мод нечувствительна к напряжениям  $U < 5$  В. Начиная с 5 В интенсивность мод монотонно уменьшается, при этом спектральное положение максимумов и форма контуров мод, как видно из рис. 7, практически не меняется.

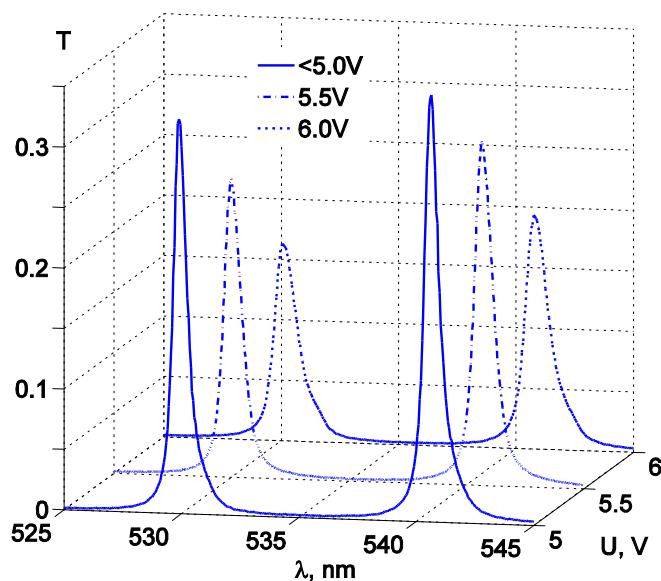


Рис. 7. Изменение интенсивности дефектных мод ФК/ЖК ячейки от приложенного напряжения

### Заключение

В работе рассмотрены особенности прохождения поляризованных световых волн в многослойной ФК/ЖК структуре, помещенной между скрещенными поляризаторами и управляемой электрическим или магнитным полем. Продемонстрированы эффекты управления светопропусканием ФК с гомеотропно ориентированным ЖК-слоем, обусловленные интерференцией проходящих через дефектный слой  $o$ - и  $e$ -волн при магнитоиндуцированном совпадении их длин волн. Кроме того, показана возможность управления интенсивностью дефектных мод за счет использования регулируемой оптической неоднородности в дефектном слое фотонного кристалла, возникающей при ионно-сурфактантной модификации поверхности подложки.

Работа выполнена при поддержке грантов: НШ-3818.2008.3; РФФИ № 08-03-01007; 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».

## Список литературы

1. *Kitzerow H.* // Liquid Crystals Today. 2002. Vol. 11. P. 3 – 7.
2. *Busch K., Wehrspohn R. B., Lolkes S.* Photonic Crystals: Advances in Design, Fabrication, and Characterization. Berlin: J. Wiley & Sons, 2004. 354 p.
3. *Шабанов В. Ф., Ветров С. Я., Шабанов А. В.* Оптика реальных фотонных кристаллов. Жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005. 240 с.
4. *Ozaki R., Matsui T., Ozaki M., Yoshino K.* // Jpn. J. Appl. Phys. 2002. Vol. 41. L1482.
5. *Зырянов В. Я., Гуняков В. А., Мысливец С. А. и др.* // Российские нанотехнологии. 2008. Т. 3. № 11/12. С. 118 – 122.
6. *Зырянов В. Я., Крахалев М. Н., Прищепина О. О., Шабанов А. В.* // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. С. 440 – 445.
7. *Arkhipkin V. G., Gunyakov V. A., Myslivets S. A. et. al.* // Eur. Phys. J. E. 2007. Vol. 24. P. 297 – 302.
8. *Блинов Л. М.* Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. 384 с.
9. *Fredericksz V. K., Zolina V.* // Trans. Far. Soc. 1933. Vol. 29. P. 919.
10. *Бушуев В. А., Прямиков А. Д.* // Квантовая электроника. 2003. Т. 33. С. 515 – 519.
11. *Архипкин В. Г., Гуняков В. А., Мысливец С. А. и др.* // ЖЭТФ. 2008. Т. 133. № 2. С. 447 – 459.
12. *Stephen M. J., Straley J. P.* // Rev. Mod. Phys. 1974. Vol. 46. P. 617.
13. *De Jeu W. H., Claassen W. A. P., Spruijt A. M. J.* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1976. Vol. 37. P. 269.

Поступила в редакцию 23.09.2009 г.