

09.4

Модуляция интенсивности дефектных мод в фотонной структуре с жидкокристаллическим компонентом на основе управляемого светорассеяния

© В.А. Гуняков, М.Н. Крахалев, В.Я. Зырянов, В.Ф. Шабанов

Институт физики им. Л.В. Киренского, Красноярский научный центр СО РАН

Сибирский государственный аэрокосмический университет им.

М.Ф. Решетнева, Красноярск

E-mail: gun@iph.krasn.ru

Поступило в Редакцию 4 августа 2014 г.

Представлен метод модуляции интенсивности дефектных мод в мультислойной фотонной структуре с включением жидкого кристалла (ЖК). Метод состоит в использовании режима электроконвективной неустойчивости нематического ЖК, которая приводит к появлению в оптическом отклике чувствительной к типу поляризации рассеивающей моды. Управление интенсивностью дефектных мод происходит за счет изменения угла между исходной планарной ориентацией директора и плоскостью поляризации света, падающего нормально на образец.

Фотонные кристаллы (ФК) благодаря уникальной дисперсии, свойствам локализации и направленной передаче светового излучения открывают новые подходы к созданию базовых элементов для устройств нанофотоники и оптоэлектроники [1]. Большой интерес вызывают ФК с включением жидкокристаллических компонентов, позволяющих эффективно управлять спектральными свойствами дефектных мод (т.е. узких резонансов в фотонной запрещенной зоне) [2]. Недавно нами был продемонстрирован способ получения высококонтрастной модуляции интенсивности дефектных мод в мультислойной ФК/ЖК-структуре, помещенной между скрещенными поляризаторами [3–5]. Согласно предложенной схеме индуцированное электрическим или магнитным полем спектральное совмещение необыкновенной (e) и обыкновенной (o) компонент дефектных мод с различными порядковыми номерами может приводить как к интерференционному усилению их интенсивности, так

и к взаимному гашению обеих компонент. Тем не менее обсуждаемый способ не связан с прямым воздействием на амплитуду мод, поскольку реализуется за счет полевой перестройки их спектрального положения. В ряде случаев может быть важно непосредственное управление амплитудой дефектных мод при их фиксированном положении в спектре. В этом отношении вызывает интерес поведение дефектных мод, связанное с наличием затухания распространяющихся в ФК световых волн на оптических неоднородностях периодической структуры [6–8]. Поэтому регулируемая оптическая неоднородность дефектного слоя, возникающая, например, в условиях электроконвективной неустойчивости в нематическом ЖК [9], которая сопровождается интенсивным светорассеянием, может быть использована для реализации режима управляемого затухания мод. Кроме того, иерархия конвективных структур возрастающей сложности (домены Вильямса, зиг-заг-роллы, доменные решетки и т.д.), наблюдаемая в ЖК при повышении напряженности управляющего поля [10], позволяет выбирать оптимальные условия рассеяния света в зависимости от поляризации зондирующего излучения.

В данной работе для мультислойных структур ФК/ЖК предлагается новый способ модуляции интенсивности дефектных мод на основе управляемого светорассеяния. Он состоит в использовании режима доменной решетки стандартной электроконвективной неустойчивости в нематическом ЖК, а плавное изменение амплитуды дефектных мод происходит за счет изменения угла между исходной планарной ориентацией директора и плоскостью поляризации света, падающего нормально на образец.

На рис. 1 приведена схема электроуправляемой ячейки ФК/ЖК, которая использовалась для исследования влияния различных режимов конвективной неустойчивости на спектры пропускания фотонной структуры. Ячейка собрана из двух диэлектрических зеркал, зазор между которыми заполнен нематическим ЖК 4-метоксибензилиден-4'-бутиланилин (МББА), имеющим отрицательную анизотропию диэлектрической проницаемости $\epsilon_a < 0$ и положительную анизотропию проводимости $\sigma_a > 0$. Температура просветления нематика $T_c = 45^\circ\text{C}$, показатели преломления $n_e = 1.765$, $n_o = 1.552$ для света с длиной волны $\lambda = 0.589 \mu\text{m}$, поляризованного параллельно и перпендикулярно нематическому директору \mathbf{n} . Многослойное покрытие зеркал состоит из 6 слоев двуокиси циркония (ZrO_2) с показателем преломления 2.04

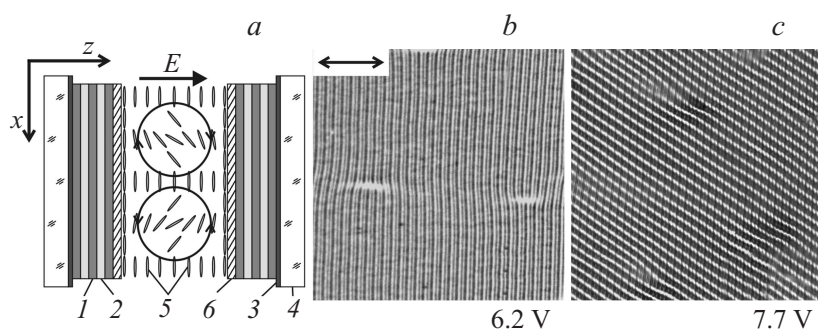


Рис. 1. Схема электроуправляемой ячейки ФК/ЖК (а): 1 — слой ZrO_2 , 2 — слой SiO_2 , 3 — ITO-покрытие, 4 — подложки, 5 — молекулы ЖК, 6 — натертая полимерная пленка, толщина слоя ЖК — $10\ \mu m$. Микрофотографии текстур ячейки при напряжениях: *b* — $U = 6.2\ V$, *c* — $U = 7.7\ V$. Направление поляризации света указано стрелкой.

и толщиной $55\ nm$ и 5 слоев двуокиси кремния (SiO_2) с показателем преломления 1.45 и толщиной $102\ nm$, поочередно напыленных на поверхность кварцевых подложек, предварительно покрытых тонкими ($\sim 150\ nm$) ITO-электродами, позволяющими прикладывать электрическое поле E нормально к плоскости ячейки. Исходная однородная планарная ориентация нематика ($\mathbf{n} \parallel x$) задавалась однонаправленно натертым полимерным покрытием. Качество ориентации контролировалось на поляризационном микроскопе по погасанию поля зрения в скрещенных николях. Воздействие низкочастотного ($80\ Hz$ в данной работе) поля, начиная с некоторого критического значения, приводит к возникновению в планарно ориентированном нематике конвективной неустойчивости в виде замкнутых потоков нематической жидкости (на рисунке показаны круговыми стрелками), образующих одномерную решетку упорядоченных вдоль y -оси роллов.

Микрофотографии текстур ячейки ФК/ЖК, полученные при наблюдении в поляризационный микроскоп (рис. 1, *b–c*), демонстрируют трансформацию различных режимов электроконвективной неустойчивости в дефектном слое ЖК при повышении напряженности управляющего поля. Свет поляризован вдоль направления исходной ориентации директора (e -волна). „Прозрачное“ состояние ячейки вплоть до критического напряжения $U_c = 6.2\ V$ обусловлено гомогенным упо-

рядочением нематика в плоскости подложки. В данной геометрии в силу отрицательной анизотропии диэлектрической проницаемости МББА ориентационные эффекты типа перехода Фредерикса исключены. При напряжениях выше критического возникает периодическая картина чередующихся светлых и темных полос (домены Вильямса — рис. 1, *b*), перпендикулярных направлению \mathbf{n} . Причиной этого чередования является периодичность изменения показателя преломления e -волны в ЖК, обусловленная модуляцией направления нематического директора в плоскости поляризации падающего света, которая, в свою очередь, индуцирована упорядоченным вихревым движением нематической жидкости [11]. При дальнейшем повышении напряжения домены Вильямса сначала трансформируются в зиг-заг-роллы [12], которые затем формируют доменную решетку (рис. 1, *c*). В последнем случае образец становится мутным, что свидетельствует о сильно неоднородной ориентации директора в объеме ЖК. В то же время при освещении образца светом, поляризованным вдоль y -оси (o -волна), его прозрачность близка к исходной при 0 V.

Поляризованные компоненты пропускания $T_{e,o}(\lambda)$, а также полевые зависимости спектров в условиях обсуждаемых конвективных процессов исследовались с помощью спектрометра Shimadzu UV-3600. В качестве поляризующего элемента использовалась призма Глана, ориентированная главной плоскостью либо вдоль x -оси (e -компонента спектра), либо вдоль y -оси (o -компонента спектра). На пути зондирующего излучения после образца устанавливалась диафрагма диаметром 4 mm. Регистрация спектров проводилась при фиксированной температуре 25°C, точность термостабилизации ячейки была не хуже $\pm 0.2^\circ\text{C}$. Спектр пропускания исследуемой структуры представляет собой фотонную запрещенную зону в интервале 420–610 nm с набором дефектных мод. В общем случае дефектные моды для e - и o -волн имеют разные длины волн, так как их показатели преломления отличаются [4–6].

Полевые зависимости поляризованных компонент пропускания $T_{e,o}$ ячейки ФК/ЖК в наиболее чувствительной к затуханию мод спектральной области 500–520 nm, соответствующей центру фотонной запрещенной зоны, приведены на рис. 2. Как видно из рисунка, выше критического значения $U_c = 6.2\text{ V}$ e - и o -моды имеют различный характер отклика на полевое воздействие. В узком интервале напряжений $\Delta U = U - U_c \sim 1.5\text{ V}$ амплитуда e -мод резко падает и уже при

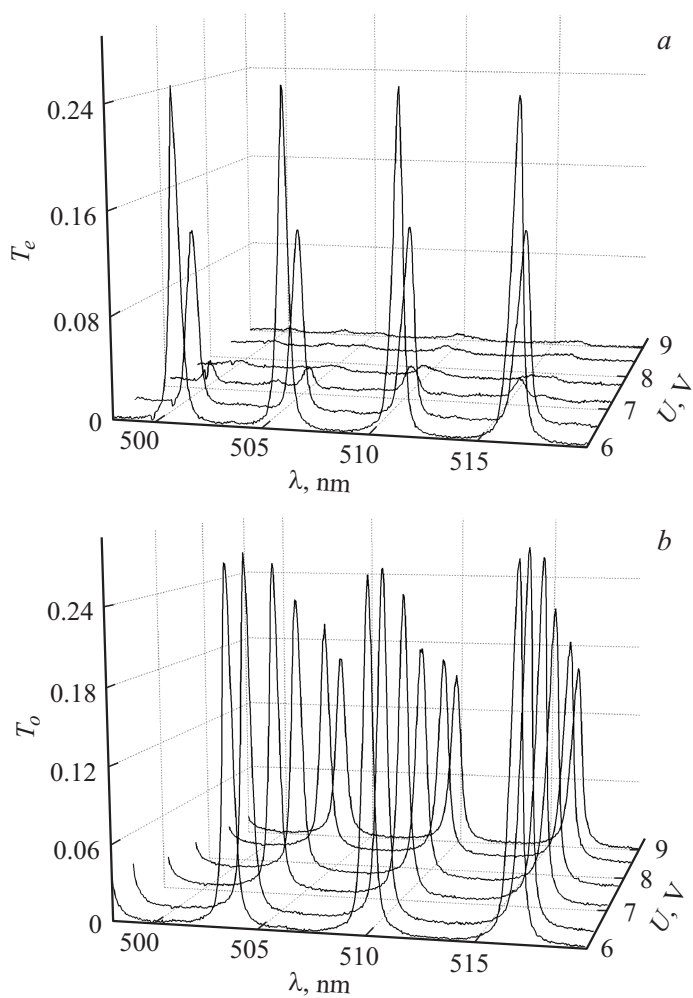


Рис. 2. Полевые зависимости пропускания ячейки ФК/ЖК $T_{e,o}(\lambda)$, соответствующего: a — e -компоненте и b — o -компоненте спектра.

значении 7.7 V моды практически затухают (рис. 2, *a*). Вначале *e*-волна испытывает дифракцию на одномерной фазовой решетке, образованной набором доменов Вильямса [13], поэтому снижение амплитуды мод происходит за счет пространственного перераспределения энергии волны в *xz*-плоскости. Кроме того, *e*-моды заметно смещаются в коротковолновую область спектра — при $\Delta U = 0.6$ V сдвиг составляет 1 nm (при средней полуширине мод 0.5 nm). Такое слабое приращение поля увеличивает глубину модуляции направления директора **n**, что приводит к существенному уменьшению эффективного показателя преломления $g_{eff}(\theta)$ слоя ЖК, где $\theta(x, z)$ ассоциируется с углом между вектором электрического поля и локальным директором [13]. Известное из теории интерферометра Фабри–Перо соотношение между длиной волны моды и показателем преломления среды в полости резонатора для обсуждаемого случая запишется как

$$\lambda_e = \begin{cases} 2Ln_e/m = \text{const}, & U < U_c \\ 2Ln_{eff}(\theta)/m, & U \geq U_c \end{cases},$$

где L — толщина полости (т.е. слоя ЖК), а целое число m определяет порядковый номер дефектной моды. Режим доменной решетки (рис. 1, *c*), наблюдаемый при повышении напряжения до 7.7 V, является более сложной структурой течения нематической жидкости. Однако слой ЖК по-прежнему представляет собой оптически анизотропную среду с закономерно распределенным показателем преломления [14]. Тогда в силу большого двулучепреломления нематика флуктуации показателя преломления *e*-волны при распространении по сильно неоднородному ЖК становятся велики и прохождение через такую среду хаотизирует направление распространения даже в тонком слое [15] — *e*-моды в структуре ЖК затухают.

Напротив, поведение *o*-мод характеризуется относительной устойчивостью к конвективным процессам в дефектном слое ЖК (рис. 2, *b*). Во-первых, *o*-моды совершенно нечувствительны к переходу нематической среды из статического в динамический режим в критической точке U_c . Во-вторых, даже при значении 7.7 V амплитуда мод сокращается в среднем всего в 1.2 раза, в то время как их полуширина и положение остаются стабильными. Небольшое снижение амплитуд *o*-мод может быть связано с тем, что при возникающей в режиме

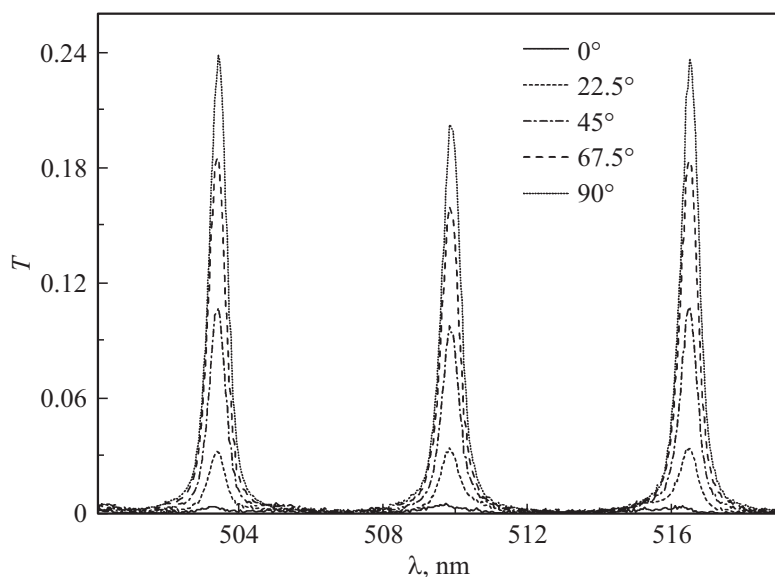


Рис. 3. Пропускание ячейки ФК/ЖК T на частотах стабильных дефектных мод, индуцированных напряжением $U = 7.7$ В, 80 Гц, при различных углах между исходной ориентацией директора и поляризацией падающего на образец света.

доменной решетки неоднородности ориентации директора в объеме ЖК волна обыкновенного типа также искажается, хотя и заметно слабее по сравнению с e -волной [15].

Существенно различный характер оптического отклика различно поляризованных компонент спектра ячейки ФК/ЖК на полевое воздействие позволяет управлять амплитудой дефектных мод, меняя угол между исходной ориентацией директора и плоскостью поляризации света, падающего нормально на образец. Рис. 3 демонстрирует регулируемое пропускание дефектных мод, индуцированное вариацией направления электрического вектора световой волны, при напряжении $U = 7.7$ В. Любое отклонение плоскости поляризации от направления, задающего o -компоненту спектра, приводит к появлению e -мод, которые в силу указанных выше причин будут эффективно затухать в слое ЖК. При этом изменение угла отклонения регулирует распределение энергии световой волны по поляризованным компонентам и, следовательно,

позволяет управлять амплитудой o -мод при их фиксированном спектральном положении.

Вращение плоскости поляризации зондирующего излучения с частотой ω приводит к модуляции интенсивности дефектных мод в слое ЖК и соответственно к модуляции пропускания ячейки $T(\omega)$. При этом поворот плоскости поляризации на угол 90° относительно нематического директора обеспечивает, например, для моды $\lambda = 0.510 \mu\text{m}$ (рис. 3), глубину модуляции $K = (T_{\text{max}} - T_{\text{min}})/(T_{\text{max}} + T_{\text{min}}) = 92\%$. Быстродействие устройств вращения плоскости поляризации налагает определенные ограничения на максимальную частоту модуляции мод ω_{max} фотонной структуры. В частности, в качестве устройства управления углом поляризации можно использовать мультстабильный магнитооптический вращатель плоскости поляризации на основе эффекта Фарадея, выполненный из тонкой пластинки ортоферрита с включением неоднородностей [16]. В видимом диапазоне и в части ближнего инфракрасного диапазона (включая длину волны $1.55 \mu\text{m}$, важную для применений, связанных с оптической передачей данных) ортоферриты обладают наилучшей магнитооптической добротностью, достигающей величины порядка 14 deg/dB , что во много раз больше, чем в других магнитных материалах [17]. Самые малые значения времени переключения ортоферритовых вращателей ограничены, главным образом, минимальной длительностью отдельного импульса управляющего магнитного поля; они находятся в наносекундном диапазоне. Это позволит достичь в рассматриваемой структуре ФК/ЖК частоты модуляции мод $\omega_{\text{max}} \sim 1 \text{ GHz}$, что сравнимо с характеристиками другого типа модуляторов на основе МОП-структуры, включенной в кремниевый волновод [18], хотя и заметно меньше частот модуляции электрооптических [19] или квантово-размерных электроабсорбционных модуляторов [20]. Таким образом, предложенный способ модуляции мод в фотонной структуре с включением нематодинамического компонента в качестве дефектного слоя может найти применение в устройствах фотоники, используемых для фильтрации, переключения и оптической модуляции световых потоков.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов № 43 и 101 СО РАН, а также совместного проекта СО РАН и Национального научного совета Тайваня.

Список литературы

- [1] *Busch K., von Freymann G., Linden S.* et al. // *Phys. Rep.* 2007. V. 444. P. 101–202.
- [2] *Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В.* Оптика реальных фотонных кристаллов. Жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005. 240 с.
- [3] *Zuryanov V.Ya., Myslivets S.A., Gulyakov V.A.* et al. // *Opt. Express.* 2010. V. 18. P. 1283–1288.
- [4] *Zuryanov V.Ya., Gulyakov V.A., Myslivets S.A.* et al. // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2008. V. 488. P. 118–126.
- [5] *Зырянов В.Я., Гуняков В.А., Мысливец С.А.* и др. // *Российские нанотехнологии.* 2008. Т. 3. С. 751–755.
- [6] *Архипкин В.Г., Гуняков В.А., Мысливец С.А.* и др. // *ЖЭТФ.* 2008. Т. 133. С. 447–459.
- [7] *Hsiao Y.-C., Wu C.-Y., Chen C.-H.* et al. // *Opt. Lett.* 2011. V. 36. P. 2632–2634.
- [8] *Bulgakov E.N., Sadreev A.F., Gerasimov V.P.* et al. // *JOSA. A.* 2014. V. 31. P. 264–267.
- [9] *Blinov L.M.* Structure and properties of liquid crystals. Dordrecht, Heidelberg, London, New York: Springer, 2011. 439 p.
- [10] *Pattern Formation in Liquid Crystals* / Ed. by A. Buka, L. Kramer. New York: Springer, 1996.
- [11] *Penz P.A.* // *Phys. Rev. Lett.* 1970. V. 24. P. 1405–1409.
- [12] *Ribotta R., Joets A.* // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 56. P. 1595–1597.
- [13] *Carroll T.O.* // *J. Appl. Phys.* 1972. V. 43. P. 767–770.
- [14] *Rudroff S., Frette V., Rehberg I.* // *Phys. Rev. E.* 1999. V. 59. P. 1814–1820.
- [15] *Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1980. Т. 32. С. 636–638.
- [16] *Дидосян Ю.С.* / Патент 2244952 С2 RU. Янв. 20, 2005.
- [17] *Балбашов А.М., Червоненкис А.Я.* Магнитные материалы для микроэлектроники. М.: Энергия, 1979. 217 с.
- [18] *Liu A., Jones R., Liao L.* et al. // *Nature.* 2004. V. 427. P. 615–618.
- [19] *Howerton M.M., Moeller R.P., Greenblatt A.S.* et al. // *IEEE Photon. Technol. Lett.* 2000. V. 12. P. 792–794.
- [20] *Kuo Y.-H., Lee Y.K., Ge Y.* et al. // *Nature.* 2005. V. 437. P. 1334–1336.