

06;12

## Хиральные фотонные кристаллы с электрически управляемым анизотропным дефектом. Эксперимент и теория

© Р.Б. Алавердян, К.Р. Аллахвердян, А.А. Геворгян, А.Д. Чилингарян, Ю.С. Чилингарян

Ереванский государственный университет,  
0025 Ереван, Армения  
e-mail: agevorgyan@ysu.am

(Поступило в Редакцию 5 мая 2009 г.)

Впервые экспериментально показана возможность индуцирования внешним электрическим полем планарного дефекта в плоской структуре холестерического жидкого кристалла. Приведены результаты экспериментального и теоретического исследования поведения коэффициента отражения (пропускания) света от слоя холестерического жидкого кристалла при индуцировании в нем планарного дефекта. Обсуждены возможности использования рассматриваемой системы.

### Введение

Теоретическое и экспериментальное исследование оптических свойств фотонных кристаллов (ФК) продолжает оставаться в центре внимания специалистов, так как результаты этих исследований могут найти непосредственное техническое применение в оптоэлектронных приборах нового поколения. Особый интерес представляют хиральные фотонные кристаллы (холестерические жидкие кристаллы, хиральные смектики, искусственные хирально-сконструированные кристаллы и т.д.) и магнитохиральные ФК из-за многообразных проявлений оптических свойств. Главное отличие хиральных ФК от обычных заключается в том, что для первых фотонная запрещенная зона (ФЗЗ) существует только для света с одной круговой поляризацией (при нормальном падении света), совпадающей со знаком хиральности среды. Для этих кристаллов брэгговское отражение происходит в спектральном интервале от длины волны  $\lambda_1 = \sigma n_o$  до  $\lambda_2 = \sigma n_e$ , где  $\sigma$  — шаг спирали, а  $n_o = \sqrt{\varepsilon_1}$  и  $n_e = \sqrt{\varepsilon_2}$  — локальные обыкновенный и необыкновенный коэффициенты преломления. Свет с обратной круговой поляризацией не претерпевает дифракционного отражения.

Идеально периодические ФК имеют много применений, но их примесные варианты, подобно полупроводникам, более полезны, так как введение дефекта в структуру ФК приводит к возникновению дополнительных резонансных мод внутри ФЗЗ, что позволяет задерживать и аккумулировать свет, а также управлять им. Моды, связанные с дефектами, локализованы в позициях дефектов и могут быть использованы для создания узкополосных фильтров, низкопороговых лазеров и т.д. Возможны разные варианты геометрии и способы создания дефектов в структуре хирального ФК: тонкий слой изотропного вещества, внедренный между двумя слоями хирального ФК [1–6]; дефект, вызванный фазовым скачком спирали на границе раздела двух слоев хирального ФК [3, 7–9]; дефект, обусловленный локальным изменением шага спирали [10–12]; дефект, обусловленный градиентом шага спирали [13–17]. В работах [18–26] представлены экспериментальные результаты по изучению многослойных

систем со слоем (слоями) холестерика (с различными шагами, с правой и левой спиралями и т.д.), нематика и диэлектрических многослойников и обсуждаются возможности применения таких структур. В работах [27, 28] теоретически исследованы оптические свойства хиральных ФК с анизотропным дефектным слоем и показаны возможные применения таких кристаллов.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования хиральных ФК с анизотропным электрически управляемым дефектом. Важность рассматриваемой задачи заключается также в том, что в отличие от изотропного дефекта анизотропный вводит дополнительную разность фаз, обусловленную анизотропией, которая, как известно, имеет интересные особенности и создает определенные трудности при создании планарного (изотропного или анизотропного) дефекта в структуре хирального ФК.

Жидкие кристаллы (ЖК), в том числе холестерические жидкие кристаллы (ХЖК), обладают высокой чувствительностью к таким внешним воздействиям, как статические электрические и магнитные поля, световые поля, механические колебания, тепловые и гидродинамические потоки и др. Вследствие этого в слое ХЖК внешними воздействиями могут быть индуцированы различного рода дефекты. В частности, при соответствующей геометрии эксперимента, когда искажение структуры ХЖК происходит в плоскости, параллельной стенкам ХЖК-ячейки, внешним статическим электрическим полем внутри слоя ХЖК может быть создан планарный дефект. Важно также отметить, что параметрами таких индуцированных дефектов можно легко управлять теми же внешними воздействиями. В нашем эксперименте планарный дефект в структуре ХЖК был создан посредством разности потенциалов между помещенными в ХЖК-ячейку электродами. Такую ХЖК-ячейку можно рассматривать как трехслойную систему: два слоя ХЖК и переориентированный под воздействием внешнего электрического поля (искаженный, но по-прежнему анизотропный) слой между ними. При превышении некоторого порогового значения напряженности электрического поля вследствие переориентации молекул происходит

локальное по толщине слоя изменение шага спирали ХЖК, тем самым в его структуре создается планарный анизотропный дефект.

Нами экспериментально подтверждается возможность индуцирования внешним электрическим полем планарного дефекта в слое ХЖК. В настоящей работе приведены также результаты экспериментального исследования поведения коэффициента отражения (пропускания) света от слоя ХЖК при индуцировании в нем планарного дефекта. Экспериментальные результаты сравниваются с теоретическими расчетами. Обсуждаются возможности применения такой системы.

## Эксперимент

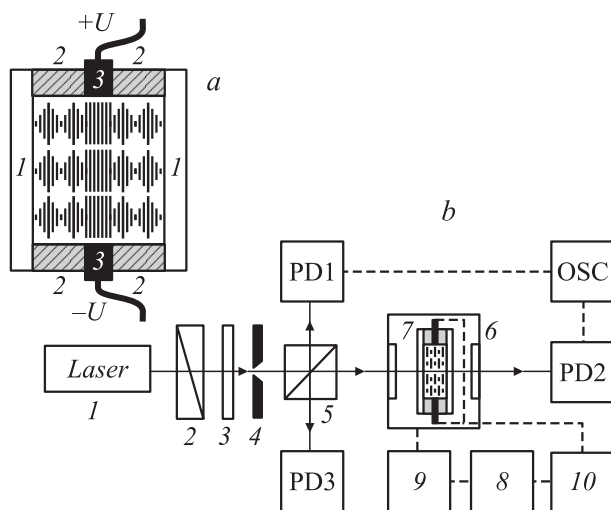
В эксперименте использовалась ячейка типа „сэндвич“ (рис. 1, *a*). Стеклоподложки (1) были тщательно очищены. После этого подложки, на которые были нанесены полимерные покрытия, обрабатывались для получения планарной ориентации молекул ЖК. Зазор между подложками задавался двумя парами тефлоновых прокладок (2) толщиной  $\sim 10 \mu\text{m}$  каждая, между которыми были установлены тонкие ( $\sim 0.5\text{--}1 \mu\text{m}$ ) металлические электроды (3). Пространство между подложками заполнялось смесью ХЖК: холестерил пеларгонат + холестерил олеат + нематический жидкий кристалл (НЖК) E-7 в весовом соотношении соответственно 30:60:10. Выбранный таким образом состав ХЖК при температуре  $20\text{--}25^\circ\text{C}$  для нормально падающего на слой излучения с левой круговой поляризацией обладал областью селективного отражения в видимом диапазоне

спектра. Для такого раствора температура фазового перехода ХЖК–изотропная жидкость, определенная по просветлению неориентированного образца, составляла  $\sim 57^\circ\text{C}$ .

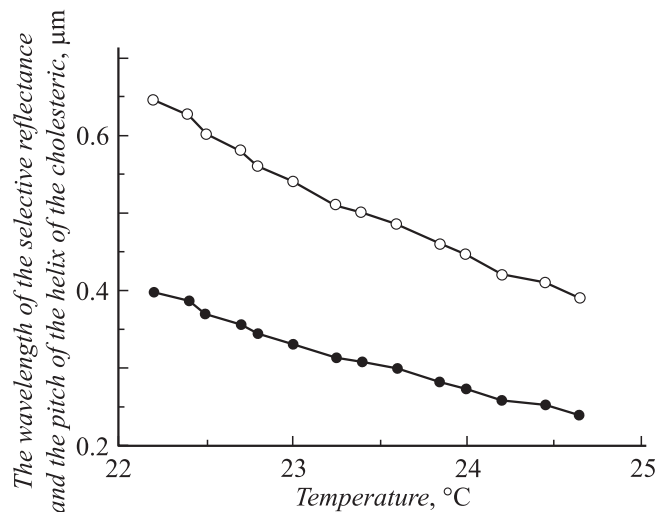
Схема эксперимента для создания планарного дефекта в слое ХЖК и исследования коэффициентов отражения и пропускания ячейки приведена на рис. 1, *b*. В качестве источника света использовался непрерывный полупроводниковый лазер (1) с длиной волны  $0.53 \mu\text{m}$  и максимальной мощностью  $\sim 10 \text{mW}$ . Неполяризованное излучение лазера, проходя через поляризатор (2), становилось линейно поляризованным. Пластина  $\lambda/4$  (3) (в эксперименте был использован оптический клин) была использована для получения необходимой циркулярной поляризации излучения накачки. После пластинки  $\lambda/4$  излучение накачки подвергалось пространственной фильтрации, проходя через диафрагму (4) (диаметр поперечного сечения пучка после диафрагмы был  $\sim 0.5 \text{mm}$ ). Для контроля интенсивности падающего на ячейку излучения выделенное из основного пучка с помощью светоделительного кубика (5) излучение ( $\sim 4\%$ ) направлялось на калиброванный фотодиод PD1, выходной сигнал с которого поступал на осциллограф OSC. Часть излучения, отражаясь от слоя ХЖК, падала на фотодиод PD3, а прошедшее через ячейку излучение регистрировалось фотодиодом PD2. Ячейка (7) с ХЖК находилась в работающем на элементе Пельтье микрохолодильнике (6). Обратная связь для термостабилизации микрохолодильника обеспечивалась термоконтроллером (9), питающимся от источника постоянного тока (8). Температура в микрохолодильнике плавно регулировалась и стабилизировалась с точностью не хуже  $\pm 0.05^\circ\text{C}$ . Дефект шага холестерической спирали в слое ХЖК создавался в результате воздействия параллельного стенкам ячейки электрического поля, возникающего между металлическими электродами (3) (см. рис. 1, *a*), подключенными к источнику постоянного напряжения (10).

На рис. 2 приведена температурная зависимость шага холестерической спирали и длины волны максимума селективного отражения для использованной в эксперименте смеси ХЖК. Измерения проводились по селективному брэгговскому отражению света от планарно ориентированного слоя ХЖК. Как видно из рисунка, в зависимости от температуры шаг холестерической спирали изменяется достаточно медленно ( $|\partial\sigma/\partial T| \approx 0.1 \mu\text{m}/\text{deg}$ ). Благодаря этому эксперимент отличается сравнительной простотой и без ущерба для точности измерений можно не использовать сложных термостабилизирующих и регистрирующих устройств.

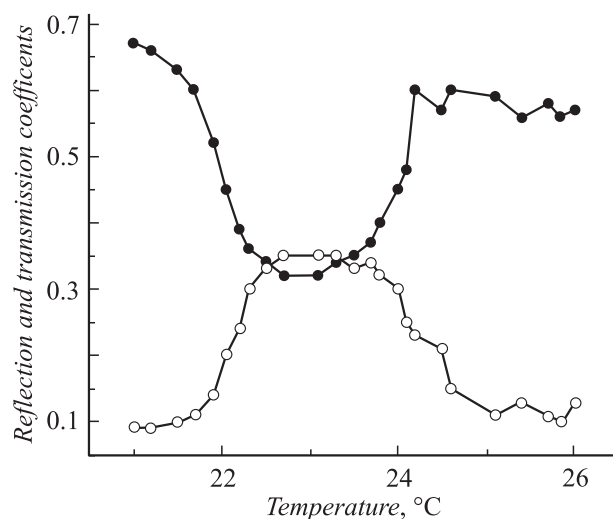
В нашем эксперименте на слой планарно ориентированного ХЖК падало линейно поляризованное монохроматическое излучение от лазера. Поскольку шаг холестерической спирали зависит от температуры (см. рис. 2), то для монохроматической волны можно достичь селективного отражения изменением температуры образца. На рис. 3 представлена зависимость коэффициентов пропускания и отражения от температуры для



**Рис. 1.** *a* — конструкция ячейки хиральным жидким кристаллом: 1 — стеклянные подложки; 2 — тефлоновые прокладки; 3 — металлические электроды. *b* — схема экспериментальной установки: 1 — полупроводниковый лазер; 2 — поляризатор; 3 — четвертьволновая пластинка; 4 — диафрагма; 5 — светоделительный кубик; 6 — микрохолодильник; 7 — ячейка с ХЖК; 8 — источник постоянного тока; 9 — термоконтроллер; 10 — источник постоянного напряжения; OSC — осциллограф; PD1, PD2, PD3 — фотоприемники.



**Рис. 2.** Зависимость шага спирали (●) ХЖК и длины волны максимума селективного отражения (○) от температуры для использованной в эксперименте трехкомпонентной смеси.



**Рис. 3.** Зависимость коэффициентов пропускания (●) и отражения (○) для света с левой круговой поляризацией ( $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$ ) от температуры смеси ХЖК.

использованной в эксперименте смеси ХЖК (толщина слоя  $\sim 20 \mu\text{m}$ ). Как видно из рисунка, в области значений температуры от  $\sim 22$  до  $\sim 24^\circ\text{C}$  коэффициент пропускания принимает минимальную, а коэффициент отражения — максимальную величину. Это означает, что для данной области длин волны накачки имеет место селективное по отношению к поляризации излучения дифракционное отражение. Этот результат качественно хорошо согласуется с теоретическими выводами о существовании запрещенной зоны. Однако при более детальном сравнении выявляются некоторые несоответствия, связанные, в первую очередь, с резкостью границ запрещенной зоны. По-видимому, это обусловлено неидеальностью холестерической спирали в слое ХЖК, которая, в частности, может возникать вследствие

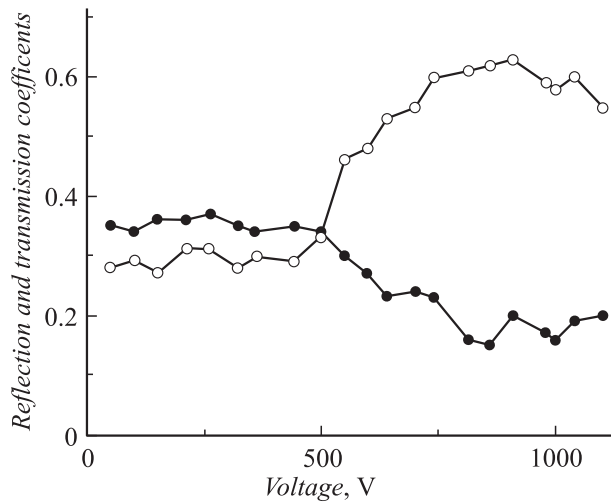
тепловых градиентов в образце, а также под влиянием изменения шага спирали вблизи границ слоя.

При создании разности потенциалов между электродами ячейки (см. рис. 1, а) коэффициент пропускания плоско поляризованного света в указанном выше интервале температур уменьшался, а коэффициент отражения увеличивался. В частности, при напряжении электрического поля  $\sim 900 \text{ V}$  и температуре  $\sim 24^\circ\text{C}$  коэффициент пропускания уменьшался почти в два раза. Приблизительно во столько же раз возрастал коэффициент отражения. Этот факт хорошо совпадает с теоретическими результатами, полученными в работе [27].

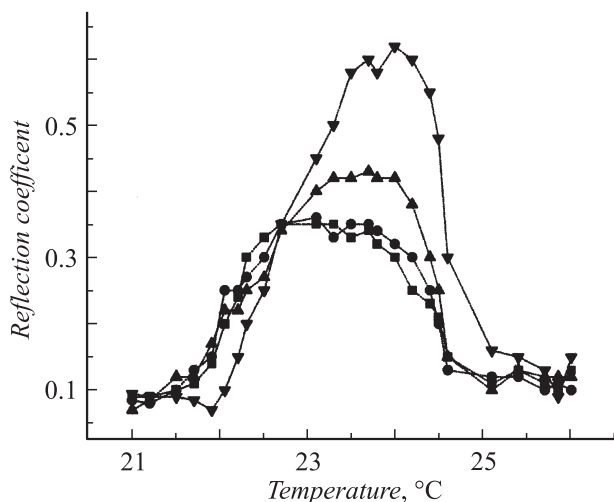
Такое поведение коэффициентов пропускания и отражения качественно можно объяснить следующим образом. При приложении к электродам ячейки разности потенциалов в слое ХЖК возникает электрическое поле, вектор напряженности которого параллелен стенкам ячейки (перпендикулярен оси спирали ХЖК). При превышении некоторого значения электрического поля (экспериментального порога) под воздействием этого поля молекулы в определенном секторе ячейки (в нашем эксперименте — в центральной по толщине части ячейки) переориентируются по направлению поля и возникает деформация периодической структуры ХЖК — образуется анизотропный дефект. Как уже было сказано, такую систему, идеализируя, можно рассматривать как трехслойную.

Вблизи стенок ячейки деформация спирали из-за сильного сцепления молекул ХЖК с подложками будет значительно слабее, чем в ее центральной части, где напряженность электрического поля максимальна. Таким образом, в присутствии электрического поля рассматриваемую ячейку можно считать как состоящую из двух слоев ХЖК со спиральной структурой одного знака, между которыми находится переориентированный внешним электрическим полем анизотропный слой. Увеличивая напряженность электрического поля (т.е. управляя дефектом), можно достичь того, чтобы искаженный анизотропный слой для определенной длины волны служил полуволновой пластинкой (т.е. вносил разность фаз, равную  $\pi$ ). Как известно, тип поляризации света при прохождении через такую пластинку не меняется, однако для круговой или эллиптической поляризации направление вращения изменяется на противоположное. Если линейно поляризованное излучение падает на описанную выше трехслойную систему, то волна с циркулярной поляризацией, направление которой совпадает с направлением холестерической спирали, отражается, а другая волна проходит. Проходя через „полуволновой“ дефектный слой, эта волна изменяет направление поляризации и отражается от третьего слоя ХЖК. При обратном прохождении через дефектный слой волна вновь изменяет направление поляризации и проходит через первый слой ХЖК, тем самым увеличивая коэффициент отражения.

На рис. 4 приведена зависимость коэффициентов пропускания и отражения для света с линейной поляризацией ( $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$ ) от разности потенциалов между электродами ячейки при температуре смеси ХЖК



**Рис. 4.** Зависимость коэффициентов пропускания (●) и отражения (○) для света с линейной поляризацией ( $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$ ) от разности потенциалов между электродами ячейки, при температуре смеси ХЖК  $23 \pm 0.05^\circ\text{C}$ .



**Рис. 5.** Зависимость коэффициента отражения света от температуры при различных значениях напряжения на электродах ячейки: ■ —  $U = 0$ , ● — 500, ▲ — 600, ▼ — 750 V.

$23 \pm 0.05^\circ\text{C}$ , когда выполнено условие селективного отражения света. Как видно из рисунка, заметное изменение этих коэффициентов (т.е. индуцирование планарного дефекта) наблюдается при напряжении на электродах ячейки, превышающем  $\sim 500$  V. При увеличении напряжения до  $\sim 900$  V коэффициент отражения возрастает примерно в два раза и при дальнейшем увеличении напряжения проявляет характер насыщения. По-видимому, при таких значениях напряжения индуцированный в слое ХЖК дефект для падающего излучения является „полуволновой пластинкой“. С этой точки зрения привлекательным представляется исследование коэффициента отражения при более высоких напряжениях, когда вносимая дефектом разность фаз превышает  $\pi$ . Увеличе-

ние напряжения в этом случае, в принципе, должно привести к осцилляциям коэффициента отражения. Однако при напряжениях, больших  $\sim 1100$  V, в слое выбранной нами смеси ХЖК возникла электрогидродинамическая неустойчивость и система сильно рассеивала излучение любой поляризации.

В эксперименте исследовалось также поведение зависимости коэффициента отражения света от температуры при различных значениях напряжения на электродах ячейки (т.е. при управлении параметрами дефектного слоя). Как видно из рис. 5, когда напряжение на электродах ячейки превышает  $\sim 500$  V, максимум зависимости коэффициента отражения от температуры увеличивается. Это свидетельствует об образовании дефектного слоя в центральной части ячейки. При напряжении на электродах ячейки меньше  $\sim 500$  V заметного изменения зависимостей коэффициента отражения от температуры не наблюдалось.

## Теория

Рассмотрим прохождение света слева направо через многослойную систему ХЖК(1)–анизотропный диэлектрический слой (АДС)–ХЖК(2). Для решения этой задачи используется модифицированный метод сложения слоев Амбарцумяна [6,27].

Разложим компоненты амплитуд волн падающего, отраженного и прошедшего электрического поля на проекции, параллельные ( $p$ -поляризация) и перпендикулярные ( $s$ -поляризация) плоскости падения:

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^p \mathbf{n}_p + E_{i,r,t}^s \mathbf{n}_s = \begin{pmatrix} E_{i,r,t}^p \\ E_{i,r,t}^s \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где индексы  $i, r, t$  обозначают падающую, отраженную и прошедшую волну соответственно, а  $\mathbf{n}_p$  и  $\mathbf{n}_s$  — орты  $p$ - и  $s$ -поляризации.

Решение задачи представим в виде

$$\begin{bmatrix} E_r^p \\ E_r^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{pp} & R_{ps} \\ R_{sp} & R_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_i^p \\ E_i^s \end{bmatrix},$$

$$\begin{bmatrix} E_t^p \\ E_t^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{pp} & T_{ps} \\ T_{sp} & T_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_i^p \\ E_i^s \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где  $R$  и  $T$  —  $2 \times 2$ -матрицы отражения и пропускания данной системы.

Численные расчеты выполним по следующей схеме. Сначала к слою ХЖК(2) слева „пришьем“ АДС. Согласно [6,27], если имеются приложенные друг к другу два слоя А и В, то матрицы отражения  $\hat{R}_{A+B}$  и пропускания  $\hat{T}_{A+B}$  общего слоя выразятся через соответствующие матрицы составляющих слоев А и В посредством матричного уравнения

$$\hat{R}_{A+B} = \hat{R}_A + \hat{T}_A \hat{R}_B \left[ \hat{I} - \hat{R}_A \hat{R}_B \right]^{-1} \hat{T}_A,$$

$$\hat{T}_{A+B} = \hat{T}_B \left[ \hat{I} - \hat{R}_A \hat{R}_B \right]^{-1} \hat{T}_A, \quad (3)$$

где  $\hat{I}$  — единичная матрица, а тильдой обозначены соответствующие матрицы отражения и пропускания в случае распространения света в обратном направлении.

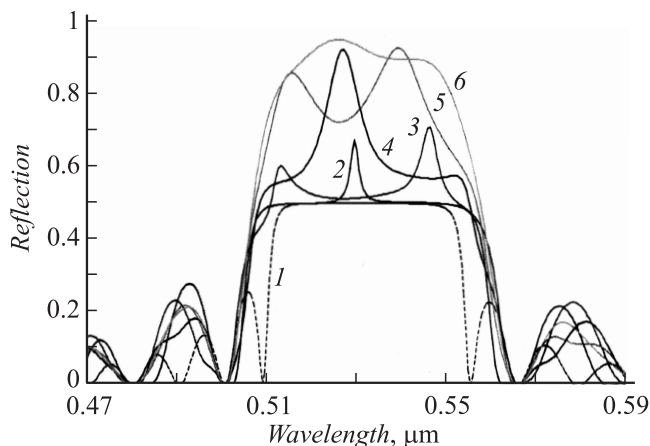
Матрицы отражения и пропускания для конечного слоя ХЖК и анизотропного слоя хорошо известны (см., например, [29,30] соответственно). На втором этапе к полученной системе АДС–ХЖК(2) слева „пришьем“ слой ХЖК(1), снова используя матричные уравнения (3). Построенные матрицы отражения и пропускания позволяют вычислить комплексные амплитуды полей отраженной и прошедшей волн, а коэффициенты отражения и пропускания — поворот плоскости поляризации и эллиптичность поляризации, а также другие характеристики выражаются через эти амплитуды, в частности:

$$R = \frac{|E_r|^2}{|E_i|^2}, \quad T = \frac{|E_t|^2}{|E_i|^2},$$

$$\psi = \arctg \left[ \frac{2\text{Re}(\chi)}{1 - |\chi|^2} \right] / 2,$$

$$e = \frac{1}{2} \arcsin \left[ \frac{2\text{Im}(\chi)}{1 + |\chi|^2} \right], \quad \chi = \frac{E_t^p}{E_t^s}.$$

На рис. 6 приведена зависимость коэффициента отражения от длины волны падающего света для различных значений толщины дефектного слоя. Падающий на систему свет имеет линейную поляризацию. Параметры задачи те же, что и для ячейки, использованной в нашем эксперименте. Кривая 1 соответствует бездефектной структуре. Сравнение этих кривых с аналогичными экспериментальными показывает достаточно хорошее соответствие экспериментальных и теоретических результатов. В то же время некоторое расхождение этих результатов объясняется неидеальностью холестерической спирали в слое ХЖК, которая, в частности, может



**Рис. 6.** Теоретическая зависимость коэффициента отражения от длины волны при различных значениях толщины дефектного слоя. Параметры ХЖК таковы:  $\epsilon_1 = 2.849725$ ;  $\epsilon_2 = 2.47021$ ; шаг спирали  $\sigma = 0.3264 \mu\text{m}$ ; толщина ХЖК  $d = 20\sigma$ . Дефектный слой находится в центре ХЖК. Падающий на систему свет имеет линейную поляризацию  $d^d$ ,  $\mu\text{m}$ : 1 — 0, 2 — 0.2, 3 — 0.4, 4 — 0.6, 5 — 0.8, 6 — 1.0.

возникать вследствие образования тепловых градиентов в образце, а также под влиянием изменения шага спирали вблизи границ слоя и вблизи дефектного слоя.

## Заключение

Таким образом, в настоящей работе впервые экспериментально показано, что в слое холестерического жидкого кристалла с плоской текстурой, обладающего областью селективного отражения света, можно с помощью внешнего электрического поля индуцировать планарный дефект.

Экспериментально и теоретически показано, что изменяя с помощью электрического поля параметры индуцированного дефекта, можно управлять коэффициентом отражения (пропускания) света от слоя ХЖК, причем в значительных интервалах, что может найти свое применение, в частности в дисплеях.

Наблюдавшееся в эксперименте поведение коэффициента отражения от слоя ХЖК с планарным дефектом в зависимости от напряжения электрического поля объяснено на основе простой модели трехслойной системы.

Как известно, фотонные кристаллы для электромагнитных (ЭМ) волн являются близкими аналогами полупроводниковых кристаллов для электронов. Но в отличие от последних, для которых применимо приближение скалярного рассмотрения, ЭМ-волны требуют векторного описания. Векторная природа ЭМ-волн создает поляризационно зависящие эффекты в ФК, приводя ко многим новым явлениям. В частности, зависимость оптических характеристик ФК от поляризации света позволяет контролировать саму поляризацию света. В этом отношении холестерические фотонные кристаллы обладают уникальными свойствами. Так, одномерный ФК, который однороден по определению в поперечных измерениях, имеет поляризационно не зависящий отклик при нормальном падении ЭМ-волны. Здесь поляризационная зависимость появляется при наклонном падении. Холестерические ФК (в частности, ХЖК), имеют поляризационно зависящий отклик и при нормальном падении.

Как уже говорилось во Введении, для ХЖК фотонная запрещенная зона (ФЗЗ) существует только для света с одной круговой поляризацией, совпадающей со знаком хиральности среды. Свет с обратной круговой поляризацией не претерпевает дифракционного отражения. А это означает, что слой ХЖК может работать как расщепитель пучка по круговым поляризациям (polarization beam splitter) — важное устройство для контроля поляризации ЭМ-волн. Здесь отметим, что расщепители пучка по поляризации на основе ФК (ХФК, в частности) обладают важным преимуществом по сравнению с традиционными расщепителями, работающими на угле Брюстера. В первом случае угол между падающим лучом и прошедшим (отраженным) в принципе может быть любой — от 0 до 180° — он может быть управляемым.

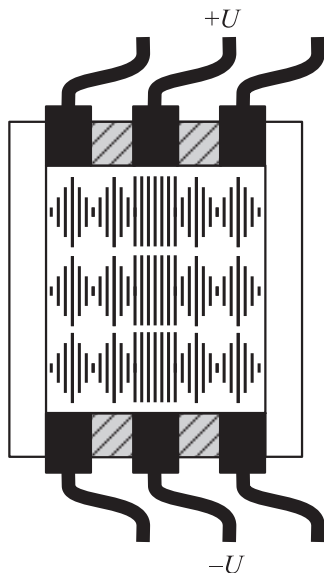


Рис. 7. Схема трехэлектродной ячейки.

Для того чтобы устройство (слой ФК) работало хорошим расщепителем пучка по поляризации, необходимы частотное смещение друг относительно друга ФЗЗ для двух основных поляризаций ЭМ-волны и возможность управления этим смещением. В этом случае данное устройство работает поляризатором в спектральной области, где свет с одной ортогональной поляризацией полностью проходит, а с другой — полностью отражается. Как следует из наших результатов, это можно сделать также иным способом.

Если создать ячейку ХЖК не с одной парой электродов, а с тремя (рис. 7), причем одна пара вблизи левой границы, вторая — в центре, третья — вблизи правой границы. При данных параметрах электродов и ячейки ХЖК это не создаст больших технических трудностей, и получаемая в результате система может работать как расщепитель пучка света по круговым поляризациям. Действительно, когда дефект находится вблизи правого края системы (т.е. к источнику напряжения подключена левая пара электродов), она полностью пропускает свет с правой круговой поляризацией (ПКП) и полностью отражает свет с левой круговой поляризацией (ЛКП). А когда дефект находится вблизи левого края системы, наблюдается обратное явление, а именно система полностью пропускает свет с ЛКП и полностью отражает свет с ПКП. В случае нахождения дефекта в центре системы, ФЗЗ становится запрещенной для любой поляризации падающего света. Естественно, рассматриваемая система может работать как вентиль, а также устройство для получения света с данной круговой поляризацией.

Один из авторов (А.А.Г.) выражает благодарность Армянскому национальному фонду науки и образования за частичную финансовую поддержку (ANSEF грант № 1264-PS).

## Список литературы

- [1] Yang Y.-C. et al. // Phys. Rev. E. 1999. Vol. 60. P. 6852.
- [2] Hodgkinson I.J. et al. // Opt. Commun. 2002. Vol. 210. P. 201.
- [3] Schmidtke J., Stille W. // Eur. Phys. J. E. 2003. Vol. 12. P. 553.
- [4] Hodgkinson I.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 91. P. 223 903–4.
- [5] Gevorgyan A.H., Contemp J. // Phys. (Acad. Sci. Arm). 2005. Vol. 40. P. 32.
- [6] Gevorgyan A.H., Kocharian A., Vardanyan G.A. // Opt. Commun. 2006. Vol. 259. P. 455.
- [7] Kopp V.I., Ganack A.Z. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. P. 033 901.
- [8] Schmidtke J., Stille W., Finkelmann H. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 90. P. 083 902.
- [9] Becchi M., Ponti S., Reyes J.A., Oldano C. // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 70. P. 033 103.
- [10] Matsui T., Ozaki M., Yoshino K. // Phys. Rev. E. 2004. Vol. 69. P. 061 715.
- [11] Ozaki R. et al. // Jpn. J. Appl. Phys. 2006. Vol. 45 (1B). P. 493.
- [12] Shabanov A.V., Vetrov S.Ya., Korneev A.Yu. // JETP Lett. 2004. Vol. 80. P. 181.
- [13] Chen J.-Y., Chen L.-W. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. Vol. 30. P. 1118.
- [14] Chen J.-Y., Chen L.-W. // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 71. P. 061 708.
- [15] Chen J.-Y., Chen L.-W. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2005. Vol. 7. P. 558.
- [16] Zografopoulos D.C., Kriezis E.E. et al. // Phys. Rev. E. 2006. Vol. 73. P. 061 701.
- [17] Belalia M., Mitov M. et al. // Phys. Rev. E. 2006. Vol. 74. P. 051 704.
- [18] Hodgkinson I.J. et al. // Opt. Eng. 2000. Vol. 39. P. 2831.
- [19] Song M.H., Shin K.-C. et al. // Sci. Tech. Adv. Matt. 2004. Vol. 5. P. 437.
- [20] Hwang J., Song M.H. et al. // Nature Materials. 2005. Vol. 4. P. 383.
- [21] Song M.H., Park B. et al. // Thin Solid Films. 2006. Vol. 509. P. 49.
- [22] Song M.H., Park B. et al. // Adv. Func. Mater. 2006. Vol. 16. P. 1793.
- [23] Jeong S.M., Takanishi Y. et al. // Opt. Commun. 2007. Vol. 273. P. 167.
- [24] Wang Y., Manabe T. et al. // Opt. Commun. 2007. Vol. 280. P. 408.
- [25] Ozaki R., Matsui T. et al. // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 82. P. 3593.
- [26] Matsuhisa Y., Ozaki R. et al. // Jpn. J. Appl. Phys. 2005. Vol. 44. P. L629.
- [27] Gevorgyan H., Harutyunyan M.Z. // Phys. Rev. E. 2007. Vol. 76. P. 031 701.
- [28] Геворгян А.А. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. С. 80.
- [29] Ваданян Г.А., Геворгян А.А. // Кристаллография. 1997. Т. 42. Вып. 4. С. 790–797.
- [30] Wohler H., Fritsch M., Haas G., Mlynski D.A. // J. Opt. Soc. Am. A. 1991. Vol. 8. P. 536.