

Наведение полос селективного отражения импульсным электрическим полем в слоях хиральных ЖК

С. П. Палто, М. И. Барник, А. Р. Гейвандов, В. С. Палто

Институт кристаллографии им. Шубникова РАН, 119333 Москва, Россия

Поступила в редакцию 25 июня 2013 г.

Экспериментально обнаружен эффект наведения и “триплетного” расщепления интенсивных полос селективного отражения в хиральных жидких кристаллах (ХЖК) в импульсном электрическом поле. Эффект связан с сильной деформацией геликоида ХЖК в импульсном поле и сохранением его шага даже при амплитудах поля, превышающих критическое поле раскрутки холестерической спирали. При этом в спектральных диапазонах, где высшие порядки селективного отражения для невозмущенного ХЖК запрещены, возникают интенсивные поляризационно-чувствительные полосы отражения света.

DOI: 10.7868/S0370274X13150101

Хорошо известно, что хиральные жидкие кристаллы (ХЖК) способны образовывать слои с геликоидальным распределением поля директора [1]. В этом случае для света, распространяющегося вдоль оси спирали с шагом P , существует запрещенная фотонная зона (стоп-зона). В диапазоне оптических частот стоп-зоны $c/(n_{\parallel}P) \leq \nu \leq c/(n_{\perp}P)$, где c – скорость света в вакууме, а $n_{\perp, \parallel}$ – главные показатели преломления ХЖК для света, поляризованного перпендикулярно и параллельно направлению директора ХЖК, распространение световой волны с круговой поляризацией, соответствующей знаку закрутки геликоида, запрещено. Этот циркулярно поляризованный свет отражается слоем ХЖК [1, 2]. Для света, распространяющегося строго вдоль нормали геликоида, в спектре существует лишь одна полоса селективного отражения. Полосы более высоких порядков на кратных частотах $mc/(n_{\parallel}P) \leq \nu \leq mc/(n_{\perp}P)$, где $m = \{2, 3, \dots\}$ – подмножество натуральных чисел больше единицы, запрещены [3]. В данной работе мы изучаем спектрально-поляризационные свойства ХЖК на кратных оптических частотах в условиях, когда геликоидальное распределение поля директора сильно деформируется внешним электрическим полем, приложенным перпендикулярно оси геликоида. В этом случае запрет на существование полос селективного отражения высших порядков исчезает [4–6]. В работе [6] теоретически предсказана “триплетная” спектральная структура индуцированных полос селективного отражения высших порядков при значениях электрического поля, меньших порогового поля раскрутки спирали E_c . При этом в центре индуцированной полосы произвольного порядка ожидается отражение

неполяризованного света, в то время как на ее краях должны отражаться волны с взаимно перпендикулярной линейной поляризацией. Однако, насколько нам известно, до сих пор экспериментально этот эффект не наблюдался. Экспериментальная работа [7] является, по-видимому, единственной работой, в которой наблюдалось наведение полос высших порядков. Как в теории, так и в эксперименте ситуация осложнялась тем, что в интенсивных стационарных электрических полях, превышающих критическое значение E_c , геликоидальное распределение поля директора ХЖК термодинамически неустойчиво, что приводит к раскрутке спирали. В результате наблюдавшиеся индуцированные полосы были настолько слабыми, что для их регистрации требовалась специальная модуляционная методика [7]. Полученные экспериментальные спектры являлись качественными и не позволяли судить о наличии спектрального расщепления, предсказанного в [6].

Схема экспериментального образца показана на рис. 1. Электрическое поле E создавалось внешним импульсным напряжением U (отдельные импульсы представляли собой прямоугольные пакеты длительностью $\tau = 2$ мс, заполненные переменным синусоидальным напряжением с частотой 24 кГц; частота следования пакетов $f = 10$ Гц). Напряжение прикладывалось к двум планарным алюминиевым электродам 1, расположенным на внутренней поверхности одной из стеклянных подложек 2 образца. Алюминиевые электроды были получены методом вакуумного напыления. При толщине ~ 100 нм электроды являлись непрозрачными в видимом и ближнем ИК спектральном диапазоне. Большое по сравнению с толщиной слоя ХЖК ($d \cong 12$ мкм) расстояние между

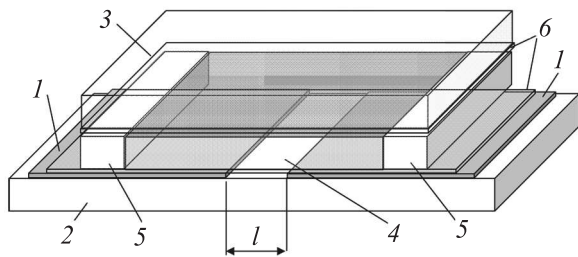


Рис. 1. Схема экспериментального образца: 1 – алюминиевые электроды; 2, 3 – стеклянные подложки; 4 – слой ХЖК; 5 – тефлоновые прокладки; 6 – полиимидные пленки

электродами ($l = 116$ мкм) гарантировало достаточную однородность планарного электрического поля. Толщина слоя ХЖК 4 определялась зазором между двумя подложками, который задавался тефлоновыми прокладками 5 толщиной 10 мкм. Однородную ориентацию молекул ХЖК в плоскости подложек и геликоидальное распределение поля директора с осью геликоида строго вдоль нормали к подложкам обеспечивали тонкие полиимидные пленки 6 толщиной ~ 50 нм, нанесенные поверх электродов на подложку 2 и на внутреннюю поверхность подложки 3. На каждой из этих полиимидных пленок методом механического натирания создавалась легкая ось, направленная вдоль щели между электродами и задававшая направление ориентации директора вблизи поверхности. Таким образом, после приложения электрического напряжения поле было преимущественно перпендикулярно как легким осям, так и оси геликоида. Спектры пропускания регистрировались оптоволоконным спектрометром Avantes 2048 в режиме внешнего запуска синхронно с импульсами поля. Регистрация спектров производилась на временных интервалах действия импульсов электрического поля с задержкой 0.5 мс относительно их переднего фронта. Эта задержка требовалась для установления равновесного распределения поля директора ХЖК в электрическом поле.

Хиральные жидкие кристаллы с шагом геликоида $P = 625$ нм получались добавлением оптически активной добавки (13.8 вес.%, α -bis(2-chlorine-4-methylpentyl)biphenyl-4,4'-dicarboxylate) в нематическую матрицу на основе жидкого кристалла E7 (Merck Chemicals). Главные показатели преломления ХЖК на основе E7, $n_{\parallel} = 1.713$ и $n_{\perp} = 1.530$, на длине волны $\lambda = 546$ нм измерены на рефрактометре Аббе (Atago 1T, Japan) при температуре $T = 24$ °С. С учетом оптической дисперсии главных показателей пре-

ломления параметры ХЖК обеспечивали основную полосу селективного отражения в спектральной области 966–1100 нм с центром на длине волны 1026 нм (рис. 2).

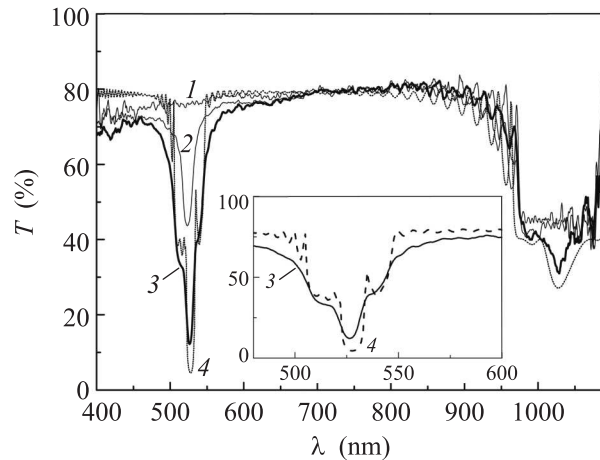


Рис. 2. Спектры оптического пропускания ХЖК неполяризованного света для различных значений электрического напряжения: 1 – $U = 0$; 2 – 300 В; 3 – 600 В; 4 – вычисленный спектр для 600 В. Уровень пропускания $\sim 80\%$ связан с частичным ограничением пучка света электродами

Для пространственно неограниченного геликоида при полях

$$E > E_c = \frac{\pi^2}{P} \sqrt{\frac{K_2}{\Delta\epsilon\epsilon_0}}, \quad (1)$$

где K_2 – модуль упругости для деформации кручения, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, а $\Delta\epsilon$ – диэлектрическая анизотропия, определяемая как разность главных значений тензора диэлектрической проницаемости на низких частотах, термодинамически устойчивым является состояние с полностью раскрученной спиралью [1–3]. При значениях $K_2 = 6$ пН, $\Delta\epsilon = 14$ и $P = 0.625$ мкм, характерных для нашего ХЖК, условие (1) приводит к полям полной раскрутки спирали $E_c \cong 3.5$ В/мкм. Однако в случае ограниченного слоя ХЖК с сильным сцеплением на поверхностях подложек для раскрутки геликоида требуются переходы через топологически неэквивалентные состояния, отличающиеся на половину витка спирали. Поэтому непрерывная раскрутка спирали без образования дефектов запрещена. Как видно из рис. 2, при воздействии импульсов напряжения ($\tau = 2$ мс, $f = 10$ Гц) с максимально возможной в наших экспериментах амплитудой $U = 600$ В (напряженность электрического поля у поверхности с электродами 5.2 В/мкм) основная полоса селективного отражения не испытывает какого-либо длинноволнового сдвига.

Это означает, что геликоид стабилен в импульсных полях ~ 5 В/мкм, существенно превышающих критическое значение $E_c \cong 3.5$ В/мкм. Лишь при увеличении длительности импульсов τ от 2 мс до значений более 10 мс (напряжение 600 В и частота следования импульсов 10 Гц оставались фиксированными) в поляризационный микроскоп можно было наблюдать медленный процесс возникновения дефектов у краев электродов, что свидетельствовало о разрушении холестерической спирали.

Возникающая в импульсном электрическом поле деформация геликоидального распределения директора ХЖК приводила к возникновению интенсивной полосы селективного отражения в диапазоне длин волн 506–550 нм, что сопровождалось падением коэффициента пропускания в этой спектральной области до значений $\sim 10\%$ (принимая во внимание частичное ограничение светового пучка отражающими свет электродами, мы оцениваем коэффициент отражения в наведенной полосе на уровне 85%); см. рис. 2. С учетом дисперсии главных показателей преломления эта область длин волн соответствует второму порядку от основной полосы в диапазоне 966–1100 нм. При малых напряженностях электрического поля индуцированная полоса является достаточно узкой. Она охватывает спектральный диапазон примерно 514–530 нм (оценка на полувысоте полосы) (кривая 2 на рис. 2). При повышении амплитуды напряжения до 600 В наряду с ростом интенсивности индуцированной полосы происходит ее уширение. В результате она охватывает диапазон 501–545 нм (кривая 3). Более того, при высоких полях в спектре пропускания наблюдается выраженное расщепление индуцированной полем полосы отражения. В неполяризованном свете наведенная полоса отражения состоит из трех субполос (см. кривую 3 на вставке к рис. 2). Сохраняя терминологию, предложенную в [6], мы называем это расщепление триплетным. Проведенное нами численное моделирование (рис. 2, кривая 4), основанное на решении уравнений Эйлера–Лагранжа (для определения пространственного распределения поля директора ЖК в электрическом поле) [8], а также на решении уравнений Максвелла (для расчета оптических спектров) [9], показало очень хорошее согласие с экспериментом. Тем самым доказано, что наблюдаемое расщепление действительно является следствием сильной деформации геликоидального распределения поля директора ХЖК.

Измерения пропускания в линейно поляризованном свете показывают, что относительный вклад субполос в общую полосу индуцированного селективно-

го отражения второго порядка зависит от поляризации света. Центральная субполоса (эта полоса выражена и в полях ниже E_c ; см. кривую 2) с максимумом ~ 527 нм присутствует в спектре всегда, независимо от того, какую поляризацию имеет падающий на образец свет. Иная ситуация наблюдается для двух крайних субполос, охватывающих узкие спектральные диапазоны с центральными длинами волн 514 и 540 нм. Относительный вклад этих субполос сильно зависит от поляризации падающего света. Если свет поляризован так, что направление колебаний электрического вектора световой волны \mathbf{e} параллельно направлению прикладываемого электрического поля \mathbf{E} , то коротковолновая (514 нм) субполоса селективного отражения отсутствует. В спектре пропускания остаются лишь две субполосы с минимумами пропускания (максимумами отражения) на 527 и 540 нм (рис. 3, кривая 3). Однако если поляризацию пада-

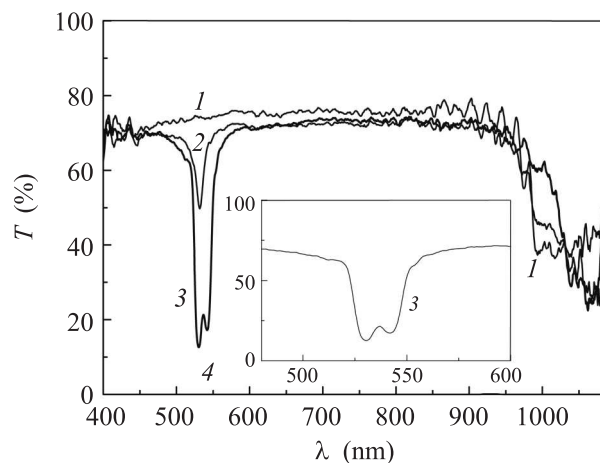


Рис. 3. Спектры оптического пропускания ХЖК линейно поляризованного света ($\mathbf{e} \parallel \mathbf{E}$) для различных значений электрического напряжения: 1 – $U = 0$; 2 – 300 В; 3 – 600 В

ющего света изменить на ортогональную ($\mathbf{e} \perp \mathbf{E}$), то коротковолновая субполоса становится ярко выраженной (рис. 4, кривая 3). Длинноволновая же субполоса с максимумом отражения на 540 нм оказывается подавленной.

Таким образом, нам удалось пронаблюдать наведение интенсивных полос селективного отражения в полях, заметно превышающих E_c без каких-либо признаков раскрутки спирали ХЖК. Индуцированные полосы имеют “триплетную” спектральную структуру. Боковые субполосы в индуцированной “триплетной” полосе соответствуют отражению света двух взаимно перпендикулярных (вдоль и поперек поля \mathbf{E}) линейных поляризаций. Центральная

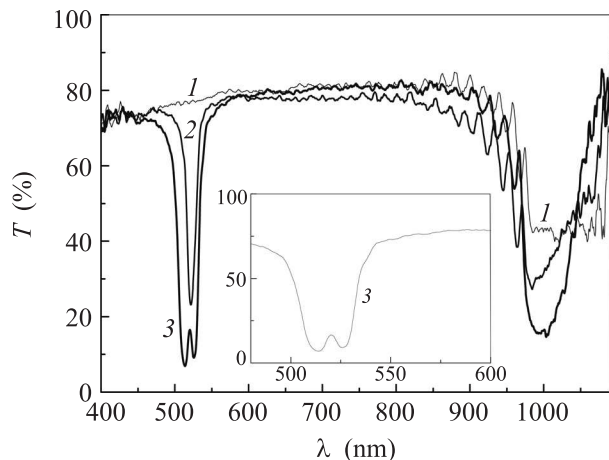


Рис. 4. Спектры оптического пропускания ХЖК линейно поляризованного света ($\mathbf{e} \perp \mathbf{E}$) для различных значений электрического напряжения: 1 – $U = 0$; 2 – 300 В; 3 – 600 В

субполоса отвечает отражению света произвольной поляризации. Отметим, что в отдельных образцах с увеличенным шагом спирали мы наблюдали индуцирование полос не только второго, но также третьего, и даже четвертого порядков. В полях, превышающих E_c , эти полосы тоже являются очень интенсивными и имеют выраженную “триплетную” структуру. Поскольку в импульсных полях геликоид ЖК сохраняет свою стабильность, данный эффект может

использоваться в устройствах, в которых требуется управление коэффициентом отражения света в заданной спектральной области с помощью электрического поля.

Работа выполнена в рамках программы ОФН РАН “Физика новых материалов и структур”. Авторы благодарны проф. Л.М. Блинову и сотрудникам лаборатории жидких кристаллов ИК РАН за полезные замечания в ходе обсуждения результатов.

1. L. M. Blinov, *Structure and Properties of Liquid Crystals*, Springer, 2011, 439 p.
2. В. А. Беляков, *Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры*, М.: Наука, 1988, 256 с.
3. P. G. de Gennes and J. Prost, *The Physics of Liquid Crystals*, Oxford Science Publications, Clarendon press, Oxford, 1993.
4. S. C. Chou, L. Cheung, and R. B. Meyer, *Solid State Comm.* **11**, 977 (1972).
5. R. Dreher, *Solid State Comm.* **12**, 519(1973).
6. В. А. Беляков, В. Е. Дмитриенко, *ФТТ* **17**, 491(1975).
7. С. В. Беляев, Л. М. Блинов, В. А. Кизель, *Письма в ЖЭТФ* **29**, 344 (1979).
8. С. П. Палто, *Кристаллография* **48**, 130 (2003) [S. P. Palto, *Crystallography Reports* **48**, 124 (2003)].
9. С. П. Палто, *ЖЭТФ* **119**, 638 (2001) [S. P. Palto, *JETP* **92**, 552 (2001)].