

УДК 53097; 535.012.2

А. П. Чопик<sup>1,2</sup>, С. В. Пасечник<sup>1</sup>, Д. В. Шмелева<sup>1</sup>, Д. А. Семеренко<sup>1</sup>, А. В. Дубцов<sup>1</sup>,  
В. Г. Чигринов<sup>2</sup>

### ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОРИСТЫХ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ, ЗАПОЛНЕННЫХ ЖИДКИМ КРИСТАЛЛОМ

<sup>1</sup>Московский государственный университет приборостроения и информатики,  
Проблемная лаборатория молекулярной акустики,  
ул. Стромынка, д. 20, 107996 Москва, Россия. E-mail: s-p-a-s-m@mail.ru

<sup>2</sup>Факультет электроники и компьютерного инжиниринга, Гонконгский университет науки и технологии,  
Clear Water Bay, Kowloon, Hong Kong. E-mail: eechigr@ust.hk

*Представлены результаты исследований оптических свойств пористых полиэтилен терефталатных пленок, заполненных нематическим жидким кристаллом 5ЦБ. Была выявлена частотная зависимость электрооптического отклика экспериментальных образцов. При приложении низкочастотного электрического поля ( $f < f_c$ ) после резкого изменения полярности возникает скачок интенсивности света, который убывает за время, существенно меньшее длительности электрического импульса. Были установлены зависимости критической частоты  $f_c$ , пороговых напряжений и характерных времен от диаметра пор  $d$ . Необычное поведение электрооптического отклика при низких частотах может быть связано с ориентирующим воздействием сдвигового электроосмотического потока внутри пор.*

**Ключевые слова:** жидкий кристалл, поры, анизотропные среды.

A. P. Chopik<sup>1,2</sup>, S. V. Pasechnik<sup>1</sup>, D. V. Shmeliova<sup>1</sup>, D. A. Semerenko<sup>1</sup>, A. V. Dubtsov<sup>1</sup>,  
V. G. Chigrinov<sup>2</sup>

### ELECTROOPTICAL EFFECTS IN POROUS POLYMER FILMS FILLED WITH LIQUID CRYSTAL

<sup>1</sup> Moscow State University of Instrument Engineering and Computer Science,  
Problem Laboratory of Molecular Acoustics,  
Stromynka, 20, 107996 Moscow, Russia. E-mail: s-p-a-s-m@mail.ru

<sup>2</sup> Electronic and Computer Engineering Department,  
Hong Kong University of Science and Technology,  
Clear Water Bay, Kowloon, Hong Kong. E-mail: eechigr@ust.hk

*The results of electrooptical measurements of porous PET films filled with a nematic liquid crystal (5CB) are presented. Frequency dependence of electro-optical response was found. After applying electric field with fast change of the polarity at low frequencies ( $f < f_c$ ) an impulse of light intensity appears and then decays for the time which is much shorter than the electric pulse duration. The dependences of critical frequency  $f_c$ , threshold voltages and characteristic times on a pore diameter  $d$  were established. Such unusual behavior of the electro-optical response at low frequencies is probably assigned to the orienting action of the specific shear electroosmotic flow inside the pores.*

**Key words:** liquid crystal, pores, anisotropic media.

## Введение

В последние годы большое внимание было уделено разработке управляемых оптических элементов (фазовращателей, модуляторов, подстраиваемых фильтров и проч.) [1–5], основанных на композитных ЖК-материалах. Возможность управления оптическими свойствами таких материалов с помощью магнитных и электрических полей, тепловым и световым воздействием, играет ключевую роль при определении перспектив их практического использования. Среди различных композитных ЖК-систем (аэросил, PDLC, пористые стекла и проч.) пористые пленки, заполненные нематическим жидким кристаллом (НЖК), представляют особый интерес [6–8]. Существующие технологии производства твердых или полимерных пористых матриц позволяют реализовать различные типы (такие как периодические или хаотичные) пространственного распределения пор заданной ориентации, формы и размера. В комбинации с уникальными оптическими свойствами ЖК это позволяет разработать новые управляемые оптические элементы для оптоволоконных устройств, такие как одномерные и двумерные периодические структуры, которые могут быть использованы в подстраиваемых оптических фильтрах. Главной проблемой, возникающей в этом случае из-за сильного пространственного ограничения ЖК в порах, является необходимость использования высоких управляющих напряжений для изменения ориентации ЖК и интегральных оптических свойств композитного материала или использовать альтернативные способы управления.

Недавно [9] полимерные пористые пленки, заполненные ЖК, были также предложены для применения в терагерцовом диапазоне частот, где использование стандартных ЖК-элементов, основанных на однородных жидкокристаллических слоях, невозможно из-за относительно больших толщин слоев (объемные образцы), что ведет к некачественной ориентационной структуре ЖК и значительно увеличивает времена переключения при электрическом или магнитном управлении.

В обоих случаях, упомянутых выше, правильный выбор оптимального управляющего фактора и глубокое понимание физических процессов, отвечающих за наблюдаемый отклик (оптический или в терагерцовом диапазоне), имеют существенное значение для разработки новых устройств на основе жидких кристаллов.

В данной статье представлены новые результаты по необычной динамике электрооптического отклика полимерных пористых пленок, заполненных ЖК, которая может быть объяснена с учетом электрокинетических явлений, хорошо изученных в случае изотропных полярных жидкостей.

## Эксперимент

В наших экспериментах мы использовали полиэтилен терефталат (ПЭТФ) пленки, характеризующиеся относительно широким спектральным окном пропускания [10] и значительной оптической анизотропией. Образцы пористых ПЭТФ пленок толщиной  $h = 23$  мкм разной пористости  $P$  со случайно расположенными цилиндрическими порами были приготовлены с использованием хорошо известной технологии производства трековых мембран [11, 12]. Значения пористости пленок для исследуемых образцов приведены в таблице. Немаловажно, что показатель преломления такой пленки ( $n_o^{\text{ПЭТФ}} = 1,57$ ) и его анизотропия ( $\Delta n^{\text{ПЭТФ}} = 0,17$ ) близки к характеристикам стандартных НЖК-материалов, что позволяет рассчитывать на достижимость хорошего оптического согласования двух сред. В общем случае образцы демонстрировали рассеяние света из-за рассогласования между показателями преломления пленки и ЖК внутри пор. Интенсивность рассеянного света и коэффициент пропускания зависят от диаметра  $d$  каждой поры и пористости пленки  $P = (\pi d^2/4) \cdot N$ , где  $N$  – пористость пленки, выраженная в количестве пор на единицу площади поверхности пленки. Эти параметры также зависят от показателей преломления ЖК и, следовательно, могут изменяться электрическим полем или нагревом образцов [13].

Параметры экспериментальных образцов пленок

d, мкм	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6
P	0,11	0,23	0,19	0,16	0,11

Образцы пористых были заполнены под вакуумом хорошо исследованным ЖК 5ЦБ, характеризующимся высоким положительным значением анизотропии диэлектрической проницаемости ( $\Delta \epsilon \approx 12$  при комнатной температуре).

Далее поверхности были тщательно протерты для удаления паразитных поверхностных слоев ЖК и заключены между двумя стеклянными подложками с ITO электродами. Исследования электрооптических эффектов были выполнены при комнатной температуре на стандартной электрооптической установке, схема которой показана на рис. 1. Оптическая схема экспериментальной установки включает в себя полупроводниковый лазер; поляризатор; ячейку с пористой ПЭТФ пленкой, заполненной ЖК (пентил-циано-бифенилом-5ЦБ); программируемый генератор специальных сигналов; фотоприемник, связанный с персональным компьютером через АЦП. Основным отличии-

ем оптической схемы от стандартной, используемой при поляризационных исследованиях жидких кристаллов, является отсутствие анализатора.

Расстояние между ЖК-ячейкой и фотодетектором было зафиксировано и составляло 22 см во всех экспериментах. Угол  $\beta$  (рис. 1) между плоскостью поляризации лазерного луча и оптической осью пленки подбирался исходя из максимального пропускания света путем вращения ячейки при отсутствии напряжения. Подача управляющего напряжения на ячейку приводила к возникновению электрического поля, направленного перпендикулярно поверхности пленке, т. е. вдоль осей пор.

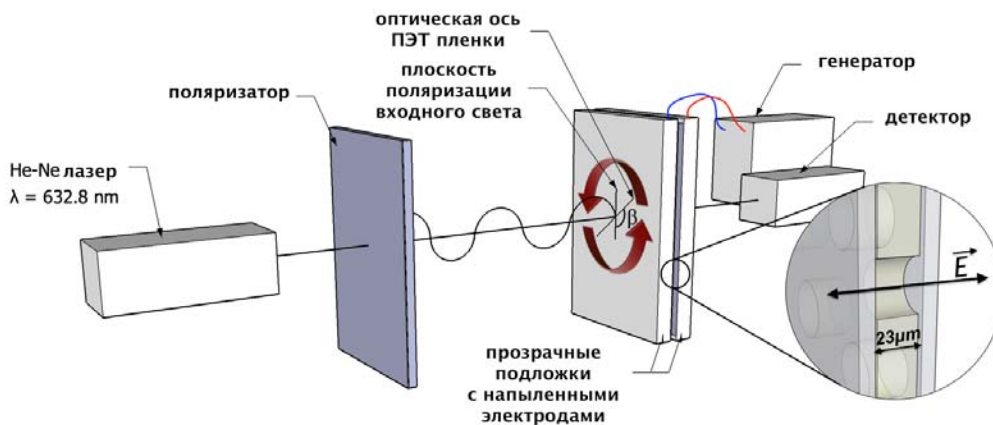


Рис. 1. Экспериментальная установка

## Результаты

Динамический электрооптический отклик ячейки на электрическое поле показан на рис. 2. Он значительно отличается от хорошо исследованных откликов гомогенных слоев ЖК. Во-первых, на относительно низких частотах ( $f < f_c$ ) оптический отклик возникает в результате быстрого изменения (несколько наносекунд) полярности электрического поля и существует ограниченное время, существенно меньшее длительности электрического импульса.

Во-вторых, вид отклика зависит от приложенного напряжения: при низком напряжении ( $U < U^*$ ) он выглядит как один или два положительных пика, соответствующих увеличению интенсивности прошедшего света, в то время как при

достаточно высоких напряжениях ( $U > U^*$ ) наблюдались резкие отрицательные пики (рис. 2).

Наконец, оптические отклики, представленные выше, получены при отсутствии анализатора, так что они не могут быть результатом двулучепреломления, которое отвечает за электрооптические эффекты в гомогенных слоях НЖК с  $\Delta\epsilon > 0$ . Важно отметить, что при высоких частотах ( $f > f_c$ ) амплитуды оптических пиков уменьшаются с увеличением частоты, что сопровождается понижением усредненного уровня оптического сигнала. Зависимости характерных параметров электрооптического отклика от диаметра пор показаны на рис. 3. Некоторые особенности оптического отклика, упомянутого выше, могут быть объяснены на основе концепции эффективного показателя преломления  $n_{eff}$  жидкого кристалла.

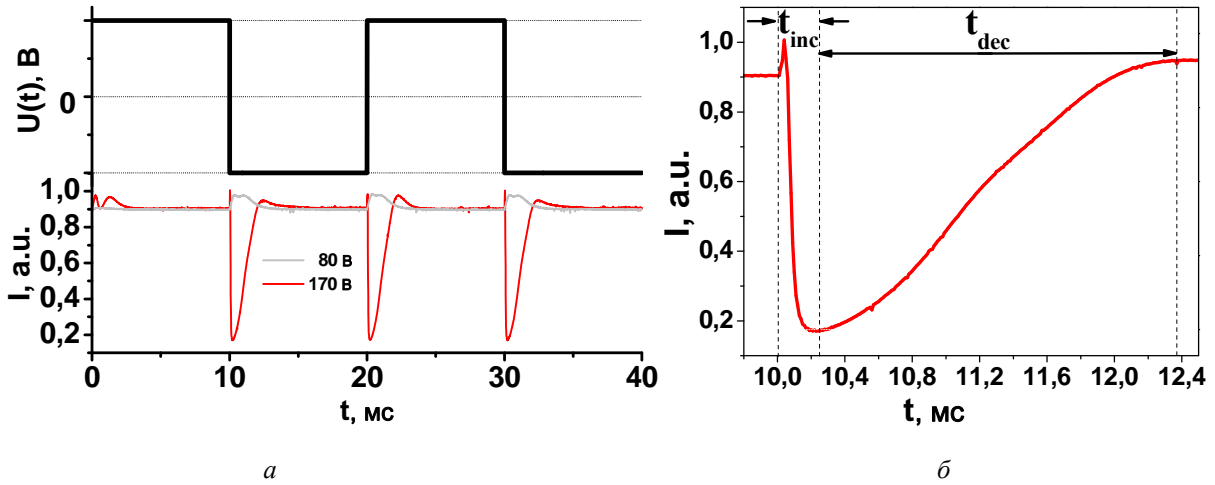


Рис. 2: а – электрооптический отклик образца с диаметром пор 0,3 мкм (угол  $\beta = 0$ ) на знакопеременный импульсный сигнал  $U(t)$  низкой частоты ( $f = 50 \text{ Hz} < f_c$ ) при двух значениях амплитуд напряжения  $U = 80 \text{ В} < U^*$ ,  $U = 170 \text{ В} > U^*$ ; б – тот же отклик при  $U = 170 \text{ В}$  в растянутом временном масштабе

Согласно [14], значение  $n_{eff}$  определяется зависимостью  $\Omega(r)$  (где  $\Omega$  – полярный угол между директором ЖК и осью поры). В этом случае выражение для  $n_{eff}$  может быть записано как:

$$n_{eff} = \sqrt{\frac{1}{R^2} \int_0^R [2\varepsilon_o + (\varepsilon_e - \varepsilon_o) \sin^2 \Omega(r)] r dr} \quad (1)$$

где  $\varepsilon_o = n_o^2$  и  $\varepsilon_e = n_e^2$  – значения диэлектрической проницаемости на оптических частотах, определяющие показатели преломления обыкновенной

( $n_o$ ) и необыкновенной ( $n_e$ ) волн,  $R$  – радиус поры.

Изменения  $n_{eff}$  могут быть осуществлены различными путями. Например, воздействие высокочастотного электрического поля на ЖК с положительным значением анизотропии диэлектрической проницаемости  $\Delta\varepsilon = \varepsilon(0) - \varepsilon(\pi/2)$  может привести к изменению  $\Omega(r)$  и соответствующему понижению  $n_{eff}$  до минимального значения  $n_o$  [14]. Также возможно изменение  $n_{eff}$  ЖК с помощью изменения температуры образца.

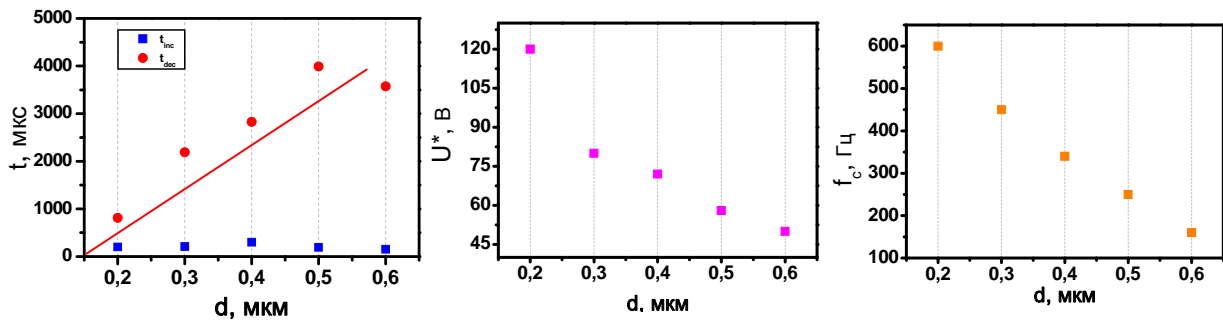


Рис. 3. Характерные времена  $t_{inc}$  и  $t_{dec}$  (линия тренда показывает соответствие с теоретическим расчетом (5)), напряжение ( $U^*$ ) и критическая частота ( $f_c$ ) как функции диаметра пор

Результаты наших диэлектрических исследований пленок ЖК, которые выходят за рамки данной статьи, подтверждают предположительное исходное радиальное расположение молекул ( $\Omega(r) = \pi/2 = \text{const}$ ), что упрощает расчеты температурной зависимости эффективного показателя преломления  $n_{\text{eff}}$  в соответствии с формулой (1). Температурные зависимости  $n_e$ ,  $n_o$  для 5ЦБ [15], а также определенная расчетным путем зависимость  $n_{\text{eff}}(T)$  показаны на рис. 4. Следует отметить, что монотонное уменьшение  $n_o$  и  $n_{\text{eff}}$  контрастирует с немонотонным характером тем-

пературной зависимости интенсивности света  $I(T)$ , прошедшего через ячейку, что также показано на рис. 4. Это позволяет объяснить на качественном уровне существование двух различных типов динамического оптического отклика, показанных на рис. 2. А именно, наблюдаемое на первом этапе при низких напряжениях монотонное увеличение интенсивности света может быть приписано монотонному уменьшению эффективного показателя преломления  $n_{\text{eff}}$ , вызванному общим уменьшением угла  $\Omega(r)$  под действием электрического поля.

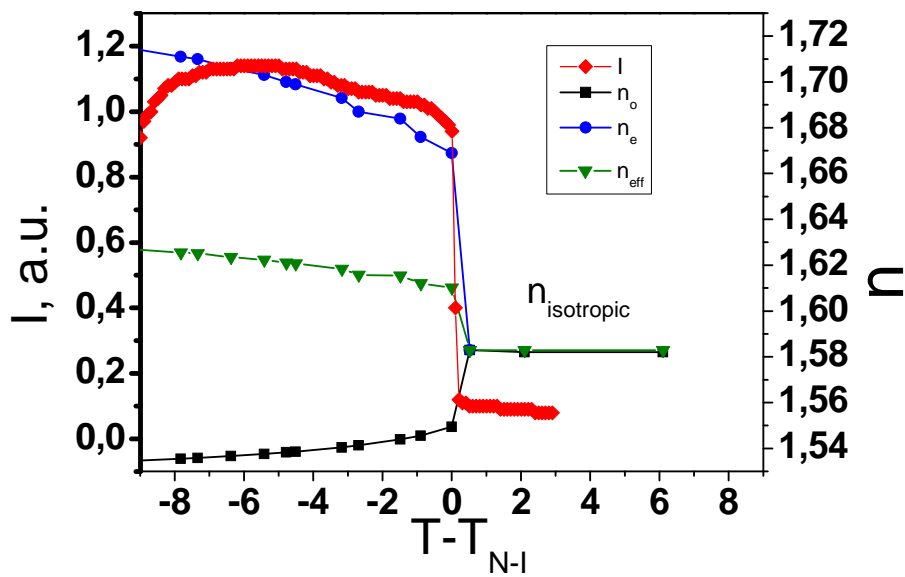


Рис. 4. Температурные зависимости показателей преломления ( $n_o$  – обыкновенного луча,  $n_e$  – необыкновенного луча,  $n_{\text{eff}}$  – эффективный) 5ЦБ и интенсивности света  $I(T)$  образца с диаметром пор  $d = 0,3$  мкм и пористостью  $P = 0,226$

Уменьшение интенсивности света на конечном этапе может быть связано с обратной релаксацией  $\Omega(r)$  до начального состояния ( $\Omega(r) = \pi/2 = \text{const}$ ). Такое относительно простое поведение оптического отклика имеет место при повышении напряжения до значения  $U^*$ , соответствующего лучшему оптическому согласованию ЖК и полимерной матрицы. Это проявляется в максимальном возрастании интенсивности прошедшего света на величину  $\Delta I_1^{\text{max}}$ , что вызвано изменением распределения  $\Omega(r)$ , индуцированным полем и соответствующим уменьшением эффективного показателя преломления  $n_{\text{eff}}$  до некоторого оптимального значения  $n_{\text{eff}}^{\text{opt}}(U^*)$ .

Дальнейшее уменьшение  $n_{\text{eff}}$  при повышении напряжения  $U > U^*$  нарушает оптическое согласование, что ведет к появлению второго отрицательного пика на зависимости  $I(t)$ . Амплитуда этого пика  $\Delta I_2$  растет с увеличением напряжения до уровня насыщения  $\Delta I_2^{\text{sat}}$ , соответствующего максимальному изменению эффективного показателя преломления  $n_{\text{eff}}$ , что реализуется при максимальном отклонении распределения полярного угла  $\Omega(r)$  от начального распределения. Очевидно, что характер изменения интенсивности от времени  $I(t)$ , показанный на рис. 2, соответствует характеру температурной зависимости  $I(T)$ , показанной на рис. 4.

В частности, малое ( $T < T_{opt} \approx T_c - 4^\circ$ ) увеличение температуры от начальной комнатной  $T_r$  ведет к монотонному положительному изменению  $\Delta I_1(T)$  интенсивности света с максимальным значением  $\Delta I_1^{max}(T = T_{opt})$ . Это соответствует оптимальному оптическому согласованию, достигаемому за счет понижения эффективного показателя преломления  $n_{eff}(T)$  до оптимального значения  $n_{eff}^{opt}(T_{opt})$ . Дальнейшее увеличение температуры до значений  $T > T_{opt}$  нарушает оптимальное оптическое согласование. Это ведет к отрицательному изменению интенсивности света  $\Delta I_2(T)$ , которое становится очень резким при  $T \approx T_c$  и достигает насыщения  $\Delta I_{2sat}$  при  $T \geq T_c$ . Последнее может быть результатом сильных изменений показателей преломления в области температуры просветления, что показано на рис. 4.

Упомянутая аналогия между изменениями интенсивности света, вызванными воздействием электрического поля и температурными вариациями, также подтверждается сравнением их максимальных значений, определенных выше. Например, значения отношений  $\Delta I_{1max}(T = T_{opt})/I(T = T_r) \approx 1,2$  и  $\Delta I_{2sat}(T \geq T_c)/I(T = T_r) \approx 11,4$ , полученные из показанной на рис. 3 зависимости  $I(T)$ , близки к соответствующим значениям  $\Delta I_{1max}/I \approx 1,12$  и  $\Delta I_{2sat}/I \approx 5,95$ , полученным при комнатной температуре для той же ячейки. Это позволяет определить значение  $\langle \sin^2 \Psi(r) \rangle$ , где  $\Psi(r) = \pi/2 - \Omega(r)$  описывает отклонение под действием поля распределения от начального ( $\Omega(r) = \pi/2$ ). Используя данные, представленные на рис. 2, получаем  $\langle \sin^2 \Psi(r) \rangle \approx 0,083$ , что соответствует относительно малой деформации исходной ориентационной структуры, необходимой для лучшего оптического согласования. В то же время сильный отрицательный пик в области насыщения соответствует эффективному показателю преломления, близкому к значению  $n_o$  для обыкновенного луча. Это свидетельствует о почти полной ориентации директора вдоль оси поры. Низкая интенсивность света, наблюдаемая в этом случае (а также при нагреве  $T \geq T_c$ ), вероятно, связана с нарушением волноводного режима распространения света. Действительно, значение  $n_o = 1,535$  при комнатной температуре немного меньше чем минимальное значение показателя преломления полимерной пленки в аморфном состоянии ( $n_o = 1,576$ ) [13]. Как хорошо известно, для изотропного оптического волновода нарушение волноводного режима достигается при  $n_p > n_{eff}$ , что имеет место при ориентационной структуре, близкой к аксиальной.

Представленное выше описание динамического электрооптического отклика, основанное на концепции изменения эффективного показателя преломления под воздействием поля, не включает в себя механизм воздействия электрического поля на ориентационную структуру ЖК внутри пор. В частности, обратная релаксация  $\Omega(r)$  до начального положения ( $\Omega(r) = \pi/2$ ) с временами, существенно меньшими, чем длительность импульса, не может быть объяснено только традиционным механизмом диэлектрической переориентации директора ЖК внутри пор [14]. Хорошо известный эффект обратного потока, возникающий на короткое время из-за присущей ЖК-связи между ориентацией и потоком при быстрых включениях и выключениях электрического поля, может вызывать короткие пики в оптическом отклике, близкие к описанным выше. Но в нашем случае происходит изменение полярности электрического поля за короткое время (несколько наносекунд), что отличается от упомянутого выше режима включения (или выключения) электрического поля.

Флексоэлектрический эффект также может вызвать очень быстрый отклик в случае сильного неоднородного электрического поля. Характерные времена такого отклика [16]:

$$\tau_{flex} = \frac{\gamma_1}{e^* q E}, \quad (2)$$

где  $e^* = e_{11} - e_{33}$  – разность флексоэлектрических коэффициентов ЖК,  $E = U/h$  – интенсивность приложенного электрического поля и  $q = \pi/l$ , где  $l$  – характерное расстояние, на котором происходит изменение электрического поля. Величина  $l$  может быть намного меньше, чем размер поры, что в принципе может приводить к очень быстрому отклику, подобному обнаруженному экспериментально (рис. 2). Однако этот эффект может вносить вклад в появление только первого пика и не дает объяснения обратной релаксации интенсивности света до начального уровня.

В данной статье мы предлагаем электрокинетические явления как наиболее вероятный механизм, отвечающий за специфичный низкочастотный электрооптический эффект, описанный выше. Подобные явления наблюдались в капиллярах различных видов, заполненных сильно полярными изотропными жидкостями, такими как вода и водные растворы [17].

В основе электрокинетических эффектов лежит абсорбция полярных молекул внутренней поверхностью капилляра, что ведет к поляризации поверхности и появлению электрического Дебаевского слоя толщиной  $h$  (порядка нескольких нанометров для типичных водных растворов). Это приводит к неоднородному радиальному распределению ионов внутри капилляра и общему стационарному (или осциллирующему) потоку жидкости под действием постоянного (или низкочастотного) аксиального электрического поля  $E_z$ . Направление потока зависит от направления поля, поэтому поток осциллирует с той же частотой, что и переменное напряжение, прикладываемое к жидкости внутри канала. Следует отметить, что устойчивый профиль скоростей возникает за относительно быстрое время  $\tau_v$ , которое может быть определено как

$$\tau_v \approx \rho R^2 / \eta, \quad (3)$$

где  $\rho$  и  $\eta$  – плотность и вязкость жидкости. Расчет, сделанный для воды в капилляре радиусом  $R = 1$  мкм, дает значение  $\tau_v \approx 10^{-6}$  с. Возрастание вязкости до типичных для ЖК-значений  $10^{-2} \dots 10^{-1}$  Па·с и уменьшение  $R$  должно приводить согласно соотношению (3) к соответствующему уменьшению времени  $\tau_v$  до пренебрежимо малых значений. В свою очередь, быстрое установление стационарного профиля скоростей с высокими значениями градиента скорости в приповерхностных слоях может приводить к переориентации директора ЖК (с некоторыми задержками относительно профиля скоростей) от начальной конфигурации  $\Omega(r) = \pi/2$  до конечной квазиаксиальной конфигурации  $\Omega(r) \approx 0$ , с характерными временами  $\tau_{\Omega} \gg \tau_v$ , определяемыми как

$$\tau_{\Omega} = \frac{\alpha_3 - \alpha_2}{\sqrt{\alpha_3 \alpha_2}} \cdot \frac{1}{u}, \quad (4)$$

где  $u = \partial v / \partial r$  – значение градиента скорости,  $\alpha_i$  – коэффициенты Лесли. Время  $\tau_{\Omega}$  обратно пропорционально величине градиента скорости и не зависит от радиуса, что соответствует данным, представленным на рис. 3. На втором этапе поток замедляется под действием упругих сил, действующих со стороны менисков, образуемых в порах пленки. Этот процесс относительно медленный и может быть описан характерным временем

$$\tau_{\sigma} = \left( \frac{\eta L}{4\sigma} \right) \left( \frac{R}{h} \right), \quad (5)$$

которое прямо пропорционально радиусу. Это время описывает обратную релаксацию потока до полной его остановки. При  $R = 200$  нм,  $\sigma = 2 \cdot 10^{-2}$  Н/м,  $h = 10$  нм и  $\eta = 10^{-1}$  Па·с получим значение  $\tau_{\sigma} \approx 0,5$  мс, что сравнимо со значениями  $t_{dec}$ , представленными на рис. 3. В случае  $\tau_{\Omega} < \tau_{\sigma}$  ( $\tau_{\Omega}$  – характерное время ориентационной релаксации) директор будет следовать за градиентом скоростей без большой фазовой задержки и оптический отклик должен релаксировать со схожими временами. Линейная зависимость  $\tau_{\sigma}(R)$ , вытекающая из формулы (5), соответствует экспериментально установленной зависимости  $t_{dec}(d)$ , показанной на рис. 3. При малых значениях градиента скорости конкуренция между ориентационным воздействием поверхности и потока может вызывать локальные изменения поля директора описанные в простейшем случае полярным углом  $\Omega(r)$ .

На последней стадии, когда поток ослабевает, динамика изменения ориентации может определяться воздействиями со стороны поля и внутренних поверхностей пор.

Строгое теоретическое обоснование электрокинетических явлений в ЖК в настоящее время отсутствует. Для разработки соответствующей теории необходимо учитывать анизотропию жидкокристаллической среды и свойственную ей связь между градиентом скоростей и полем директора. Кроме того, возможно существенное увеличение коэффициентов сдвиговой вязкости, определяющих диссипацию энергии в приповерхностных нанометровых слоях [18].

Тем не менее, первые эксперименты по индуцированию электроосмотических потоков постоянным электрическим полем в плоских слоях жидких кристаллов подтверждают подобие механизмов электрокинетических явлений в изотропных и анизотропных жидкостях [19]. В нашем случае также был зафиксирован интегральный поток 5ЦБ (как в нематической, так и в изотропной фазах) сквозь пористую пленку под действием постоянного напряжения (60 В). Он возникает в течение нескольких секунд на отдельных участках пленки со смоченной поверхностью (без менисков в порах) и в дальнейшем распространяется по всему зазору между пленкой и подложкой. Направление потока изменяется при смене направления поля. Эти наблюдения также подтверждают предложенный электрокинетический механизм низкочастотных электрооптических явлений, описанных в данной работе.

### Заключение

Изучены электрооптические явления в пористых ПЭТФ пленках, заполненных нематическим жидким кристаллом 5ЦБ, которые значительно отличаются от обычных электрооптических эффектов, регистрируемых в традиционных ЖК-ячейках с однородным плоским слоем жидкого кристалла. В частности, при относительно низких частотах ( $f < f_c \sim 500$  Гц) короткие (несколько мс) пики интенсивности прошедшего света  $I(t)$  возникают в результате быстрого изменения полярности электрического поля. В этом случае общее время возрастания и убывания оптического отклика значительно меньше длительности электрического импульса. Амплитуда пика меняет свой знак (с плюса на минус) при повышении напряжения. При высоких частотах ( $f > f_c$ ) такое поведение нарушается, и наблюдается общее стационарное снижение интенсивности.

Особенности  $I(t)$  зависимостей при низких частотах были осмыслены и обоснованы после сравнения с немонотонной температурной зависимостью  $I(T)$  интенсивности света, вызванной соответствующей монотонной зависимостью эффективного показателя преломления.

Вариации последнего параметра со временем могут быть вызваны соответствующими временными изменениями полярного угла директора, включающими уменьшение и последующее увеличение до начального значения за время, значительно меньшее длительности электрического импульса. Подобное необычное поведение объяснено возникновением под действием электрического поля сдвигового течения, изменяющего свое направление при смене полярности поля. Данный поток может тормозиться, вплоть до полной остановки, капиллярными силами, возникающими внутри пор. Возникновение сдвигового течения может быть объяснено в рамках представлений об электрокинетических явлениях в сильно полярных жидкостях. Результаты экспериментов и выполненные оценки подтверждают электрокинетический механизм для низкочастотного оптического отклика. Электрооптический отклик образцов при высокой частоте может быть объяснен стандартным диэлектрическим механизмом, связанным с появлением вращающего момента, действующего на директор со стороны высокочастотного поля, и стремящегося сориентировать директор вдоль оси поры.

Представленные результаты могут быть использованы для разработки новых типов оптофлюидиков, полезных для оптоволоконных и терагерцевых приложений. Подобные устройства значительно отличаются от ранее предложенных, которые базируются на потоке ЖК, вызываемого традиционным микронасосом [20]. Необходимо учитывать, что технические параметры новых устройств зависят от свойств как жидких кристаллов, так и пористой матрицы, что открывает хорошие перспективы для их оптимизации.

*Работа была поддержана грантами Министерства образования и науки Российской Федерации № 14.B37.21.0894 и № 14.B37.21.1914.*

### Список литературы / References

1. Yuan W., Wei L., Alkeskjold T. T., Bjarklev A., Bang O. Thermal tunability of photonic bandgaps in liquid crystal infiltrated microstructured polymer optical fibers // *Opt. Express*. 2009. Vol. 17. P. 19356–19364.
2. Li-Yang Shao, Ming-Jie Yin, Hwa-Yaw Tam, Jacques Albert. Fiber optic pH sensor with self-assembled polymer multilayer nanocoatings // *Sensors*. 2013. Vol. 13, № 2. P. 1425–1434.
3. Leonard S.W, Mondia J.P., van Driel H.M., Toader O., John S., Busch K., Birner A., Gösele U., Lehmann V. Tunable two-dimensional photonic crystals using liquid-crystal infiltration // *Phys. Rev. B*. 2000. Vol. 61, № 4. P. 2389–2392.
4. Leonard S., van Driel H., Busch K, John. S., Birner A., Li A.-P., Müller F., Gösele U., Lehmann V. Attenuation of optical transmission within the band gap of thin two-dimensional macroporous silicon photonic crystals // *Appl. Phys. Lett.* 1999. Vol. 75, № 20. P. 3063–3065.
5. Weiss S., Fauchet P. Electrically tunable porous silicon active mirrors // *Physica Status Solidi A*. 2003. Vol. 197, № 2. P. 556–560.
6. Park M. S., Lee Y., Kim J. K. One-step preparation of antireflection film by spin-coating of polymer/solvent/nonsolvent ternary system // *Chem. Mater*. 2005. Vol. 17. P. 3944–3950.
7. Photonic Crystals / eds. K. Busch, S. Lölkes, R. B. Wehrspohn, H. Föll. Wiley-VCH, Weinheim, 2004. 2026 p.
8. Cheng Y.-H., Wu J.-L., Cheng C.-H., Syao K.-C., Lee M.-C. M. Enhanced light outcoupling in a thin film by texturing meshed surfaces // *Appl. Phys. Lett.* 2007. Vol. 90. P. 091102.
9. Ito R., Kumagai T., Yoshida H., Takeya K., Ozaki M., Tonouchi M., Nose T. THz nematic liquid crystal de-



- vices using stacked membrane film layers // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2011. Vol. 543. P. 77–84.
10. *Dirix Y., Jagt H., Hikmet R., Bastiaansen C.* Scattering birefringence polarizers based on oriented blends of poly(ethylene terephthalate) and core-shell particles // *J. Appl. Phys.* 1998. Vol. 83, Iss. 6. P. 2927–2933.
  11. *Bryk M., Kryshstal A., Vorobyova I. V., Kobets A. F., Zajtsev B. V.* Investigation of porous structure in the pet films irradiated with ar ions // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. : B.* 2006. Vol. 251, № 2. P. 419–424.
  12. *Bomko V. A., Burban A. D., Kobets A. F., Kryshstal A., Vorobyova I. V., Zajtsev B. V.* Production of nanopore track membranes based on PET films irradiated by Ar ions // *Functional Materials* 2007. Vol. 14, № 4. P. 562–568.
  13. *Semerenko D., Shmeliova D., Pasechnik S., Tsvetkov V., Murauskii A., Chigrinov V.* Optically controlled transmission of porous polyethylene terephthalate films filled with nematic liquid crystal // *Optics Letters.* 2010. Vol. 35, № 13. P. 2155–2157.
  14. *Tkachenko V., Dyomin A. A., Tkachenko G. V., Abbate G., Sukhoivanov I. A.* Electrical reorientation of liquid crystal molecules inside cylindrical pores for photonic device applications // *Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2008. Vol. 10, № 5. P. 055301–6.
  15. *Dunmur D. A.* Refractive indices of nematics // *Physical properties of liquid crystals: nematics* / eds. D. Dumur, A. Fukuda, G. Luckhurst. INSPEC, London, 2001. P. 315–332.
  16. *Chigrinov V. G.* *Liquid Crystal Devices: Physics and Applications.* Artech House, 1999. 366 p.
  17. *Tikhomolova K. P.* *Electro-osmosis* / transl. ed. T. J. Kemp. New York : E. Horwood, 1993. 219 p.
  18. *Tsvetkov V. A.* Attempt of direct measuring of near surface shear viscosity // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2005. Vol. 436. P. 203–216.
  19. *Tsvetkov V. A., Pasechnik S. V., Salov J. A.* LC electrohydrodynamic pump // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2004. Vol. 409. P. 483–491.
  20. *Cuennet J. G., Vasdekis A. E., De Sio L., Psaltis D.* Optofluidic modulator based on peristaltic nematogen microflows // *Nature Photonics.* 2011. Vol. 5. P. 234–238.

*Поступила в редакцию 27.12.2013 г.*