

БЫСТРАЯ АНГАРМОНИЧЕСКАЯ МОДА В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОМ ПЕРЕКЛЮЧЕНИИ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ХИРАЛЬНЫХ НЕМАТИКОВ

*С. П. Палто**, *М. И. Барник*, *Л. М. Блинов*, *Б. А. Уманский***, *Н. М. Штыков*

*Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова Российской академии наук
119333, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 10 февраля 2010 г.

Рассмотрены поляризационные, спектральные и релаксационные особенности нового электрооптического эффекта в ориентированных слоях хиральных нематических жидких кристаллов. Физический механизм электрооптического эффекта обусловлен наведением высших пространственных гармоник в геликоидальном распределении поля директора, что обеспечивает высокую скорость электрооптического отклика. Показана возможность эффективного управления спектральными свойствами электрооптического отклика путем изменения оптической анизотропии жидкого кристалла и шага геликоидальной структуры.

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди множества жидкокристаллических фаз особенно интересны хиральные фазы, в которых спонтанно возникает геликоидальное пространственное распределение директора (локальной оптической оси) жидкого кристалла (ЖК). Геликоидальное распределение директора в совокупности с оптической анизотропией ЖК приводит к ряду оптических эффектов, привлекательных как с научной, так и прикладной точек зрения. Например, в спектральной области, где длина волны сравнима с шагом геликоида, возникает запрещенная зона, что обуславливает оптические свойства, характерные для одномерных фотонных кристаллов [1, 2]. В электрооптических приложениях хиральных ЖК очень широко используется и другой предельный режим, когда длина волны намного короче шага геликоида. В последнем случае близкая к линейной поляризация собственных волн, распространяющихся вдоль оси геликоида, испытывает синхронное вращение вместе с директором. Этот режим известен как режим Могена [3, 4]. В данной работе рассматривается промежуточный случай соотношения между длиной волны света и шагом геликоида. С од-

ной стороны, шаг геликоида заметно больше длины волны света видимого спектрального диапазона, а с другой — он достаточно короткий, что не позволяет говорить о режиме Могена. Все это приводит к специфике электрооптического отклика, который характеризуется высоким быстродействием и особыми спектрально-поляризационными свойствами, детально рассматриваемыми в этой работе.

В силу анизотропии физических свойств жидких кристаллов электрооптические эффекты в них сильно зависят от ориентации вектора электрического поля. Наиболее распространены две основные геометрии использования внешнего электрического поля. В первой, простейшей геометрии, электрическое поле направлено вдоль нормали к слою ЖК. В этом случае поле легко создается электрическим напряжением, прикладываемым к прозрачным электродам, между которыми находится слой ЖК. Второй способ заключается в создании электрического поля в плоскости слоя. В экспериментальном плане этот способ более сложный, так как требует создания специальной системы электродов на поверхности подложек, ограничивающих слой ЖК. Несмотря на это, второй метод приобрел огромную популярность в физических исследованиях и в конкретных приборных реализациях, благодаря особым свойствам электрооптических эффектов. Данный

*E-mail: palto@online.ru

**E-mail: umanskii@yahoo.com

режим переключения получил общепринятое название «IPS-режим» или «IPS-мода» (in-plane switching mode).

Исследования электрооптических свойств тонких слоев ЖК в IPS-режиме имеют более чем тридцатилетнюю историю. Одна из наиболее ранних работ относится к изучению динамического рассеяния [5]. Несколько позже, в 1974 г., Сорэф [6] исследовал в IPS-режиме структуры нематических ЖК с разными граничными условиями ориентации директора ЖК (планарными, гомеотропными и др.). Еще позднее аналогичные исследования были выполнены и на сегнетоэлектрических ЖК [7, 8]. К настоящему времени в IPS-режиме наиболее широко изучены электрооптические эффекты, связанные с ориентационными переходами в нематических ЖК. Стимулом к этому послужило предложение группы авторов (Freiburg LC-Group) [9, 10] использовать IPS-режим в дисплейных технологиях для улучшения угловых характеристик дисплеев.

Электрооптика одной из IPS-мод в хиральных нематиках была описана в работе [11]. В этих исследованиях ось геликоида с шагом меньше длины волны зондирующего излучения изначально ориентирована перпендикулярно к слою ЖК (планарная структура Гранжана). Для реализации IPS-режима использовались два электрода толщиной 10 мкм так, что напряжение, приложенное к ним, создавало поле, направленное в плоскости жидкокристаллического слоя перпендикулярно оси геликоида. Было найдено, что электрическое поле индуцирует двулучепреломление благодаря комбинации двух эффектов — раскрутки геликоида и флексоэлектрической деформации.

В данной работе подробно обсуждается новая электрооптическая IPS-мода в планарно-ориентированных хиральных структурах с шагом геликоида, превышающим длины волн излучения, соответствующего видимому спектральному диапазону. Эта мода не связана ни с раскруткой геликоида, ни с флексоэлектрическим эффектом. Отсутствие раскрутки геликоида, предсказанной для бесконечной хиральной среды [4], хотелось бы подчеркнуть отдельно. Пороговое электрическое поле, выше которого геликоидальное распределение становится термодинамически невыгодным, существует и для ограниченного по толщине слоя ЖК. Однако непрерывная раскрутка спирали в ограниченном слое ЖК оказывается запрещенной по топологическим причинам [12]. Как следствие, раскрутка геликоида возможна только через образование дефектов, что является медленным процессом, который требует длительного воз-

действия электрического поля. В результате, как показывает эксперимент, раскрутка геликоида не реализуется в импульсных электрических полях при длительностях воздействия в несколько миллисекунд, даже если напряженность поля в импульсе в несколько раз превышает пороговое поле раскрутки. Как будет показано ниже, благодаря локальной диэлектрической анизотропии, взаимодействие с электрическим полем приводит к индуцированию нечетных пространственных гармоник в геликоидальном распределении директора. В свою очередь, несмотря на малость индуцированного полем ангармонизма в геликоидальном распределении директора, это может приводить к существенному изменению (вплоть до ортогонального состояния) поляризации проходящего через жидкокристаллический слой света. Так как высшие пространственные гармоники в распределении директора характеризуются чрезвычайно малыми временами релаксации, данный эффект открывает путь к очень быстрому электрооптическому переключению с временами переключения на порядки меньше по сравнению с известными электрооптическими модами в нематических ЖК.

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

2.1. Основы численного моделирования

Уравнения, описывающие динамику директора ЖК и соответствующий оптический отклик, допускают аналитическое решение лишь в частных случаях, которые не могут в достаточной мере охватить рассматриваемые в данной работе условия эксперимента. Поэтому мы численно решаем уравнения, описывающие как динамику изменения распределения поля директора ЖК в режиме IPS, так и соответствующую оптику (решение уравнений Максвелла). Решения получены с использованием программного пакета, созданного одним из авторов (П. С. П.). Подходы и алгоритмы, заложенные в основу данного программного обеспечения, изложены в работах [13, 14].

Описание динамики молекул жидкого кристалла в ортогональной системе координат xuz основано на понятии директора $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$, который является единичным псевдовектором и характеризует два эквивалентных направления (преобразование $\mathbf{n} \rightarrow -\mathbf{n}$ не изменяет состояние ЖК) преимущественной ориентации осей молекул ЖК. Для одноосных нематиков направление директора совпадает с направлением локальной оптической оси. С директором \mathbf{n} ассоциируется достаточно малый физический

объем. Поэтому, говоря о пространственном распределении молекул ЖК, удобно пользоваться понятием распределения поля директора $\mathbf{n} = \mathbf{n}(x, y, z)$. В случае одномерно-неоднородного в направлении z слоя ЖК, пренебрегая обратными гидродинамическими потоками, динамика поля директора $\mathbf{n} \equiv \mathbf{n}(z)$ определяется в результате численного решения уравнения

$$\gamma \frac{d\mathbf{n}}{dt} = -\frac{\partial F}{\partial \mathbf{n}} + \frac{d}{dz} \frac{\partial F}{\partial \mathbf{n}'} + \lambda \mathbf{n}, \quad (1)$$

где γ — вращательная вязкость, λ — множитель Лагранжа (следствие единичности вектора \mathbf{n} [14]), а F — плотность свободной энергии в слое, включающая упругую и электрическую составляющие:

$$F = \frac{1}{2} [K_{11}(\operatorname{div} \mathbf{n})^2 + K_{22}(\mathbf{n} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{n} + q_0)^2 + K_{33}(\mathbf{n} \times \operatorname{rot} \mathbf{n})^2] - \frac{\boldsymbol{\varepsilon} \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}}{2}, \quad (2)$$

где K_{11} , K_{22} , K_{33} — модули упругости, соответствующие различным типам деформации [4]; $\boldsymbol{\varepsilon}$ — тензор диэлектрической проницаемости, а \mathbf{E} — вектор электрического поля. Величина q_0 является принципиальной именно для хиральных нематиков. Ненулевое значение q_0 ответственно за спонтанное образование геликоидальной структуры с естественным шагом $P_0 = 2\pi/q_0$ в ЖК бесконечного объема. В случае ограниченного слоя ЖК решение (1) осуществляется с учетом граничных условий, определяемых ориентацией осей легкого намагничивания на подложках и энергией сцепления молекул ЖК с ними [14].

Оптические вычисления выполнены используя алгоритм, который детально описан в работе [13]. Для слоистых или одномерно-неоднородных в направлении z сред точное представление уравнений Максвелла сводится к матричной форме [15]:

$$\frac{\partial}{\partial z} \Psi = \frac{i\omega}{c} \Delta \cdot \Psi, \quad (3)$$

где компоненты матрицы Δ выражаются через компоненты тензора диэлектрической проницаемости, а столбец электромагнитного поля Ψ определяется компонентами электрического ($E_{x,y}$) и магнитного ($H_{x,y}$) полей:

$$\Psi = (E_x H_y E_y - H_x)^T. \quad (4)$$

Очевидно, что решение (3) для однородного оптически анизотропного слоя толщиной h имеет вид

$$\Psi(h) = \exp\left(\frac{i\omega}{c} h \Delta\right) \Psi(0) \equiv P(h) \Psi(0), \quad (5)$$

где $\Psi(0)$ и $\Psi(h)$ — соответственно столбцы электромагнитного поля на входе ($z = 0$) и выходе ($z = h$) слоя. Таким образом, проблема сводится к вычислению экспоненты от матрицы Δ и нахождению матрицы $P(h)$. В случае одномерно-неоднородного хирального слоя ЖК требуется вычисление произведения матриц $P_i(h_i)$ для индивидуальных слоев, на которые разбивается весь слой ЖК в процессе пространственной дискретизации, необходимой для численного решения. При этом пространственная частота дискретизации выбирается намного больше обратной величины шага геликоида так, что в пределах изменения z на дискретную величину h_i распределение поля директора ЖК можно считать однородным.

Анализ состояний поляризации света выполнен в результате вычисления компонент вектора Стокса и представления этих состояний на сфере Пуанкаре. Представляя компоненты электрического поля световой волны в виде

$$\begin{aligned} E_x &= A_x \cos(\omega t - kz + \delta_x), \\ E_y &= A_y \cos(\omega t - kz + \delta_y), \end{aligned} \quad (6)$$

компоненты вектора Стокса можно определить следующим образом:

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_x^2 + A_y^2 \\ A_x^2 - A_y^2 \\ 2A_x A_y \cos \delta \\ 2A_x A_y \sin \delta \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где $\delta = \delta_y - \delta_x$.

В случае поляризованного света

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2, \quad (8)$$

и любое состояние поляризации представляется точкой на сфере (называемой сферой Пуанкаре) радиусом S_0 , который равен интенсивности поляризованного света. Любая из точек на экваторе сферы соответствует линейно-поляризованному состоянию. Точки вне экватора — это состояния с эллиптической поляризацией, которая переходит в круговую на полюсах сферы.

В тонком слое при планарных граничных условиях директор жидкого кристалла испытывает непрерывное вращение вокруг нормали к поверхности слоя (направление z), формируя геликоид с шагом P , который в общем случае может отличаться от естественного шага P_0 [16, 17]. В отсутствие электрического поля пространственное распределение поля

директора описывается гармоническими функциями и имеет вид

$$\mathbf{n}(z) = (n_x(z), n_y(z), 0) = \left(\sin\left(\frac{2\pi z}{P} + \varphi_0\right), \cos\left(\frac{2\pi z}{P} + \varphi_0\right), 0 \right), \quad (9)$$

$$n_x^2 + n_y^2 = 1,$$

где φ_0 — угол ориентации директора на одной из границ слоя при $z = 0$. Если в таком слое создать перпендикулярное оси геликоида электрическое поле, то спираль сохранится, но распределение поля директора будет деформировано. Распределение x - и y -компонент директора более не будет описываться синусоидальным законом, так как возникнут дополнительные гармоники:

$$n_x(z) = A_{1,x} \sin\left(\frac{2\pi z}{P} + \varphi_0\right) + \sum_m \left(A_{m,x} \sin\frac{2\pi m z}{P} + B_{m,x} \cos\frac{2\pi m z}{P} \right), \quad (10)$$

$$n_y(z) = A_{1,y} \cos\left(\frac{2\pi z}{P} + \varphi_0\right) + \sum_m \left(A_{m,y} \sin\frac{2\pi m z}{P} + B_{m,y} \cos\frac{2\pi m z}{P} \right).$$

В силу синусоидальности начального распределения директора и квадратичного характера взаимодействия с полем будут индуцироваться лишь нечетные гармоники ($m = 2k + 1$, где k — натуральные числа). Их амплитуды, отнесенные к амплитуде первой гармоники, характеризуют степень индуцированной ангармоничности геликоидальной структуры.

2.2. Результаты численного моделирования

На рис. 1 (вверху) показаны фурье-образы пространственного распределения x -компоненты директора при выключенном ($E = 0$) и включенном ($E = 2$ В/мкм) электрическом поле. На этом же рисунке, на единичной сфере Пуанкаре, изображена эволюция состояний поляризации света на выходе из слоя толщиной 8 мкм с шагом геликоида $P = 1.2$ мкм при изменении поля от нуля до 2 В/мкм с шагом 0.05 В/мкм. Приведенные данные получены для хирального нематика с коэффициентом упругости кручения $K_{22} = 5$ пН, низкочастотной диэлектрической анизотропией $\Delta\epsilon = 15$ и анизотропией показателя преломления $\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp} = 0.2$ (n_{\parallel} и n_{\perp} — соответственно принципиальные значения показателей преломления для света, поляризованного вдоль и перпендикулярно директору ЖК) для нормально падающего линейно-поляризованного света

с длиной волны $\lambda = 550$ нм. И использованные значения параметров являются типичными для реальных ЖК, хотя и не соответствуют в точности различным экспериментальным образцам, исследованным в данной работе (см. табл. 1). Последнее связано с тем, что мы не ставили целью описание или «подгонку» экспериментальных данных модельными вычислениями. Целью моделирования являлось выяснение общих закономерностей эффекта до постановки эксперимента.

В электрическом поле индуцированная ангармоничность проявляется в виде третьей гармоники. В данном примере степень ангармоничности, определенная через отношение амплитуд третьей и первой гармоник, в электрическом поле величиной 2 В/мкм составляет лишь около 7%. Однако, как это следует из данных на сфере Пуанкаре, даже при столь малой степени ангармоничности состояние поляризации на выходе из слоя меняется почти на ортогональное. Если электрическое поле равно нулю, то свет на выходе из слоя ЖК линейно поляризован — вектор Стокса $(S_0, S_1, S_2, S_3) = (1, 1, 0, 0)$ соответствует направлению колебаний электрического вектора света \mathbf{e} параллельно оси x . Следовательно, свет может быть полностью заблокирован с помощью поляризатора (анализатора), ориентированного осью поглощения вдоль направления x . По мере увеличения электрического поля, компонента электрического вектора световой волны \mathbf{e} , поляризованная вдоль направления y , плавно увеличивается. При увеличении электрического поля до значения $E = 2$ В/мкм точка, определяющая состояние поляризации, перемещается на противоположную сторону сферы Пуанкаре, где $(S_0, S_1, S_2, S_3) = (1, -0.9, 0.16, 0.4)$, что соответствует почти ортогональному состоянию поляризации по отношению к состоянию в отсутствие поля. Таким образом, с увеличением электрического поля на выходе анализатора интенсивность света будет плавно увеличиваться, достигая максимума примерно при $E = 2$ В/мкм. В электрическом поле состояния поляризации не принадлежат экватору на сфере, т. е. соответствуют эллиптически поляризованному свету. При этом, с изменением поля меняется как отношение главных осей эллипсов, так и их пространственная ориентация.

Тот факт, что при отсутствии поля поляризация прошедшего через слой ЖК света может быть линейной (соответствующая точка лежит на экваторе сферы Пуанкаре), является очень важным с точки зрения электрооптики. Это означает, что в нулевом поле пропускание света может быть легко заблокировано с помощью анализатора, и, следова-

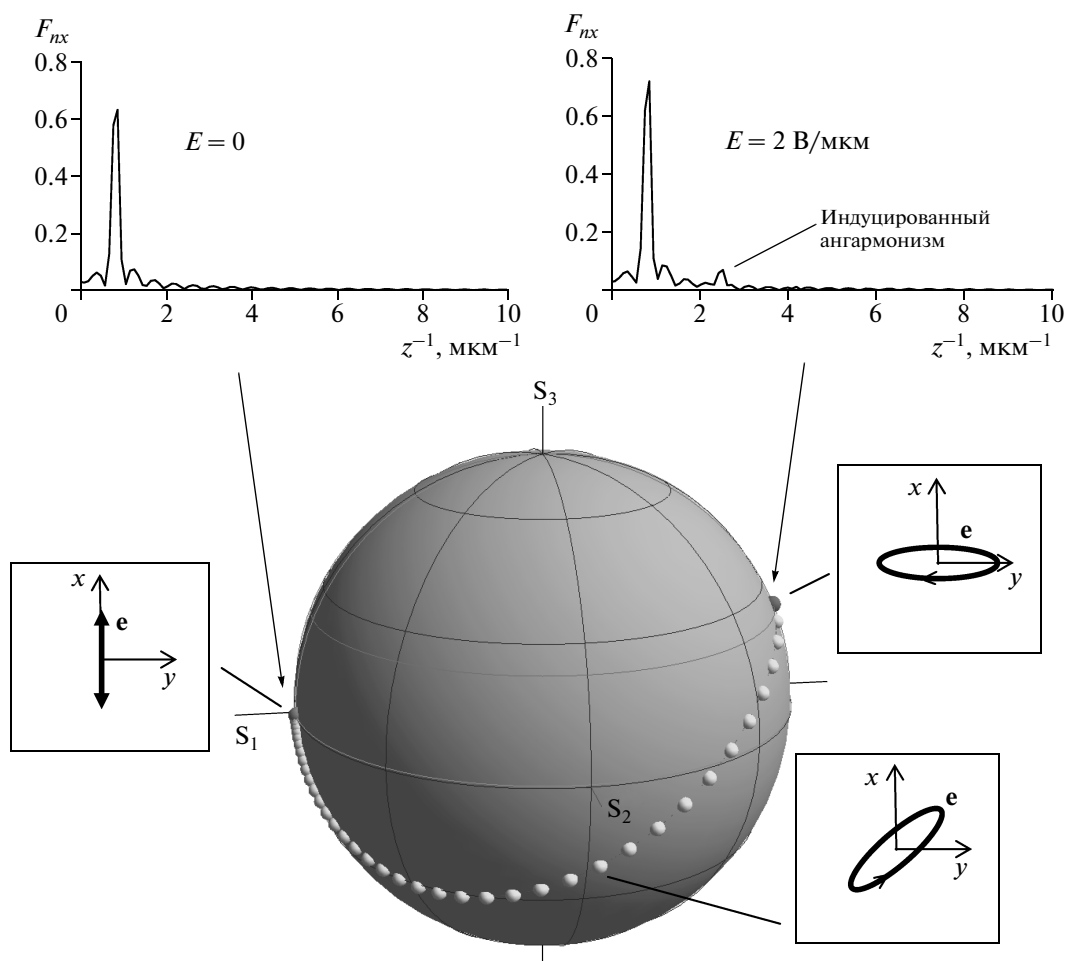


Рис. 1. Результаты численного моделирования эффекта индуцированной ангармоничности. Фурье-образы (вверху) пространственного распределения x -компоненты директора в отсутствие ($E = 0$) и при наличии ($E = 2$ В/мкм) внешнего электрического поля. На сфере Пуанкаре показаны состояния поляризации света, прошедшего через слой ЖК вдоль оси геликоида, при изменении электрического поля от 0 до 2 В/мкм с шагом 0.05 В/мкм. Направление директора на первой и второй границах слоя при $E = 0$ задано соответственно углами $\varphi_0 = 0$ и $\varphi = -2400^\circ$ по отношению к оси x . Вычисления сделаны для нормально падающего пучка линейно-поляризованного света (угол α направления поляризации по отношению к оси x равен -60°) с длиной волны 550 нм

тельно, в электрическом поле могут быть получены очень высокие значения оптического контраста (контрастное отношение CR определяется как отношение интенсивности света на выходе электрооптического устройства при наличии электрического поля к соответствующей интенсивности в нулевом поле). Следует, однако, заметить, что линейная поляризация света на выходе реализуется лишь при определенной ориентации вектора поляризации света на входе в слой и лишь на определенной длине волны. Так, данные на сфере Пуанкаре, представленные на рис. 1, имеют место лишь в случае, когда вектор e линейно-поляризованного света на входе в слой ори-

ентирован под углом $\alpha = -60^\circ$ по отношению к оси x (вдоль x также направлен и вектор электрического поля E). Это приводит к спектральным особенностям эффекта.

На рис. 2а на сфере Пуанкаре показаны состояния поляризации прошедшего через жидкокристаллический слой света в нулевом поле для различных длин волн в диапазоне 450–650 нм с шагом 25 нм. Как видно, имеется очень сильная спектральная дисперсия состояний поляризации — в указанном диапазоне длин волн состояния поляризации значительно разнесены вдоль экватора. Это приводит к тому, что электрооптический отклик характе-

Таблица 1. Названия экспериментальных образцов и их параметры при комнатной температуре ($T = 23^\circ\text{C}$)

Хиральный нематик (ХН) (смесь нематика и оптически активной добавки)	Нематик	Концентрация оптически активной добавки, % вес.	Δn ($\lambda = 589$ нм, для ХН)	$\Delta\varepsilon$ ($f = 1$ кГц, для нематика)	Толщина слоя d , мкм	P , мкм
Ch-IPS-2	MLC-6625	6.5	0.075	5.9*	17.5	1 ± 0.1
Ch-IPS-13	E-7	8.4	0.22*	14.5*	17.4	1 ± 0.1
Ch-IPS-15	MLC-6815	15.0	0.0555	2.5	17.5	0.55 ± 0.05
Ch-IPS-16	MLC-6815	8.0	0.0521	2.5	17.4	1 ± 0.1
Ch-IPS-17	MLC-6815	4.0	0.0535	2.5	17.5	2 ± 0.2
Ch-IPS-19	E-7	12.55	0.22*	14.5*	17.5	0.7 ± 0.06
Ch-IPS-20	NP-1565	7.5	0.116	7*	17.5	1 ± 0.1

* Данные для нематических ЖК из литературы или от производителя, $T = 20^\circ\text{C}$.

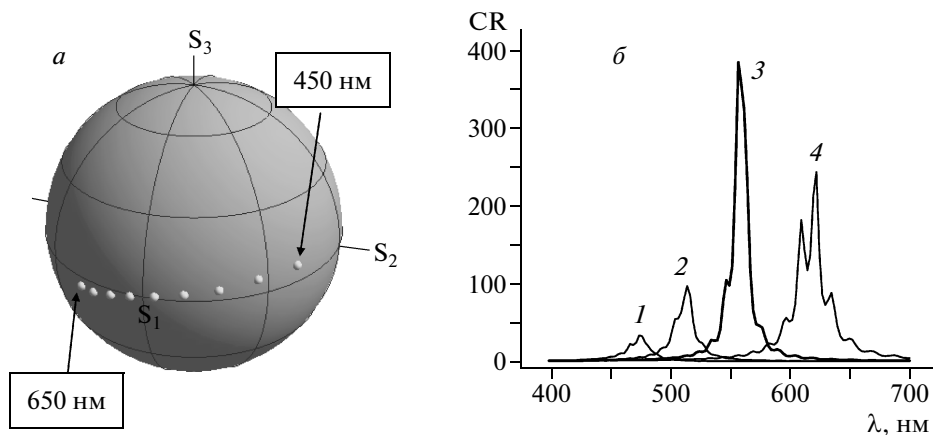


Рис. 2. Состояния поляризации света, прошедшего через слой хирального нематика, в зависимости от длины волны в диапазоне 450–650 нм при $E = 0$ (а), а также спектры контрастного отношения (б) при $E = 1$ В/мкм при различной ориентации оси пропускания анализатора: 1 – $\beta = 110^\circ$, 2 – $\beta = 100^\circ$, 3 – $\beta = 0^\circ$, 4 – $\beta = 80^\circ$. Направление поляризации падающего света на входе в слой фиксировано ($\alpha = -60^\circ$); оптическая анизотропия ЖК $\Delta n = 0.2$

ризуется высоким контрастным отношением лишь в очень узком спектральном диапазоне (см. рис. 2б). Так как состояния поляризации на различных длинах волн близки к линейно-поляризованным (точки очень близки к экватору), то, изменяя угловую ориентацию оси пропускания анализатора, легко получить максимум электрооптического отклика на раз-

личных длинах волн (см. кривые 1–4 на рис. 2б). Однако, так как во всем спектральном диапазоне существует лишь одна длина волны, для которой точка состояния поляризации строго принадлежит экватору (т. е. поляризация является строго линейной), то для соответствующей длины волны можно получить максимальное контрастное отношение. В

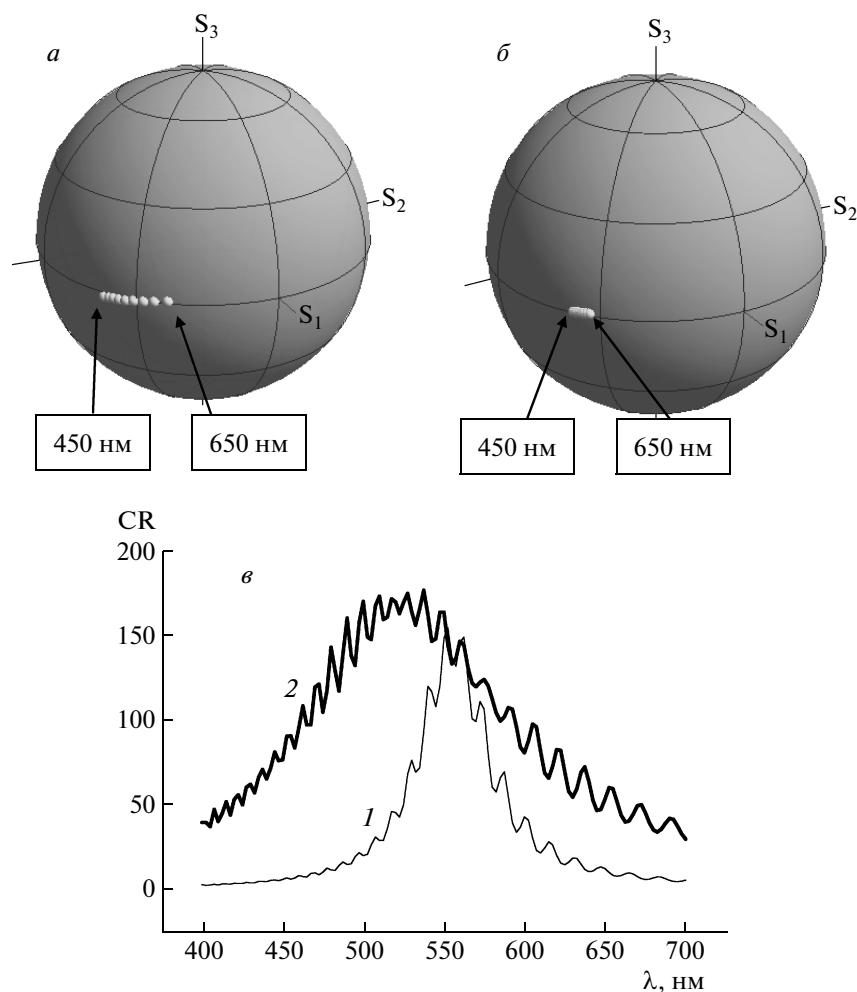


Рис. 3. *а, б*) Состояния поляризации света, прошедшего через слой хирального нематика, в зависимости от длины волны в диапазоне 450–650 нм при $E = 0$ для ЖК с различной оптической анизотропией: *а* — $\Delta n = 0.1$, $\alpha = -40^\circ$; *б* — $\Delta n = 0.05$, $\alpha = -30^\circ$. *в*) Спектры контрастного отношения электрооптического отклика: *1* — $\Delta n = 0.1$, $\alpha = -40^\circ$, $\beta = 65^\circ$, $E = 1$ В/мкм; *2* — $\Delta n = 0.05$, $\alpha = -30^\circ$, $\beta = 64^\circ$, $E = 1.5$ В/мкм. Осцилляции на спектрах обусловлены эффектом многократных отражений от границ жидкокристаллического слоя

нашем случае эта длина волны близка к 560 нм (см. кривую 3 на рис. 2б). Важно отметить, что если изменить направление линейной поляризации света на входе в слой хирального нематика (в данном примере вектор поляризации света был ориентирован под углом $\alpha = -60^\circ$ по отношению к оси x), то соответственно изменятся и состояния поляризации на выходе. Следовательно, и длина волны для строго линейно-поляризованного света на выходе из слоя будет отличной от 560 нм.

Спектральная дисперсия состояний поляризации в нулевом поле может в значительной степени регулироваться оптической анизотропией (Δn) ЖК. На рис. 3а,б показаны соответственно состояния по-

ляризации в диапазоне 450–650 нм для $\Delta n = 0.1$ и $\Delta n = 0.05$. Как видно, область разброса точек вдоль экватора на сфере Пуанкаре существенно сужается по мере уменьшения оптической анизотропии ЖК (Δn). Это, в свою очередь, приводит к существенному расширению спектральной области электрооптического эффекта (см. кривые 1 и 2 на рис. 3с).

Таким образом, изменением ориентации осей поляризатора и анализатора соответственно на входе и выходе из слоя хирального нематика можно управлять спектральным положением максимума электрооптического эффекта, а изменением оптической анизотропии ЖК — регулировать ширину спектрального диапазона эффективной модуляции све-

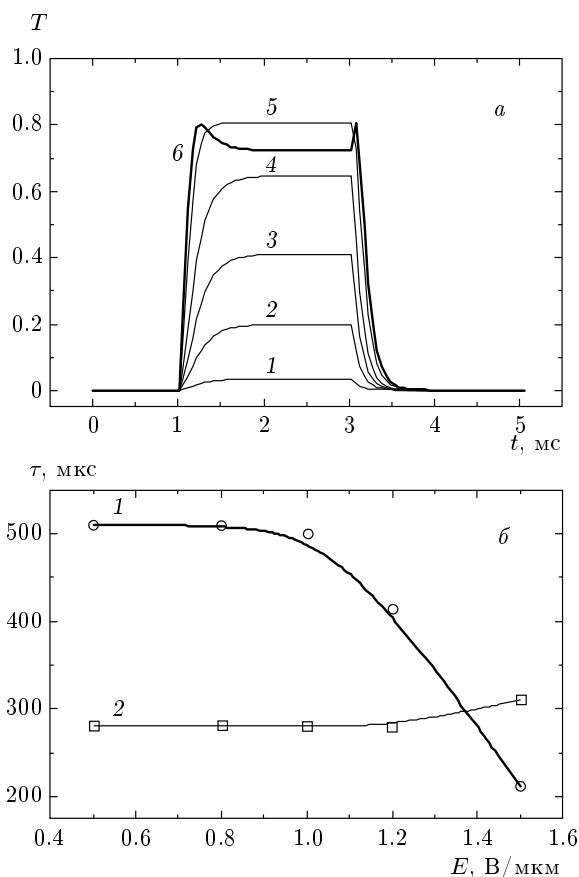


Рис. 4. а) Расчетные зависимости коэффициента пропускания от времени для модельного электрооптического устройства, содержащего слой хирального нематика и анализатор. В интервале времени $t = [1, 3]$ мс к слою приложен прямоугольный импульс электрического поля. Кривые 1–6 соответствуют различным напряженностям электрического поля E : 1 – 0.5 В/мкм, 2 – 0.8 В/мкм, 3 – 1 В/мкм, 4 – 1.2 В/мкм, 5 – 1.5 В/мкм, 6 – 1.7 В/мкм. Отклик приведен для нормально падающего линейно-поляризованного ($\alpha = -60^\circ$) света с длиной волны $\lambda = 550$ нм при ориентации анализатора под углом $\beta = 90^\circ$. б) Расчетные зависимости времени включения (1) и выключения (2) от напряженности электрического поля в импульсе. Параметры слоя и ЖК: $d = 8$ мкм, $\Delta n = 0.2$, $K_{22} = 5$ пН, $\gamma = 0.1$ Па·с, $P = 1.2$ мкм, $\Delta \varepsilon = 15$

та. Моделирование также показывает, что ширина спектрального диапазона увеличивается при уменьшении шага геликоида. К управлению спектральными свойствами эффекта мы еще вернемся в экспериментальной части данной работы.

Важное свойство обсуждаемого эффекта — это короткие времена индуцирования и релаксации выс-

ших пространственных гармоник в геликоидальном распределении директора и, следовательно, быстрые изменения состояний поляризации света при переключении поля. На рис. 4а показаны кривые электрооптического отклика (изменения коэффициента пропускания) на прямоугольные импульсы электрического поля различной напряженности (поле включено в промежутке между $t = 1$ мс и $t = 3$ мс). Из данных кривых были получены зависимости времени включения τ_{on} и выключения τ_{off} для электрооптического эффекта. Время включения определялось интервалом от момента включения поля до достижения уровня интенсивности света 0.9 от его максимального значения, соответствующего установившемуся значению пропускания. Аналогично, время выключения находилось от момента выключения поля до достижения уровня 0.1 от минимальной интенсивности света. Как видно на рис. 4б, время включения (кривая 1) и выключения (кривая 2) слабо зависят от напряженности электрического поля вплоть до значений 1 В/мкм. При этом время включения (около 500 мкс) почти в два раза превышает время выключения (около 280 мкс). С увеличением поля выше 1 В/мкм время включения уменьшается, а время выключения несколько увеличивается. Моделирование также показало, что зависимость времен включения и выключения от шага спирали близка к квадратичной. Например, для шага спирали 0.6 мкм время выключения составляет около 80 мкс.

Следует особо подчеркнуть, что времена релаксации для данного эффекта более чем на порядок короче характерных времен в электрооптических эффектах на нематических жидких кристаллах. Причина столь значительного увеличения быстродействия состоит в том, что время релаксации поля директора определяется не толщиной d слоя ЖК (равного нескольким микронам), как это имеет место в известных электрооптических эффектах, а размером, определяемым пространственным периодом индуцированной третьей гармоники ($m = 3$), который существенно меньше толщины слоя. При этом время релаксации пропорционально квадрату этого размера. Так как скорость релаксации также пропорциональна коэффициенту упругости K_{22} и обратно пропорциональна вращательной вязкости γ , для оценки времени релаксации в случае ЖК с произвольными параметрами можно использовать следующее соотношение:

$$\tau_{off} \approx \xi \frac{\gamma}{K_{22}(mq)^2} \equiv \xi \tau, \quad (11)$$

где $q = 2\pi/P$, $m = 3$. Исходя из сравнения числен-

ных результатов с вычислениями по (11), находим $\xi \approx 3.5$. Фактор ξ связывает электрооптическое время выключения, определяемое по критерию, упомянутому выше, с экспоненциальным временем τ релаксации упругой деформации поля директора.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

3.1. Устройство ЖК ячейки

Экспериментальные исследования проводились на ячейках, устройство которых показано на рис. 5. Слой хирального нематика 1 располагается между двумя стеклянными подложками 2. На одной из подложек сформирована система встречно-штыревых электродов 3 из хрома. Период электродной решетки составляет 40 мкм при одинаковых значениях (20 мкм) как ширины непрозрачных проводящих полос, так и расстояния между ними. Площадь электродной структуры составляет $0.4 \times 0.4 \text{ см}^2$. Планарная структура Гранжана с ориентацией оси геликоида перпендикулярно поверхности подложек формируется ориентирующими покрытиями из полиимида 4 на внутренних поверхностях подложек, натертыми в противоположных направлениях. Направления натирания, определяющие легкие оси ориентации ЖК на обеих подложках, составляли угол 45° с направлением электрического поля. Толщина жид-

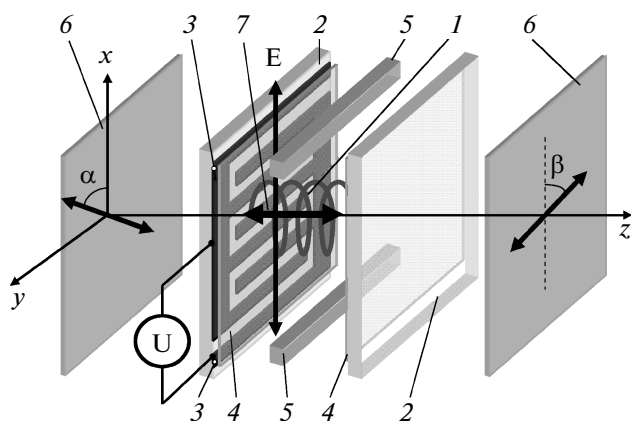


Рис. 5. Схема электрооптической ячейки между двумя поляризаторами: 1 — слой хирального нематика, 2 — стеклянные подложки, 3 — встречно-штыревые непрозрачные электроды, 4 — тонкие ориентирующие полимерные пленки, 5 — диэлектрические прокладки, задающие толщину слоя, 6 — поляриды, 7 — направление оси геликоида в слое, U — источник электрического напряжения, E — направления электрического поля

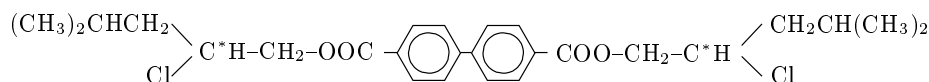
кокристаллического слоя ($d = 17.5 \pm 0.1 \text{ мкм}$) задается диэлектрическими прокладками 5, расположенными вне электродов. Следует отметить, что электрическое поле неоднородно по толщине слоя. Напряженности полей, указанные ниже, относятся к полю в плоскости подложки, содержащей электроды. По мере удаления от подложки напряженность поля убывает. Это следует иметь в виду при количественном сравнении численных данных (для них поле однородно) с экспериментальными результатами. Ячейка помещается между двумя поляризаторами 6.

Контроль качества ориентации молекул ЖК в ячейках и электрооптические измерения проводились на установке, построенной на базе поляризационного микроскопа «ПОЛАМ-113» производства ЛОМО (Россия). Эта установка подробно описана нами в работе [8]. В качестве источников света использовались стандартная для микроскопа лампа накаливания мощностью 20 Вт и He-Ne-лазер с длиной волны излучения 633 нм. Для выделения узкой полосы излучения от лампы накаливания применялись интерференционные светофильтры с максимумами пропускания на длинах волн 464 нм и 533 нм и спектральной полушириной полосы пропускания $\Delta\lambda = 8 \text{ нм}$. Свет, прошедший через ячейку и оптическую систему микроскопа, регистрировался фотоумножителем и осциллографом «ТЕКТРОНИХ 3012», связанным с компьютером. Данные с осциллографа считывались и обрабатывались с помощью специального программного обеспечения. Подаваемые на ячейку формы напряжения (прямоугольные биполярные импульсы различной длительности, амплитуды, частоты следования и скважности) синтезировались с помощью генератора Г5-30А (Россия).

Спектральные характеристики пропускания ячеек измерялись на автоматизированном дифракционном спектрофотометре на базе монохроматора МДР-23 (Россия), управляемом компьютерной программой «PhysLab».

3.2. Жидкие кристаллы

Жидкокристаллические композиции хиральных нематиков были изготовлены на основе стандартных смесевых нематических жидкокристаллических материалов производства компании «MERCK». Использованные материалы и их физические параметры приведены в табл. 1. Геликоидальная структура индуцировалась добавлением в них оптически активного соединения α -бис(2-хлор-4-метилпентил)бифенил-4,4'-дикарбоксилата (см. структурную



формулу) в разной концентрации для реализации различных значений шага геликоида P . Некоторые из приведенных в таблице величин двулучепреломления Δn и низкочастотной диэлектрической анизотропии $\Delta \varepsilon$ соответствуют исходным (без оптически активной добавки) нематическим ЖК. Однако с высокой степенью достоверности можно считать, что величины Δn и $\Delta \varepsilon$ для хиральных нематиков, содержащих даже самую большую концентрацию оптически активного соединения, могут отличаться не более чем на 15 % от значений, приведенных в таблице. При этом отличие тем меньше, чем выше величины Δn и $\Delta \varepsilon$ для исходных нематических ЖК.

Шаг геликоида P определялся по зонам Гранжана в планарной структуре в клиновидной ячейке. Точность измерения шага составляла примерно 0.1 мкм для шага 1 мкм. Полосы селективного отражения использованных в наших экспериментах хиральных нематиков находились в ближнем ИК-диапазоне (длины волн более 0.8 мкм).

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБСУЖДЕНИЕ

После прохождения слоя хирального нематика плоскополяризованный свет в общем случае изменяет поляризацию на эллиптическую. Однако, как показывают численное моделирование и эксперимент, для монохроматического света, выбирая направление поляризации света на входе в слой, можно реализовать такую ситуацию, когда на выходе из слоя также будет плоскополяризованная волна. Следовательно, она может быть заблокирована линейным поляризатором (анализатором). Как обсуждалось выше, деформация поля директора электрическим полем приводит к изменению состояния поляризации света на выходе из слоя. Таким образом, в электрическом поле система жидкокристаллический слой-анализатор становится прозрачной. На рис. 6 приведены зависимости контрастного отношения от электрического поля для экспериментальных образцов с различными жидкокристаллическими материалами. В данном случае измерения выполнены на фиксированной длине волны $\lambda = 633$ нм. Как видно, зависимости являются монотонными, а значения контрастного отношения превышают 800. Столь

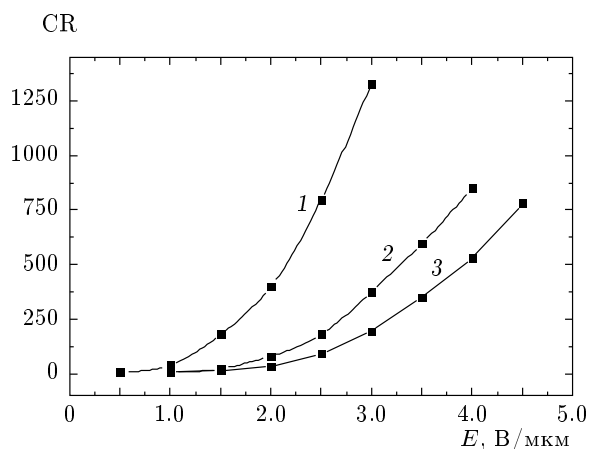


Рис. 6. Зависимости контрастного отношения от напряженности электрического поля для образцов с различными ЖК, различающимися диэлектрической и оптической анизотропией: 1 — Ch-IPS-13 ($\Delta n = 0.22$, $\Delta \varepsilon = 14.5$, $\alpha = 10^\circ$, $\beta = 0$), 2 — Ch-IPS-20 ($\Delta n = 0.116$, $\Delta \varepsilon = 7$, $\alpha = 40^\circ$, $\beta = -20^\circ$), 3 — Ch-IPS-16 ($\Delta n = 0.0521$, $\Delta \varepsilon = 2.5$, $\alpha = 45^\circ$, $\beta = -33^\circ$). Значения углов α и β определяют соответственно ориентацию осей пропускания поляризатора и анализатора

высокие значения контраста позволяют рассматривать эффект в качестве серьезного кандидата для практических приложений. Следует заметить, что, как и предсказывалось по результатам численного моделирования, контрастное отношение имеет явно выраженную спектральную зависимость. На рис. 7 показана такая зависимость для образца на основе ЖКМ Ch-IPS-17. Как видно, ширина спектра на полувысоте составляет примерно 100 нм, т. е. охватывает лишь часть видимого диапазона. Однако, как отмечалось выше, спектральным положением и шириной полосы можно управлять, изменяя соответственно ориентацию поляризаторов (углы α и β соответственно для поляризатора и анализатора) и оптическую анизотропию ЖК.

На рис. 8 приведены зависимости ширины спектра контрастного отношения, найденной на полувысоте от максимального значения CR, от оптической анизотропии (Δn) и шага геликоида (P). При большей оптической анизотропии ЖК ($\Delta n \sim 0.2$) и значительном шаге геликоида ($P = 2$ мкм) спектраль-

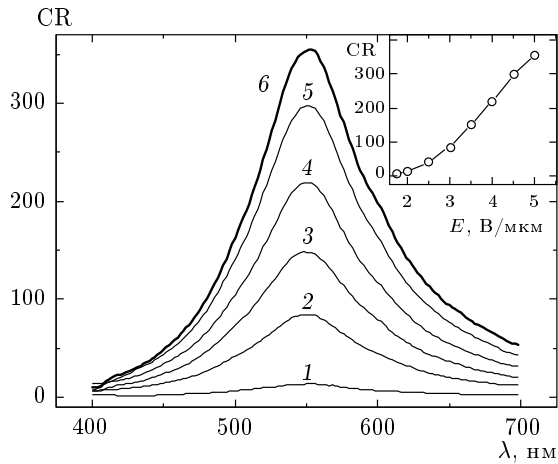


Рис. 7. Спектральные зависимости контрастного отношения (CR) для различных напряженностей электрического поля E : 1 – 2 В/мкм, 2 – 3 В/мкм, 3 – 3.5 В/мкм, 4 – 4 В/мкм, 5 – 4.5 В/мкм, 6 – 5 В/мкм. На вставке – зависимость CR в максимуме (на длине волны $\lambda = 553$ нм) от напряженности поля. Измерения выполнены для образца Ch-IPS-17 при $\alpha = 45^\circ$, $\beta = -30^\circ$

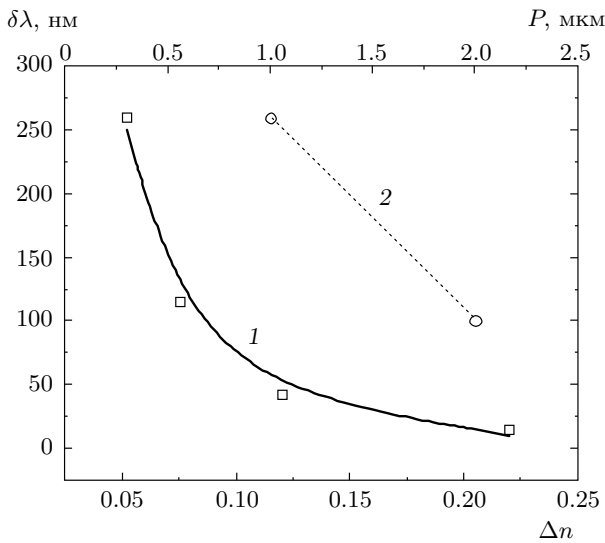


Рис. 8. Ширина спектра контрастного отношения на полувысоте от максимального значения в зависимости от оптической анизотропии Δn (кривая 1, $P = 1$ мкм) и шага геликоида P (кривая 2, $\Delta n = 0.052$). Данные скомпилированы на основании спектральных исследований образцов, представленных в табл. 1

Таблица 2. Времена включения ($U = 50$ В) и выключения для различных образцов

Образец	Время включения, τ_{on} , мкс	Время выключения, τ_{off} , мкс
Ch-IPS-13	990 (400 мкс при $U = 70$ В)	400
Ch-IPS-16	620	250
Ch-IPS-15	200	120

ная область эффективной модуляции очень узкая и составляет единицы нанометров. Однако с уменьшением шага геликоида до 1 мкм и оптической анизотропии до $\Delta n = 0.05$ область эффективной модуляции значительно расширяется и охватывает значительную часть видимого спектрального диапазона шириной 260 нм. Дальнейшее сокращение шага до 0.6 мкм позволяет увеличить ширину спектрального диапазона еще примерно в два раза, хотя при этом значительно возрастают напряженности управляющих электрических полей. Кроме того, малое значение Δn требует толстых (около 30 мкм) слоев ЖК для получения максимально возможного контраста. Эти экспериментальные данные подтверждают результаты численного моделирования, показывающие, что уменьшение оптической анизотропии и шага геликоида приводят к уменьшению спектральной дисперсии поляризационных состояний и, как следствие, расширению спектральной области эффективной модуляции света.

Оциллограммы электрооптического отклика на прямоугольные импульсы напряжения длительностью 2.5 мс для двух ХН (Ch-IPS-13 и Ch-IPS-16) с различным двулучепреломлением приведены на рис. 9. Электрооптический отклик, как и предсказывалось, является очень быстрым по сравнению с традиционно используемыми эффектами в нематических ЖК. Времена включения τ_{on} и выключения τ_{off} находятся в субмиллисекундном диапазоне (см. табл. 2). Время включения для образца Ch-IPS-13 составляет 990 мкс при амплитуде импульсов напряжения 50 В и сокращается более чем в два раза (до 400 мкс) при напряжении $U = 70$ В. Такое поведение хорошо согласуется с данными численного моделирования (см. выше), где ЖК имеет примерно те же значения диэлектрической анизотропии $\Delta\epsilon = 15$ и шага геликоида $P = 1.2$ мкм, что и образец Ch-IPS-13 ($\Delta\epsilon = 14.5$, $P = 1$ мкм). Значение

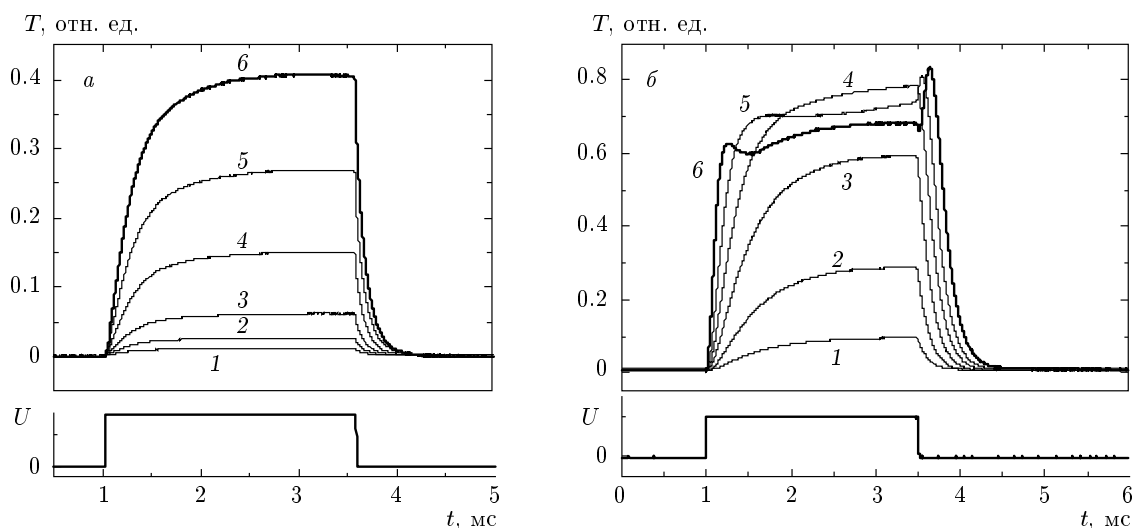


Рис. 9. Временные зависимости электрооптического отклика образцов Ch-IPS-16 (а) и Ch-IPS-13 (б) на прямоугольный импульс электрического напряжения. Кривые 1–6 соответствуют изменению напряженности электрического поля в импульсе от 1.5 В/мкм до 4 В/мкм с шагом 0.5 В/мкм

времени выключения $\tau_{off} = 400$ мкс также хорошо согласуется с данными численного моделирования ($\tau_{off} = 280$ мкс). Ожидать точного совпадения измеренного и вычисленного времени выключения неправомерно, так как значения коэффициентов вязкости и упругости для экспериментальных ЖК точно не известны. Они совпадают со значениями, использованными в моделировании, лишь по порядку величины. К сожалению, проследить квадратичную зависимость от шага спирали в эксперименте не удастся, так как при изменении концентрации оптически активного соединения изменение шага спирали всегда сопровождается изменением коэффициентов вязкости и упругости, что согласно уравнению (11) влияет на время выключения. Однако несомненно, что наблюдается значительное сокращение времен включения и выключения при уменьшении шага геликоида. Уменьшая шаг геликоида до величины 0.6 мкм, нам удалось получить времена выключения близкие к 100 мкс (см. образец Ch-IPS-15, табл. 2). Это указывает на перспективность данного электрооптического эффекта для электрооптических приложений, так как лучшие времена переключения, достигнутые в настоящее время на нематических жидких кристаллах, составляют единицы миллисекунд.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами подробно изучен новый электрооптический эффект, основанный на

деформации геликоидальной надмолекулярной структуры в слоях хиральных нематиков. Показано, что индуцирование полем даже малых пространственных гармоник в исходном геликоидальном распределении директора ЖК может приводить к существенному изменению состояния поляризации света, прошедшего через тонкий слой ЖК. С помощью численного моделирования экспериментально установлены общие закономерности спектрального поведения эффекта. Показано, что уменьшение оптической анизотропии ЖК и шага геликоида приводит к уменьшению спектральной дисперсии поляризационных состояний и, как следствие, расширению спектрального диапазона эффективной модуляции света. Исследованный электрооптический эффект является очень быстрым, так как время выключения определяется не толщиной слоя ЖК, а существенно меньшей величиной пространственного периода третьей гармоники, индуцированной в исходном геликоидальном распределении директора. Это позволило реализовать рекордное для нематических ЖК быстроедействие с временами переключения более чем на порядок меньше по сравнению с временами, реализованными на известных электрооптических эффектах в нематических ЖК.

Работа выполнена в рамках программы ОФН РАН «Физика новых материалов и структур».

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. И. Кац, ЖЭТФ **59**, 1854 (1970).
2. V. I. Kopp, Z.-Q. Zhang, and A. Z. Genack, *Progr. Quant. Electr.* **27**, 369 (2003).
3. P. Yeh and C. Gu, *Optics of Liquid Crystal Displays*, John Wiley & Sons. Inc. (1999).
4. P. G. De Gennes and J. Prost, *Physics of Liquid Crystals*, 2nd ed., Clarendon Press, Oxford (1993).
5. S. Kobayashi, T. Shimojo, K. Kasano, and I. Tsunda, *SID Symposium Digest of Technical Papers* (1972), p. 68.
6. R. A. Soref, *J. App. Phys.* **45**, 5466 (1974).
7. M. Ozaki, A. Tagawa, Y. Sadohara, S. Oda, and K. Yoshino, *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, 2366 (1991).
8. M. I. Barnik and S. P. Palto, *Ferroelectrics* **310**, 11 (2004).
9. R. Kiefer, B. Weber, F. Windscheid, and G. Baur, *Japan Display'92* (1992), p. 547.
10. G. Baur, *22 Freiburger Arbeitstagung Flüssigkristalle*, 31 März–2 April, 1 (1993).
11. B. J. Broughton, M. J. Clarke, A. E. Blatch, and H. J. Coles, *J. Appl. Phys.* **98**, 034109 (2005).
12. L. M. Blinov and S. P. Palto, *Liquid Cryst.* **36**, 1037 (2009).
13. С. П. Палто, ЖЭТФ **119**, 638 (2001).
14. С. П. Палто, *Кристаллография* **48**, 130 (2003).
15. D. W. Berreman, *J. Opt. Soc. Amer.* **62**, 502 (1972).
16. С. П. Палто, ЖЭТФ **121**, 308 (2002).
17. В. А. Беляков, Е. И. Кац, ЖЭТФ **118**, 560 (2000).