

07

Динамика спада оптического пропускания в ячейках с двухчастотным нематическим жидким кристаллом

© Е.А. Коншина, М.А. Федоров, Л.П. Амосова,
М.В. Исаев, Д.С. Костомаров

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики
E-mail: eakonshina@mail.ru

Поступило в Редакцию 29 августа 2007 г.

Проведены экспериментальные исследования динамики S-эффекта двухчастотного НЖК. Показано влияние разных схем управления переориентацией директора молекул в электрическом поле, включая питание прямоугольным импульсом напряжения постоянного тока и переменным синусоидальным напряжением низкой и высокой частоты, на время подъема и спада оптического пропускания. Установлено, что присутствие тонкого диэлектрического слоя a -C:H на границе с НЖК способствует снижению на порядок времени спада пропускания при приложении высокочастотного поля к ячейкам по сравнению со временем естественной упругой релаксации при управлении только подъемом пропускания.

PACS: 77.84.Nh, 78.20.Fm, 78.20.Jg

Использование двухчастотных (dual-frequency DF) нематических жидких кристаллов (НЖК) в электрооптических устройствах является одним из путей повышения быстродействия оптических телекоммуникационных систем [1,2]. Это обусловлено возможностью, изменяя частоту, амплитуду, длительность и форму импульса напряжения электрического поля, управлять динамикой электрооптического отклика [3,4]. Применение DF НЖК основано на эффекте инверсии знака диэлектрической анизотропии $\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$, где ϵ_{\parallel} и ϵ_{\perp} — диэлектрическая проницаемость, параллельная и перпендикулярная длинной оси молекул. С увеличением частоты приложенного поля ϵ_{\parallel} будет уменьшаться, в то время как ϵ_{\perp} будет оставаться постоянной. Переходная (crossover) частота f_c , при которой изменяется знак $\Delta\epsilon$, является характерной

Таблица 1. Конструктивные особенности и характеристики НЖК-ячеек

Ячейка	Ориентирующая поверхность	НЖК	$d, \mu\text{m}$	$\Delta\Phi_{\text{max}}/2\pi$	U_{th}, V	θ_p, deg
A	GeO	ЖК-1001	13	2.75	1.6	42
B	GeO/a-C:H	ЖК-1001	13.3	4.2	2.9	26
C	GeO	BL-037	13.5	4.65	0.7	22
D	GeO/a-C:H	BL-037	13.5	6	1.1	6

особенностью DF НЖК: $\Delta\varepsilon > 0$ на частотах ниже переходной и $\Delta\varepsilon < 0$ на частотах выше f_c . Для реализации S-эффекта Фредерикса к DF НЖК-ячейке прикладывается низкочастотное (low frequency LF) электрическое поле, которое приводит к увеличению угла наклона директора относительно подложки и к подъему пропускания. При приложении высокочастотного (high frequency HF) поля происходит переориентация молекулярных диполей из положения с высоким углом наклона в исходное состояние. Эта особенность DF НЖК позволяет осуществлять электроуправляемый спад оптического пропускания, что ускоряет процесс возвращения директора в исходное состояние. Характеристики ячеек, включая толщину НЖК-слоя d , максимальную фазовую задержку $\Delta\Phi_{\text{max}}/2\pi$, пороговое (threshold) напряжение эффекта Фредерикса U_{th} и начальный (pretilt) угол наклона директора θ_p , приведены в табл. 1.

В этой статье сообщается об исследовании динамики переориентации DF НЖК при питании ячеек синусоидальным напряжением низкой и высокой частоты и прямоугольным импульсом напряжения постоянного тока, а также о влиянии разных схем управления питанием ячеек и изменения условий на границе раздела фаз на время спада оптического пропускания.

Экспериментальные исследования проводили на плоских ячейках с симметричными граничными условиями. Стекланные подложки, образующие плоскую ячейку, были покрыты тонким проводящим слоем на основе окислов индия и олова, полученным катодным распылением. В ячейках A и C в качестве ориентирующей поверхности был использован слой монооксида германия GeO, полученный наклонным напылением в вакууме, а в ячейках B и D поверхность GeO была дополнительно покрыта тонким диэлектрическим слоем a-C:H, осажденным из паров

ацетона в плазме тлеющего разряда. Для реализации S -эффекта ячейки собирали таким образом, чтобы направления ориентации директора ЖК на обеих подложках были антипараллельны. Толщина зазора ячеек d определялась фторопластовыми прокладками и была около $13 \mu\text{m}$. Ячейки заполняли жидким кристаллом в нематической фазе в условиях вакуума. В работе использовали DF НЖК-1001 (НИОПИК) с оптической анизотропией $\Delta n = 0.26$ на длине волны 632.8 nm , $\Delta\epsilon = 4.43$ ($\epsilon_{\parallel} = 9.53$ и $\epsilon_{\perp} = 5.1$) на частоте 1 kHz [5] и $f_c = 10 \text{ kHz}$ [6]. Для сравнения были исследованы ячейки C и D , заполненные обычным НЖК фирмы Merck BL-037 с положительной $\Delta\epsilon = 16.9$ и $\Delta n = 0.282$.

Были применены разные схемы управления переориентацией диполей молекул НЖК. Двухчастотное управление (dual-frequency addressing — DFA) осуществляли, используя два генератора для подачи на ячейку синусоидального напряжения LF и HF электрических полей и два генератора, управляющих длительностью действия этих полей. Электрическая схема переключения позволяла варьировать частоту, амплитуду подаваемого напряжения и длительность действия LF (τ_{LF}) и HF (τ_{HF}) полей. Для подъема оптического пропускания прикладывали напряжение с частотой 1 kHz , а спадом пропускания в НЖК-ячейке управляли, прикладывая напряжение с частотой 30 kHz . Динамику спада пропускания при двухчастотном управлении сравнивали с динамикой естественной упругой релаксации молекул после прекращения действия переменного или постоянного поля.

В качестве источника света в электрооптической схеме использовали He–Ne-лазер с длиной волны 632.8 nm . НЖК-ячейку располагали между скрещенными поляризатором и анализатором. Сигнал, прошедший через ячейку, поступал на фотодиод и затем подавался на осциллограф, как показано в работе [7]. Время подъема и спада оптического пропускания определяли по уровню 0.1 – 0.9 максимальной интенсивности света, прошедшего через ячейку. В табл. 1 приведены характеристики НЖК-ячеек, полученные по методикам, описанным в [8]. В табл. 2 даны амплитуды LF (U_{pp}^l) и HF (U_{pp}^h) управляющих напряжений и времена подъема (τ_{on}) и спада (τ_{off}) оптического пропускания для разных схем управления питанием НЖК-ячеек.

На рис. 1 показаны кривые электрооптического отклика НЖК-ячейки А. Спад пропускания при питании $U_{pp}^l = 32 \text{ V}$ с частотой 1 kHz (рис. 1, кривая 1) проходил в результате упругой релаксации за время $\tau_{off} = 2.5 \text{ s}$. В схеме DFA при $U_{pp}^l = 32 \text{ V}$ и $U_{pp}^h = 36 \text{ V}$ (кривая 2 на

Таблица 2. Схемы управления, амплитуды прикладываемых напряжений, времена подъема и спада оптического пропускания НЖК-ячеек для случая, когда длительность HF напряжения τ_{HF} совпадает с τ_{off} .

№ опыта	Ячейка	Схемы управления	U_{pp}^l , U , V	τ_{on} , ms	U_{pp}^h , V	τ_{off} , s
1	A	LFA	32	150	0	2.5
2	A	DFA	32	150	36	1
3	A	SW/HFA	30*	15	15	0.6
4	B	LFA	32	90	0	2.5
5	B	DFA	32	90	36	0.25
6	B	DFA	27	250	45	0.1
7	B	SW/HFA	45*	6	33	0.6
8	C	LFA	20	50	0	2
9	C	SW	20*	7	0	2.8
10	D	LFA	20	30	0	1
11	D	SW	20*	8	0	4

* — напряжение постоянного тока.

рис. 1) наблюдается процесс переориентации молекулярных диполей под действием упругих сил после прекращения действия HF поля и $\tau_{off} > \tau_{HF} = 0.6$ s. Спад пропускания заканчивается полностью за время

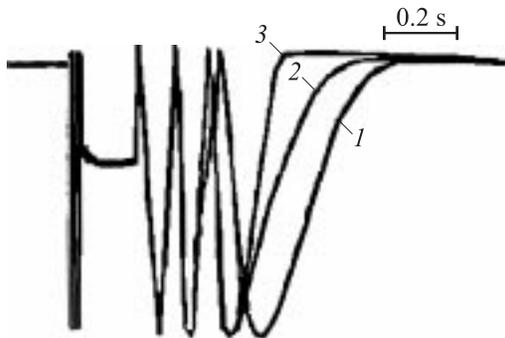


Рис. 1. Электрооптический отклик НЖК-ячейки А, полученный при одночастотной адресации и постоянном значении $U_{pp}^l = 32$ V (1) и для двухчастотной адресации при $U_{pp}^l = 32$ V и $U_{pp}^h = 36$ V, когда $\tau_h = 0.6$ s (2) и $\tau_h = 1$ s (3).

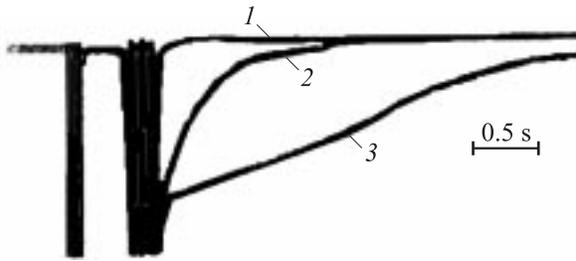


Рис. 2. Электрооптический отклик НЖК-ячейки *B*, полученный при двухчастотной адресации и постоянных значениях $U_{pp}^l = 32 \text{ V}$ и $\tau_h = 250 \text{ ms}$, когда $U_{pp}^h = 36 \text{ V}$ (1), $U_{pp}^h = 25 \text{ V}$ (2), $U_{pp}^h = 38 \text{ V}$ (3).

действия HF поля (кривая 3 на рис. 1), когда $\tau_{off} = \tau_{HF} = 1 \text{ s}$. При DFA ячейки *B* при тех же напряжениях спад пропускания происходит в 4 раза быстрее за $\tau_{off} = 250 \text{ ms}$ (№ 5 в табл. 2). Ускорение переориентации молекулярных диполей в ячейке *B* может быть связано с уменьшением сопротивления тонкого слоя диэлектрика *a*-C:H в HF поле, что должно приводить к росту падения напряжения на слое НЖК. Использование схемы DFA позволило на порядок уменьшить время спада у ячейки *B* по сравнению с τ_{off} при естественной релаксации (№ 4 в табл. 2).

На рис. 2 показан электрооптический отклик ячейки *B* при разных амплитудах приложенного напряжения HF поля и постоянном значении $\tau_{HF} = 250 \text{ ms}$. Условиям полной переориентации молекул НЖК при $U_{pp}^h = 36 \text{ V}$ соответствует кривая 1 на рис. 2. При амплитудах $U_{pp}^h = 25 \text{ V}$ и $U_{pp}^h = 38 \text{ V}$ (кривые 2 и 3 на рис. 2) наблюдается увеличение τ_{off} , что свидетельствует о продолжении процесса переориентации за счет упругих сил после прекращения действия HF поля. Этот эксперимент указывает на корреляцию между амплитудой U_{pp}^l LF колебаний и амплитудой U_{pp}^h HF колебаний, при которой процесс переориентации директора НЖК в исходное положение заканчивается полностью, т.е. когда $\tau_{off} = \tau_{HF}$. Уменьшение τ_{off} до 100 ms у ячейки *B* было получено при понижении U_{pp}^l до 27 V и $U_{pp}^h = 45 \text{ V}$, однако τ_{on} увеличилось до 250 ms (№ 6 в табл. 2).

Известно, что время переориентации молекулярных диполей в электрическом поле обратно пропорционально квадрату приложенного напряжения. На рис. 3 показаны экспериментальные зависимости

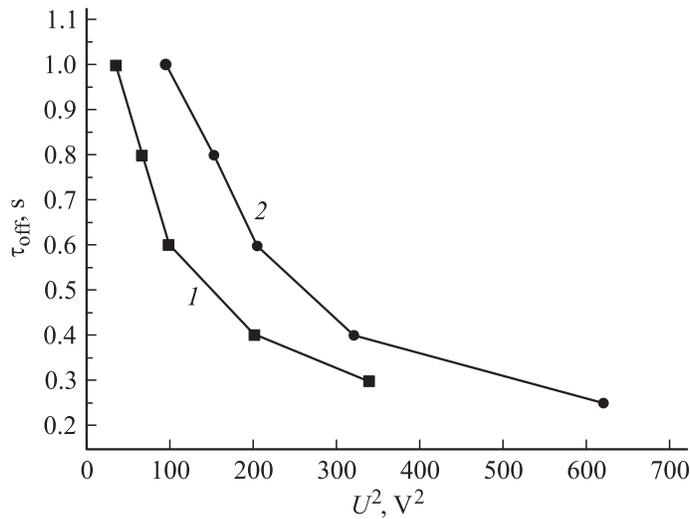


Рис. 3. Зависимости времени спада оптического пропускания от квадрата эффективного напряжения, приложенного к электродам НЖК-ячеек *A* (1) и *B* (2) с частотой 30 kHz, полученные при $U_{pp}^l = 32$ V и условии $\tau_{off} = \tau_h$.

времени спада оптического пропускания для ячеек *A* и *B* от квадрата эффективного напряжения, приложенного HF поля, при условии $\tau_{off} = \tau_{HF}$ и постоянной амплитуде $U_{pp}^l = 32$ V. Для управления спадом пропускания ячейки *A* (кривая 1 на рис. 3) требуются более низкие напряжения по сравнению с ячейкой *B*, при этом максимальная фазовая задержка $\Delta\Phi_{max}/2\pi = 2.7$, как видно из табл. 1. Присутствие в ячейке *B* на границе раздела фаз слоя *a*-C:H приводит к повышению порога *S*-эффекта U_{th} и к уменьшению начального угла θ_p наклона директора НЖК от 42 до 26°. При этом $\Delta\Phi_{max}/2\pi$ увеличивается 1.5 раза по сравнению с ячейкой *A* (табл. 1).

Приложение к ячейкам *C* и *D*, заполненным обычным НЖК, синусоидального напряжения частотой 1 kHz (low-frequency addressing LFA) привело к значительному снижению времени спада пропускания в результате упругой релаксации (№ 8 и 10, табл. 2). Вместе с тем τ_{on} возросло в несколько раз по сравнению с питанием этих ячеек прямоугольным импульсом напряжения (square wave-SW) постоянного

тока [9], как видно из табл. 2 (№ 9 и 11). В работе [10] оптимальный режим управления DF НЖК-ячейкой был получен при подаче коротких импульсов с высокой амплитудой напряжения, чтобы инициировать быструю переориентацию директора в LF и HF полях. Однако использование высоких амплитуд частотных колебаний приводит к избыточному вращению молекул при увеличении угла наклона директора НЖК. Путем введения промежуточного периода между действием LF и HF полей порядка $10 \mu\text{s}$, во время которого никакого напряжения к НЖК не прикладывается, избыточное вращение может быть аннулировано [11].

В связи с этим были проведены исследования динамики электрооптического отклика ячеек с DF НЖК по схеме, когда подъем пропускания осуществлялся при подаче SW импульса длительностью 0.5 s , а возвращение молекул в исходное состояние — с помощью HF поля с частотой 30 kHz . Эта схема позволила значительно снизить время подъема пропускания ячеек при условии $\tau_{off} = \tau_{HF}$. У ячейки A τ_{on} снизилось на порядок до 15 ms при $U = 30 \text{ V}$, а у ячейки B $\tau_{on} = 6 \text{ ms}$ — при более высоких амплитудах управляющего напряжения. При этом время спада у ячейки A уменьшилось до 0.6 s , несмотря на понижение U_{pp}^h до 15 V по сравнению со схемой DFA (№ 2 и 3 в табл. 2), в то время как у ячейки B τ_{off} увеличилось в 2 раза (№ 6 и 7 в табл. 2). Наблюдаемые различия в динамике спада пропускания для ячеек A и B можно объяснить генерацией остаточного напряжения постоянного тока при приложении постоянного электрического поля к слою НЖК в результате процессов адсорбции и десорбции ионных зарядов на межфазной границе [12]. При этом электрический потенциал адсорбированных ионных зарядов будет зависеть не только от свойств НЖК, но и от электрических свойств ориентирующего слоя. Можно ожидать, что он будет выше в ячейках B и D, в которых НЖК граничит со слоем a-C:H, удельное сопротивление которого порядка $10^{-13} \Omega$ [13].

В результате проведенных исследований электроуправляемого спада оптического пропускания в ячейках с симметричными граничными условиями, заполненных DF НЖК, показано, что при приложении к ячейкам HF поля время спада пропускания можно снизить на порядок по сравнению со временем естественной упругой релаксации, благодаря размещению на границе с НЖК тонкого диэлектрического слоя a-C:H. Значительное снижение времени подъема оптического пропускания, наблюдаемое при приложении к ячейкам прямоугольного импульса постоянного тока, может быть вызвано генерацией остаточного напря-

жения постоянного тока на границе раздела фаз в результате разделения ионных зарядов в НЖК. В заключение следует заметить, что изменение граничных условий путем модификации свойств ориентирующей НЖК-поверхности можно рассматривать как реальный путь повышения быстродействия фазовых модуляторов света, наряду с оптимизацией электроуправления подъемом и спадом оптического пропускания.

Работа выполнена при поддержке ведущей научной школы РФ (НШ-5549.2006.9) в рамках ФЦП по мероприятию 1.4, финансируемой за счет ГК № 02.514.11.4057.

Список литературы

- [1] *Wu Y.-H., Liang X., Lu Y.-Q., Du F., Lin Y.-H., Wu S.-T.* // *Appl. Opt.* 2005. V. 44. N 20. P. 4394–4398.
- [2] *Wang Q., He S.* // *J. of Modern Optics.* 2006. V. 53. N 4. P. 481–493.
- [3] *Jewell S.A., Sambles J.R.* // *Optics express.* 2005. V. 13. N 7. P. 2627–2633.
- [4] *Mottram N.J., Brown C.V.* // *Phys. Rev. E.* 2006. V. 74. P. 031703-1–7.
- [5] *Kirby A.K., Love G.D.* // *Optics express.* 2004. V. 12. N 7. P. 1470–1475.
- [6] *Коншина Е.А., Костомаров Д.С.* // *Оптический журнал.* 2007. № 10. С. 88–90.
- [7] *Коншина Е.А., Федоров М.А.* // *Письма в ЖТФ.* 2006. Т. 32. В. 22. С. 15–21.
- [8] *Коншина Е.А., Федоров М.А., Амосова Л.П.* // *Оптический журнал.* 2006. Т. 73. № 12. С. 9–13.
- [9] *Коншина Е.А., Федоров М.А., Амосова Л.П., Воронин Ю.М.* // *ЖТФ.* 2008 (в печати).
- [10] *Golovin A.B., Shiyanovskii S.V., Lavrentovich O.D.* // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 83. N 19. P. 3864–3866.
- [11] *Brimicombe P.D., Parry-Jones L.A., Elston S.J., Raynes E.P.* // *J. Appl. Phys.* 2005. V. 98. P. 104104-1–6.
- [12] *Mizusaki M., Miyashita T., Uchida T., Yamada Y., Ishii Y., Mizushima S.* // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 102. P. 014904-1–6.
- [13] *Коншина Е.А.* // *ЖТФ.* 2000. Т. 70. В. 3. С. 87–89.