

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 05-02-16675) и ОФН РАН.

Список литературы

1. De Gennes P G, Prost J *The Physics of Liquid Crystals* 2nd ed. (New York: Oxford Univ. Press, 1993)
2. Stoebe T, Mach P, Huang C C *Phys. Rev. Lett.* **73** 1384 (1994)
3. Demikhov E I, Dolganov V K, Meletov K P *Phys. Rev. E* **52** R1285 (1995)
4. Pankratz S et al. *Phys. Rev. E* **60** R2456 (1999)
5. Cluzeau P et al. *Phys. Rev. E* **62** R5899 (2000)
6. Meyer R B et al. *J. Phys. Lett. (France)* **36** L69 (1975)
7. Andreeva P O et al. *Phys. Rev. E* **59** 4143 (1999)
8. Link D R, Maclennan J E, Clark N A *Phys. Rev. Lett.* **77** 2237 (1996)
9. Dolganov P V, Bolotin B M, Fukuda A *Phys. Rev. E* **70** 041708 (2004)
10. Dolganov P V, Suzuki Y, Fukuda A *Phys. Rev. E* **65** 031702 (2002)
11. Čepič M, Žekš B *Mol. Cryst. Liq. Cryst. Sci. Technol. A* **268** 61 (1995)
12. Rovsek B, Čepič M, Žekš B *Phys. Rev. E* **62** 3758 (2000)
13. Dolganov P V et al. *Письма в ЖЭТФ* **76** 579 (2002)
14. Dolganov P V et al. *Phys. Rev. E* **67** 041716 (2003)
15. Heinekamp S et al. *Phys. Rev. Lett.* **52** 1017 (1984)
16. Chao C Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 4048 (2001)
17. Dolganov P V et al. *Письма в ЖЭТФ* **80** 311 (2004)
18. Stoebe T, Huang C C *Int. J. Mod. Phys. B* **9** 2285 (1995)
19. Poulin P et al. *Science* **275** 1770 (1997)
20. Lubensky T C et al. *Phys. Rev. E* **57** 610 (1998)
21. Poulin P, Weitz D A *Phys. Rev. E* **57** 626 (1998)
22. Pettey D, Lubensky T C, Link D R *Liq. Cryst.* **25** 579 (1998)
23. Cluzeau P et al. *Phys. Rev. E* **63** 031702 (2001)
24. Cluzeau P et al. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **364** 381 (2001)
25. Cluzeau P et al. *Письма в ЖЭТФ* **75** 573 (2002)
26. Cluzeau P et al. *Письма в ЖЭТФ* **76** 411 (2002)
27. Dolganov P V et al. *Eur. Phys. J. E* **12** 593 (2003)

PACS numbers: 42.70.Df, 42.70.Qs, 42.79.Kr, **61.30.** – v

Электрооптика и фотоника жидких кристаллов

С.П. Палто

1. Введение

В докладе кратко рассматриваются некоторые перспективные направления исследований в области электрооптики и фотоники нематических жидких кристаллов. В частности, обсуждаются эффекты бистабильного переключения и лазерной генерации в хиральных нематиках.

Физика жидких кристаллов (ЖК) относится к области знаний, которая, претерпев стремительное развитие на протяжении полувека, привела к широкому применению жидких кристаллов в различных электрооптических устройствах и высокотехнологичных продуктах, таких как информационные дисплеи и плоские телевизионные экраны. Следует заметить, что прогресс в науке о жидких кристаллах обусловлен достижениями в различных областях. Развитие математических моделей жидкокристаллического состояния (в первую очередь это теория упругости Франка–Озеена [1, 2] и теория гидродинамики Лесли для нематической фазы [3]), описание структуры и свойств различных жидкокристаллических фаз на основе симметричных представлений [4], синтез огромного количества новых химических соединений (фирмы Merck в Германии, Roche в Швейцарии, ВДН в Англии, НИОПиК в России и др.), существующих в жидкокристаллическом состоянии, стали для экспериментальной

физики той основой, которая позволила обнаружить и понять множество новых физических эффектов.

В данной работе не ставится задача обзора всех значимых результатов в области оптики и электрооптики ЖК (заинтересованному читателю можно порекомендовать монографии [5, 6]). В этой статье мы ограничимся обсуждением отдельных направлений в электрооптике и фотонике нематических жидких кристаллов. Это лишь небольшая часть всего спектра проводимых исследований, но, на мой взгляд, эти направления динамично развиваются в последнее время, привлекая к себе все большее внимание. Здесь кратко обсуждаются достижения различных исследовательских групп. В первую очередь, мне хотелось продемонстрировать некоторые результаты коллектива лаборатории жидких кристаллов Института кристаллографии РАН, к которому я принадлежу. Так, недавно нами были обнаружены и исследованы различные моды бистабильного переключения в двухчастотных нематических жидких кристаллах [7]. Это очень красивый электрооптический эффект. Мультистабильные или бистабильные состояния, которые можно переключать, используя короткие импульсы электрического поля, интересны не только с физической, но и с прикладной точки зрения для создания новых типов дисплеев, обладающих, например, свойствами "электронной бумаги" [8]. Привлекательность таких устройств заключается в значительном снижении потребляемой энергии, которая расходуется лишь в процессе переключения между различными состояниями и не требуется для поддержания определенного состояния. Кроме того, пороговый характер переключения снимает ограничения на количество адресуемых элементов в случае матричных дисплеев без активных элементов (тонкопленочных транзисторов).

К сожалению, из-за ограниченного объема этой статьи, пришлось опустить отдельные результаты, относящиеся к фотоориентированным пространственно-периодическим структурам ЖК [9]. Дифракция света на таких пространственно-периодических структурах оказывается чувствительной к поляризационному состоянию света и может управляться внешним электрическим полем. Подобные структуры перспективны для создания поляризационных приборов, а также для исследований новых лазерных эффектов в ЖК.

Обсуждаемые эффекты иллюстрируются результатами численного моделирования. Эти результаты получены мною с использованием специально созданного программного обеспечения. Достоверность результатов такого моделирования подтверждена как в нашей лаборатории, так и другими зарубежными коллективами. Например, рассматриваемый здесь эффект бистабильного двухчастотного переключения сначала был рассчитан (предсказан). Последующее его наблюдение и экспериментальные исследования в деталях подтвердили результаты моделирования.

Здесь рассматриваются исключительно нематические ЖК. Оптика и электрооптика сегнетоэлектрических жидких кристаллов не обсуждается, хотя в данной области также имеются значимые достижения [10–12].

2. Некоторые основные определения и свойства нематических ЖК

Для облегчения понимания обсуждаемых проблем специалистами, работающими вне области ЖК, здесь

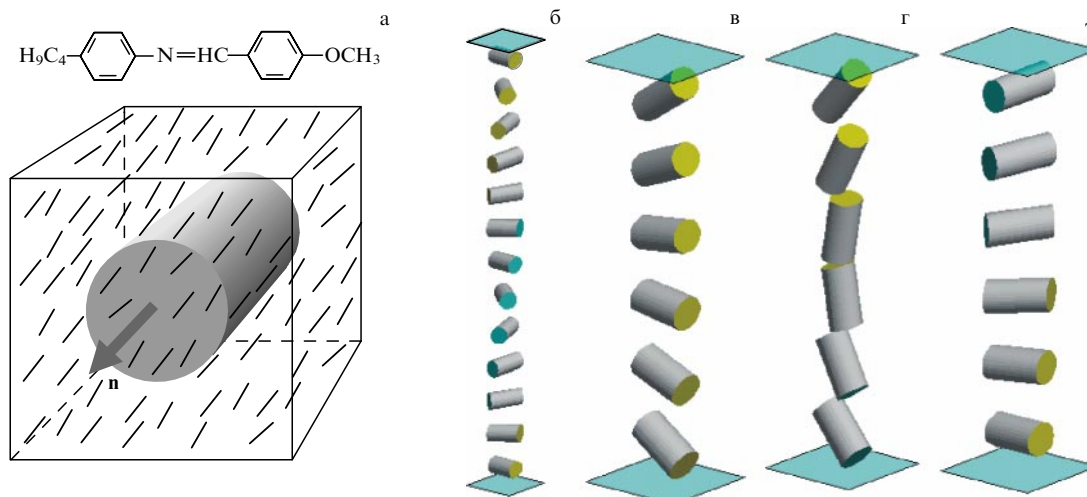


Рис. 1. Пример формулы молекулы классического ЖК (ММВА). Схематические изображения распределения молекул в нематической фазе (а), геликоидального распределения поля директора в холестериках (б) и трех типов деформации поля директора ((в) поперечный изгиб (splay), (г) продольный изгиб (bend), (д) твист (twist)). Локальное преимущественное направление ориентации молекул характеризуется директором \mathbf{n} , изображаемым в виде цилиндра.

кратко определяются некоторые основные понятия. Так, молекулы веществ, образующих жидкокристаллические фазы в определенном интервале температур (термотропные ЖК), имеют диско- или, как правило, стержнеобразную форму, что обуславливает анизотропию их физических свойств. Для нематической фазы характерна лишь ориентационная упорядоченность молекул (рис. 1а). Трансляционная периодичность, типичная для твердых кристаллов, в нематиках отсутствует. Отдельную группу нематиков составляют хиральные нематики (холестерические ЖК или нематики, допированные хиральными добавками). Между нематиками и холестерическими ЖК нет различий в смысле локального упорядочения молекул. Однако в хиральных нематиках возможно существование выделенного направления, вдоль которого возникает геликоидальное распределение молекул с пространственным периодом P_0 , называемым "естественным шагом спирали" (рис. 1б).

Локальное ориентационное состояние молекул в нематиках описывается единичным вектором \mathbf{n} , который называют "директором". Директор, заданный в некоторой пространственной точке, не только определяет преимущественное направление ориентации молекулярных осей в окрестности этой точки, но и задает собственную локальную систему координат, в которой тензор диэлектрической проницаемости имеет простейший диагональный вид. Нематики являются оптически одноосными средами и характеризуются двумя главными значениями тензора диэлектрической проницаемости, которые соответствуют проницаемости параллельно (ε_{\parallel}) и перпендикулярно (ε_{\perp}) направлению директора. Естественно, компоненты тензора диэлектрической проницаемости зависят от частоты поля. В оптической области частот их значения определяются электронными переходами и соответствующими поляризуемостями. В случае стержнеобразных молекул наибольшее значение диэлектрической проницаемости, как правило, обеспечивается вдоль директора. В низкочастотной области, где существен вклад от других релаксационных мод, диэлектрическая проницаемость вдоль директора может

быть меньше, чем в перпендикулярных направлениях. В последнем случае говорят, что ЖК имеет отрицательную диэлектрическую анизотропию. Существует класс жидкокристаллических материалов, для которых, в силу особой частотной дисперсии, наблюдается инверсия знака диэлектрической анизотропии в области звуковых частот. Такие ЖК называются двухчастотными, а частота f_i , на которой диэлектрическая анизотропия отсутствует, называется частотой инверсии знака анизотропии. Ниже этой частоты диэлектрическая анизотропия положительна ($\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp} > 0$, $f < f_i$), а выше — отрицательна. Именно бистабильные электрооптические эффекты в двухчастотных ЖК будут наиболее детально рассмотрены ниже.

Наряду с анизотропией диэлектрической проницаемости для жидких кристаллов характерна также и анизотропия вязкоупругих свойств. К настоящему времени достаточно полное экспериментальное подтверждение получила модель Франка–Озеена [1, 2], в которой плотность энергии упругой деформации нематиков выражается в виде трех независимых вкладов:

$$F = \frac{1}{2} \left[K_1 (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_2 \left(\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n} + \frac{2\pi}{P_0} \right)^2 + K_3 (\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2 \right]. \quad (1)$$

Слагаемые в (1) отвечают поперечному и продольному изгибам, а также кручению с соответствующими константами упругости K_1 , K_3 и K_2 (рис. 1в–д). Кроме того, Лесли показал, что ориентационная динамика и гидродинамика нематических ЖК может быть исчерпывающе описана пятью независимыми константами вязкости [3]. Уравнения вязкоупругой ориентационной динамики совместно с уравнениями гидродинамики и электромагнитной теории Максвелла для анизотропных и неоднородных сред предоставляют ту необходимую основу, которая используется (в том числе и в данной работе) для компьютерного моделирования электрооптических и лазерных эффектов в жидких кристаллах.

Предметом нашего рассмотрения будут тонкие жидкокристаллические слои (пленки), заключенные

между двумя твердыми подложками. Как правило, подложки — это стекла с нанесенными прозрачными электродами, на которые, в свою очередь, нанесены ориентирующие полимерные пленки, определяющие условия ориентации директора ЖК на границах. Зазор между двумя подложками задается специальными технологическими приемами (например, тефлоновыми прокладками толщиной в диапазоне от единиц до десятков микрон) и заполняется ЖК. Такую конструкцию принято называть жидкокристаллической ячейкой. Для исследования электрооптических эффектов жидкокристаллическая ячейка обычно помещается между двумя поляризаторами света (например, в поляризационном микроскопе), а к электродам прикладывается напряжение определенной формы.

3. Эффекты бистабильного электрооптического переключения

В физических механизмах бистабильного переключения ключевую роль играет взаимодействие ЖК с ориентирующими поверхностями. Вопросу взаимодействия ЖК с различными поверхностями посвящено огромное количество работ, в том числе книг [13, 14]. Взаимодействие ЖК с поверхностью принято характеризовать энергией сцепления. Так, любая поверхность характеризуется нормалью \mathbf{s} . Кроме того, в отношении ЖК, поверхность также характеризуется "легкой осью" \mathbf{a} , вдоль которой предпочитают ориентироваться молекулы в отсутствие деформации поля директора. Таким образом, нормаль \mathbf{s} и "легкое" направление \mathbf{a} образуют одну из принципиальных плоскостей. Если с данной плоскостью связать локальную систему координат x', y', z' так, что ось x' перпендикулярна этой плоскости, а ось y' параллельна \mathbf{a} , то энергию сцепления W можно определить в терминах физической работы, затрачиваемой на отклонение директора ЖК от направления \mathbf{a} в двух ортогональных плоскостях $y'x'$ и $y'z'$:

$$W = \frac{1}{2} W_a n_{x'}^2 + \frac{1}{2} W_z n_{z'}^2 \equiv \frac{1}{2} (\mathbf{Mn}) \cdot \mathbf{n},$$

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} W_a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & W_z \end{pmatrix},$$
(2)

где $n_{x'}$ и $n_{z'}$ — x' - и z' -компоненты директора. Физическая работа, затрачиваемая на отклонение директора на один и тот же угол в плоскостях $y'x'$ и $y'z'$, может различаться, поэтому в общем случае коэффициенты W_a и W_z разные и, соответственно, характеризуют азимутальный и зенитальный вклады в энергию сцепления. Выражение (2) записано в локальной (собственной) системе координат, где оно имеет прозрачный физический смысл. Удобство формы (2) заключается в том, что переход к представлению энергии в лабораторной системе, связанной с нормалью к поверхности, можно легко осуществить, применяя к матрице \mathbf{M} стандартное тензорное преобразование подобия:

$$W = \frac{1}{2} [(\mathbf{RMR}^{-1})\mathbf{n}] \cdot \mathbf{n},$$
(3)

где \mathbf{R} — матрица вращения. Представление (3) является обобщением известного выражения Рапини [15] и оказывается очень удобным в общих случаях, когда ориентирующая поверхность имеет сложную геометрическую

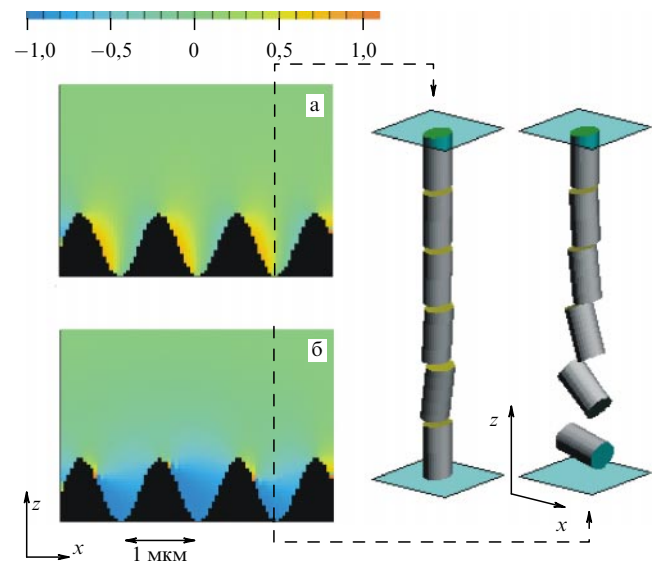


Рис. 2. Результаты моделирования зенитальной бистабильности (см. текст). Показаны пространственное распределение поля директора (x -компонента) в плоскости xz в двух состояниях. Переключение из состояния (а) в (б) и обратно осуществляется соответственно однополярными импульсами напряжения $+20$ и -15 В с длительностью 2 мс. Основные параметры ЖК: $K_1 = 5$ пН, $K_2 = 3$ пН, $K_3 = 10$ пН, вязкость $\gamma = 0,1$ Па с, диэлектрическая анизотропия $\Delta\epsilon = 10$, флексоэлектрические коэффициенты $e_1 = 20$ пКл м $^{-1}$, $e_3 = 0$. Энергия сцепления на обеих поверхностях $W_a = W_z = 0,1$ мДж м $^{-2}$.

форму. Эффект зенитальной бистабильности [16], реализуемый в случае ориентации ЖК рельефными поверхностями, является лишь одним из примеров, когда представление (3) оказывается эффективным для численного моделирования. На рисунке 2 показан результат моделирования переключения в ячейке, где обе поверхности обеспечивают локальную гомеотропную (легкая ось совпадает с нормалью к поверхности) ориентацию ЖК, но одна из поверхностей имеет рельеф синусоидальной формы и, соответственно, легкая ось меняет свою локальную ориентацию по отношению к фиксированной лабораторной системе координат.

На рисунке показаны вычисленные распределения поля директора в двух переключаемых состояниях. Примечательно, что в данном примере переключение реализуется импульсами напряжения противоположного знака. Моделирование подтверждает точку зрения авторов работы [16] о флексоэлектрической природе этого эффекта. Оно также показывает, что в данном случае существенным фактором является величина энергии сцепления, так как переключение требует разрушения сцепления на рельефной поверхности и создания дефектов в распределении поля директора ЖК в одном из состояний.

Мультистабильные состояния ЖК возможны и при более простых граничных условиях. В качестве примера рассмотрим очень важный случай планарных граничных условий, когда легкие оси на обеих ориентирующих поверхностях параллельны и лежат в их плоскостях. Пусть нематический жидкий кристалл допирован хиральной добавкой, обеспечивающей величину естественного шага спирали P_0 . Для начала мы ограничимся ситуацией без внешнего электрического поля, что при данных граничных условиях исключает деформации

поля директора типа поперечного и продольного изгиба. Интегрирование плотности свободной энергии (1) по толщине d слоя ЖК с учетом энергии сцепления (3) приводит к следующему выражению для свободной энергии на единицу площади:

$$\Phi = \frac{K_2 d}{2} (q_0 - q)^2 + W_{a1} \sin^2 \varphi_1 + W_{a2} \sin^2 \varphi_2. \quad (4)$$

Здесь $q_0 = 2\pi/P_0$, а q соответствует пространственной частоте геликоидального распределения директора:

$$n_x = \cos(qz + \varphi_1), \quad n_y = \sin(qz + \varphi_1), \quad n_z = 0 \quad (5)$$

при наличии сцепления, приводящего к граничным условиям:

$$\varphi_1 + qd = \varphi_2 + \pi k, \quad -\pi < \varphi_{1,2} \leq \pi, \quad (6)$$

где $\varphi_{1,2}$ — азимутальные углы отклонения директора от легких осей соответственно на первой и второй поверхностях, а k — целые числа. Варьируя (4) по углам $\varphi_{1,2}$, легко найти условия для экстремальных значений свободной энергии, которые при одинаковом сцеплении на обеих границах имеют следующий вид:

$$\varphi_1 = -\varphi_2, \quad q = q_0 + \frac{W_a}{2K_2} \sin(\pi k - qd). \quad (7)$$

Дополнительное условие

$$K_2 + 2W_a d \cos(\pi k - qd) > 0 \quad (8)$$

обеспечивает минимумы энергии, т.е. равновесные конфигурации распределения директора (в данном случае речь идет не только о состояниях с глобальным минимумом энергии, но и о метастабильных состояниях). Решения (7) легко представить графически как точки пересечения двух функций:

$$f(q) = q - q_0 \quad \text{и} \quad g(q) = \frac{W_a}{2K_2} \sin(\pi k - qd).$$

При этом очевидно, что чем больше отношение энергии сцепления W_a к модулю упругости K_2 , тем больше существует метастабильных конфигураций распределения поля директора. Эти конфигурации отличаются волновым числом q , т.е. количеством витков спирали на толщине слоя d . Важно подчеркнуть, что для всех четных значений k функция $g(q)$ одна и та же, но для всех нечетных значений k она сдвинута по фазе на π . Следовательно, существуют две группы решений — соответственно для четных и нечетных значений k . Наличие двух групп решений отражает физические механизмы, лежащие в основе бистабильного переключения. Так, разным значениям k соответствуют разные закрученные состояния директора, отличающиеся соответствующим количеством полувитков спирали на толщине d . Если мы рассматриваем только состояния в пределах одной из групп (например, четные k), то ориентация директора в центре ячейки ($z = d/2$) остается одной и той же. Однако переход из группы четных значений k в "нечетную" группу требует изменения ориентации директора в центре ячейки на 90° , что невозможно при симметрично-граничных условиях. Таким образом, переходы между

состояниями из различных групп при однородных внешних воздействиях (изменение температуры, приложение электрического поля) оказываются запрещенными. Тем не менее переходы разрешены в пределах одной группы, например, за счет "проскальзывания" директора на границах [17]. Более того, даже при бесконечной энергии сцепления на поверхностях, когда проскальзывание невозможно, переходы между состояниями в пределах одной из групп возможны через непрерывную деформацию поля директора в объеме. Для переходов между состояниями из разных групп такая непрерывная деформация отсутствует, и соответствующие переходы запрещены. То есть, состояния в пределах одной из групп являются топологически эквивалентными и между ними возможно бездефектное переключение даже при жестком сцеплении.

Первые наблюдения бистабильного переключения между топологически эквивалентными состояниями (однородным и геликоидальным, закрученным на 2π) были осуществлены Берреманом и Хеффнером [18]. Авторы показали, что при отношениях d/P_0 в интервале $\sim 0,5-0,7$, когда основному равновесному состоянию соответствует геликоидальное распределение директора с одним полувитком на толщине слоя, реализуется переключение между метастабильным однородным (раскрученная спираль) и геликоидальным 2π -состоянием с шагом спирали P , равным толщине d . Такое переключение оказалось возможным благодаря особому характеру взаимодействия с гидродинамическими потоками, зависящего от формы переключающего напряжения на ячейке. Существенная проблема в эффекте Берремана–Хеффнера — это наличие трех состояний, одно из которых, являясь основным (термодинамически равновесное π -состояние), топологически неэквивалентно двум переключаемым состояниям. Поэтому переход к "рабочему" режиму требует процедуры устранения топологически неэквивалентного состояния, что возможно только через образование дефектов. Недавно в работе [19] нами было показано, что выбор ЖК с отношением $K_3/K_2 > 3$ позволяет реализовать аналогичное переключение в условиях, когда основным состоянием является 2π -состояние и проблема наличия топологически неэквивалентного π -состояния исчезает.

Нами обнаружен еще один эффективный способ реализации различных мод бистабильного переключения [7]. Он связан с использованием двухчастотных ЖК.

На рисунке 3 показана частотная зависимость диэлектрической анизотропии для одного из таких ЖК. Видно, что в области низких частот диэлектрическая анизотропия положительна ($\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp} > 0$, $f < f_i = 5$ кГц), а на высоких частотах отрицательна. Таким образом, в низкочастотном поле директор стремится ориентироваться вдоль поля, а в высокочастотном поле — перпендикулярно его направлению. Компьютерное моделирование показывает, что использование специального управляющего напряжения из низкочастотных и высокочастотных импульсных пакетов позволяет реализовать различные режимы бистабильного переключения. На рисунке 4 показаны результаты численного моделирования и измерений электрооптического отклика в режиме переключения между однородным и геликоидальным 2π -состоянием. В данном случае переключаемые состояния являются топологически эквива-

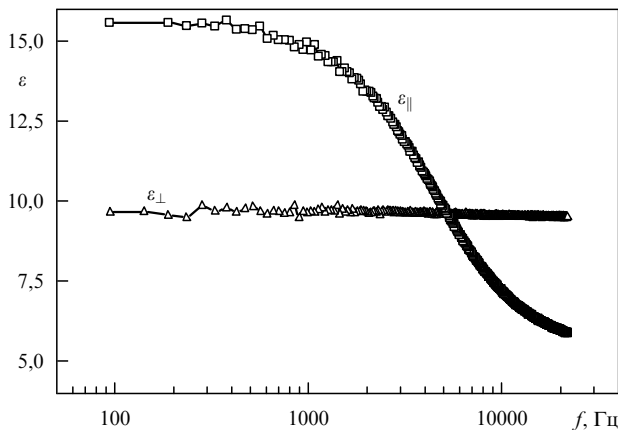


Рис. 3. Частотные зависимости компонент диэлектрической проницаемости двухчастотного ЖК (жидкокристаллическая смесь TF140СН, М.И. Барник ИК РАН).

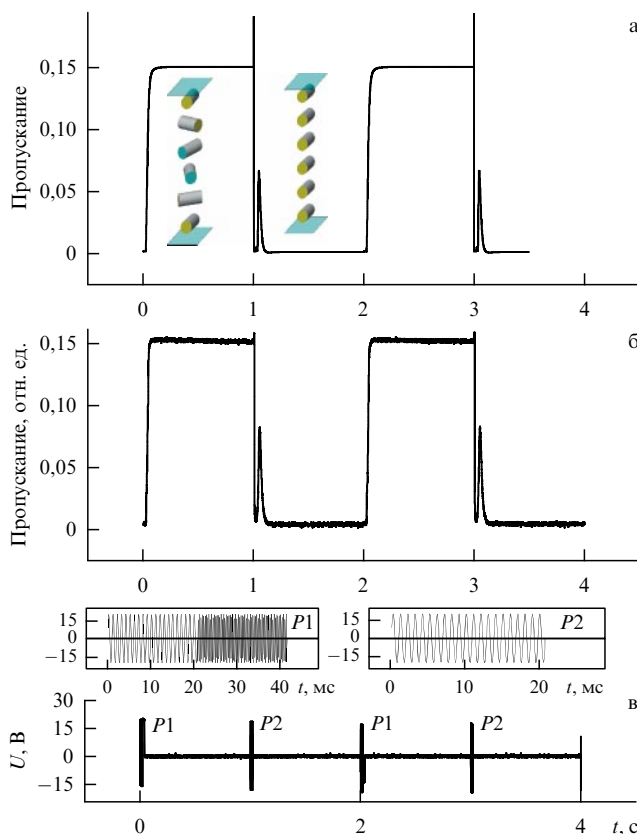


Рис. 4. Электрооптический отклик (пропускание света) при бистабильном двухчастотном переключении между однородным и геликоидальным (2π) состояниями: (а) результат компьютерного моделирования; (б) результат экспериментальных измерений; (в) переключающие импульсы напряжения и их форма. Ячейка ЖК находится между скрещенными поляроидами, так что ось одного из поляроидов совпадает с легкими осями ориентации ЖК на граничных поверхностях. При компьютерном моделировании использовались параметры, близкие к измеренным для экспериментального ЖК (индексы преломления $n_{\perp} = 1,5$, $n_{\parallel} = 1,72$, вращательная вязкость $\gamma = 0,5$ Па с, коэффициенты вязкости Лесли $\alpha_4 = \alpha_5 = 0,25$ Па с, диэлектрическая анизотропия показана на рис. 3).

ному управлению бистабильное переключение слабо зависит от количества хиральной добавки. Для снятия вырождения между закрученными состояниями разного знака (2π и -2π) и исключения соответствующих доменов достаточно лишь небольшого количества хиральной добавки ($d/P_0 \sim 0,02$) или небольшого азимутального смещения (доли градуса) направления легкой оси на одной из поверхностей. Следует отметить, что время переключения в 2π -состояние практически определяется параметрами высокочастотного пакета напряжения и может составлять доли миллисекунды. Обратное переключение в однородное состояние содержит значительный участок свободной релаксации директора, поэтому соответствующее время определяется вязкоупругими свойствами ЖК и толщиной ячейки d . Участок свободной релаксации может проявляться в электрооптическом отклике в виде "всплеска" ("баунса") пропускания после импульса низкочастотного поля. Моделирование и эксперимент показывают, что "баунс" подавляется при уменьшении допирования ЖК хиральной добавкой. Таким образом, эффективное (электрооптическое) время переключения может быть также уменьшено до длительности низкочастотного импульса. Нами экспериментально подтверждена и возможность других режимов двухчастотного бистабильного переключения между разными топологически эквивалентными состояниями: $-\pi/2 \leftrightarrow 3\pi/2$, $-\pi \leftrightarrow +\pi$ и др.

Существенно, что в условиях конечной, но сильно различающейся энергии сцепления ЖК на двух ориентирующих поверхностях, обсуждавшийся выше запрет на переходы между топологически неэквивалентными состояниями исчезает. Если напряженности электрического поля достаточно, чтобы разрушить сцепление на одной из границ, то возможны, например, переходы между однородным и π -состоянием (полвитка спирали на толщине d). В этой ситуации "хиральным" допированием легко обеспечить равенство свободных энергий однородного и π -состояния, так что оба состояния будут основными в термодинамическом смысле.

При выключенном поле, даже при небольшом различии энергий этих состояний переходы между ними становятся крайне маловероятными из-за их топологической неэквивалентности. Практически реализуются состояния с временем жизни более сотен часов. Впервые этот подход был продемонстрирован французской компанией NEMOPTIK (технология BiNem) с использованием специальных ориентирующих покрытий, обеспечивающих слабую энергию сцепления на одной из поверхностей [8]. Использование двухчастотных ЖК открывает новые возможности. На рисунке 5 показан результат численного моделирования при двухчастотном управлении.

Следует отметить, что в случае технологии BiNem, когда используются одночастотные ЖК, имеет место сильная зависимость переключения от отношения d/P_0 и угла преднаклона директора на границах слоя ЖК, что может создавать проблемы в реальных электрооптических устройствах. В нашем же случае двухчастотное переключение менее чувствительно как к отношению d/P_0 , так и к преднаклону директора. Как видно из рис. 5, эффект позволяет создавать электрооптические устройства, работающие на отражение и использующие всего один поляризатор, что важно для новых высокоотражающих дисплеев типа "электронной бумаги".

лентными, а основному состоянию соответствует однородное распределение директора. Благодаря двухчастот-

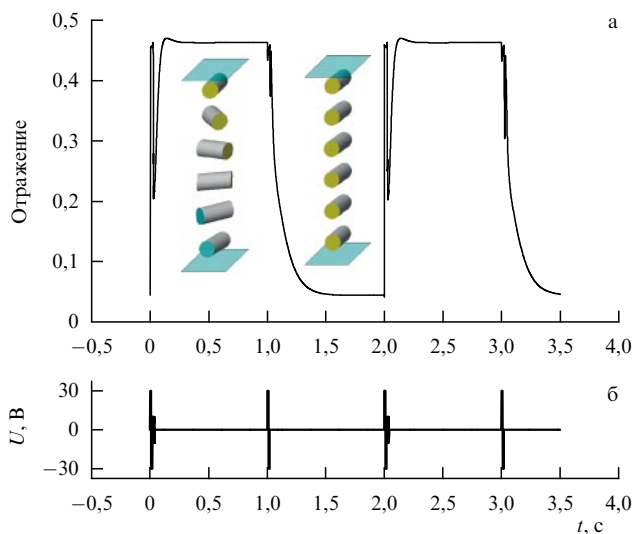


Рис. 5. Результат компьютерного моделирования электрооптического отклика (коэффициент отражения) при бистабильном двухчастотном переключении между однородным планарным и топологически неэквивалентным закрученным (π) состояниями (а) и соответствующие переключаются импульсы напряжения (б). Энергия сцепления на одной из ориентирующих поверхностей $W_a = W_z = 0,02 \text{ мДж м}^{-2}$ много меньше, чем на другой ($0,1 \text{ мДж м}^{-2}$). Ячейка ЖК помещена между зеркалом и поляризатором (используется только один поляризатор) с осью под 45° по отношению к легким осям ориентирующих поверхностей. Толщина слоя d и оптическая анизотропия ЖК Δn соответствуют оптической задержке $\Delta n d = 0,16 \text{ мкм}$.

4. Оптика и фотоника пространственно-периодических жидкокристаллических структур

Различные типы пространственной периодичности поля директора ЖК (холестерические ЖК, периодичность граничных условий, индуцированные полем периодические структуры ЖК и др.) представляют интерес с точки зрения фотоники и лазерной генерации [20–22]. Мы ограничимся лишь холестерическими ЖК, обратив внимание на некоторые новые особенности, которые выявляет численное моделирование.

Из-за особых оптических свойств холестерические ЖК принято относить к одномерным фотонным кристаллам [22]. Причиной этого является наличие в оптическом спектре полосы селективного отражения, которая соответствует запрещенной зоне для волн определенной поляризации. На рисунке 6а показаны спектры пропускания и отражения для слоя холестерического ЖК с шагом спирали $P = 0,4 \text{ мкм}$ при нормальном падении неполяризованного светового пучка. Эти спектры были рассчитаны на основе точного решения уравнений Максвелла методом комплексных матриц 4×4 с использованием алгоритма [23]. В данном примере область длин волн 600–680 нм соответствует запрещенной зоне. В этом диапазоне волн, когда выполняется неравенство

$$n_{\perp} P < \lambda < n_{\parallel} P \quad (9)$$

(где n_{\perp} , n_{\parallel} — индексы преломления перпендикулярно и параллельно директору ЖК), фотоны с циркулярной поляризацией, которая в смысле направления (знака) совпадает с направлением вращения директора холестерической спирали, проходят свободно, испытывая лишь френелевское отражение от границ слоя ЖК. Действи-

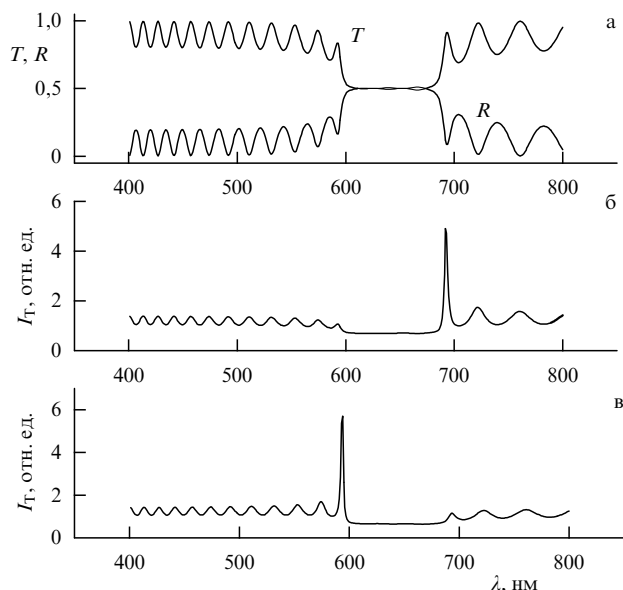


Рис. 6. Рассчитанные спектры пропускания T и отражения R (а), а также излучения I (б, в), демонстрирующие возникновение лазерной генерации в холестерическом слое ЖК (шаг спирали $P = 0,4 \text{ мкм}$, индексы преломления $n_{\perp} = 1,5$, $n_{\parallel} = 1,7$). Усиление (инверсия) среды ЖК моделировалась отрицательными значениями принципиальных индексов поглощения: (б) $k_{\perp} = 0$, $k_{\parallel} = -0,15$; (в) $k_{\perp} = -0,15$, $k_{\parallel} = 0$.

тельно, вектор поля волны с длиной в диапазоне (9) вращается синхронно с директором ЖК. Поэтому на протяжении всей толщины жидкокристаллического слоя фотоны "видят" одно и то же эффективное значение индекса преломления, лежащее в диапазоне (n_{\perp} , n_{\parallel}) и зависящее от мгновенной ориентации вектора электрического поля волны на входе в слой ЖК. То есть для фотонов, у которых знак циркулярной поляризации совпадает со знаком спирали поля директора, пленка холестерического ЖК "выглядит" изотропной. Для фотонов противоположной (ортогональной) циркулярной поляризации, наоборот, "видна" периодическая структура и выполнены условия брэгговского отражения. Таким образом, слой холестерического ЖК расщепляет неполяризованную волну на две циркулярно поляризованные — прошедшую и отраженную. Подчеркну, что в данной работе используется соглашение о знаке циркулярной поляризации света, принятое в современной физике. Так, волна имеет правую циркулярную поляризацию, если момент количества движения для ее фотонов совпадает с направлением их движения. Это "современное" определение оказывается согласованным с соответствующим определением знака хиральности холестерической спирали ЖК и позволяет легче понять природу селективного отражения. Следует иметь в виду, что во многих книгах используется "классическое" определение для циркулярной поляризации, когда ее знак определяется исходя из направления вращения вектора поля для наблюдателя, к которому движется фотон.

Наличие полосы селективного отражения позволяет реализовать лазерную генерацию в ЖК без использования внешних зеркал. Лазеры такого типа известны как лазеры с распределенной обратной связью. На рисунке 6 показаны рассчитанные спектры для случая инверсной холестерической среды. Оптическая инверсия среды,

когда большинство молекул находится в возбужденном состоянии, задавалась спектрально независимыми отрицательными значениями коэффициентов поглощения ($k < 0$), что соответствует усилению излучения в среде. Как видно из рисунка, в зависимости от характера анизотропии поглощения (усиления), лазерная генерация может быть реализована либо на длинноволновой ($k_{\perp} = 0$, $k_{\parallel} < 0$, рис. 6б), либо на коротковолновой ($k_{\perp} < 0$, $k_{\parallel} = 0$, рис. 6в) границе запрещенной зоны. Экспериментально разный знак анизотропии коэффициента усиления (в случае создания инверсии оптической накачкой или другим способом) может быть реализован при допировании холестерического ЖК различными типами дихроичных люминесцентных красителей, молекулы которых по-разному встраиваются в матрицу ЖК, ориентируясь соответствующими осцилляторами параллельно или перпендикулярно директору. Лазерная генерация в холестерических ЖК впервые наблюдалась в работе [20]. Однако авторы ожидали возникновения генерации в центре полосы селективного отражения, и поэтому результаты наблюдений не были правильно интерпретированы. В действительности только на краях зоны, где нет полного запрета на распространение волны одной из поляризаций, возможна реализация обратной положительной связи, необходимой для возникновения генерации. Показанная выше роль анизотропии поглощения (усиления) также имеет наглядную качественную интерпретацию. Действительно, чтобы вращение вектора поля волны было синхронно вращению директора, фотон на длинноволновом краю зоны должен взаимодействовать с наибольшим из возможных значений индекса преломления (n_{\parallel}). То есть вектор поля для фотонов длинноволнового края зоны параллелен директору ЖК при их распространении. Соответственно, эти фотоны могут наилучшим образом взаимодействовать лишь с молекулярными осцилляторами, которые также параллельны директору. Это и есть причина наиболее благоприятных условий для генерации на длинноволновом крыле при анизотропии поглощения, когда $|k_{\parallel}| > |k_{\perp}|$. Аналогично, противоположный знак анизотропии обеспечивает более благоприятные условия генерации на коротковолновом краю зоны. Отметим также, что снять запрет на возможность генерации внутри запрещенной зоны можно введением дефектов в идеальную холестерическую спираль. В этом смысле просле-

живаются аналогии с зонным описанием полупроводников [22].

В заключение хотелось бы отметить, что несмотря на относительно давние первые наблюдения лазерной генерации в ЖК, лишь в последнее время данная область стала активно исследоваться. Это связано с осознанием того, что ЖК являются по сути особым типом фотонных сред.

Работы автора и коллектива лаборатории жидких кристаллов выполнены при поддержке РФФИ (гранты 03-02-17288, 04-02-16466, 05-02-16703), Фонда содействия отечественной науке и Программы фундаментальных исследований ОФН РАН "Новые материалы и структуры".

Список литературы

- Oseen C W *Ark. Mat. Astron. Fys. A* **19** 1 (1925)
- Frank F C *Discuss. Faraday Soc.* **25** 19 (1958)
- Leslie F M *Arch. Ration. Mech. Anal.* **28** 265 (1968)
- Пикин С А *Структурные превращения в жидких кристаллах* (М.: Наука, 1981)
- Блинов Л М *Электро- и магнитооптика жидких кристаллов* (М.: Наука, 1978)
- Yeh P, Gu C *Optics of Liquid Crystal Displays* (New York: Wiley, 1999)
- Палто С П и др. "Бистабильный жидкокристаллический элемент и способ управления им", Заявка на патент, № 2004111280 от 14.04.2004
- Joubert C et al., *SID Symp. Digest* **33** (1) 30 (2002)
- Blinov L M et al. *Appl. Phys. Lett.* (2005) (submitted)
- Чилая Г С, Чигринов В Г *УФН* **163** (10) 1 (1993)
- Pozhidaev E P, Andreev A L, Kompanets I N *Proc. SPIE* **2731** 100 (1996)
- Blinov L M et al. *Phys. Rev. E* **66** 021701 (2002)
- Barbero G, Durand G, in *Liquid Crystals in Complex Geometries: Formed by Polymer and Porous Networks* (Eds G P Crawford, S Zumer) (London: Taylor & Francis, 1996) p. 21
- Томилини М Г *Взаимодействие жидких кристаллов с поверхностью* (СПб.: Политехника, 2001)
- Rapini A, Popolar M J J. *Phys. Colloq. (Paris)* **30** 54 (1969)
- Wood E L et al., *SID Symp. Digest* **31** (1) 124 (2000)
- Палто С П *ЖЭТФ* **121** 308 (2002)
- Bereman D W, Heffner W R *J. Appl. Phys.* **52** 3032 (1981)
- Палто С П, Барник М И *ЖЭТФ* **127** 220 (2005)
- Ильчишин И П и др. *Письма в ЖЭТФ* **32** 27 (1980)
- Matsui T, Ozaki M, Yoshino K *Appl. Phys. Lett.* **83** 422 (2003)
- Kopp V I, Zhang Z-Q, Genack A Z *Prog. Quantum Electron.* **27** 369 (2003)
- Палто С П *ЖЭТФ* **119** 638 (2001)