

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ ПЕРВОГО РОДА В НЖК С ПРИМЕСЬЮ ДЕНДРИМЕРА

Э.А. Бабаян, И.А. Будаговский, А.С. Золотко¹, М.П. Смаев², С.А. Швецов
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

Н.И. Бойко

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Химический факультет, 119991, Москва, Ленинские горы, дом 1, строение 3

М.И. Барник

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, 119333, Москва, Ленинский пр., 59

Экспериментально исследовано взаимодействие светового и низкочастотного электрических полей с нематическим жидким кристаллом (НЖК) с примесью наноразмерного карбосиланового содендримера второй генерации, содержащего терминальные азобензольные фрагменты.

Установлено, что светоиндуцированный переход Фредерикса в планарной жидкокристаллической ячейке является фазовым переходом первого рода и сопровождается широкой областью бистабильности. Воздействие дополнительного низкочастотного электрического поля понижает порог перехода и сужает область бистабильности. Воздействие света превращает переход Фредерикса, индуцированный низкочастотным полем, из перехода второго рода в переход первого рода. Ширина области бистабильности возрастает с увеличением интенсивности световой волны.

Развита теория взаимодействия светового и низкочастотного полей с НЖК, легированным дендримером, основанная на учете дополнительной (по сравнению со случаем нелегированной нематической матрицы) зависимости

¹ e-mail: zolotko@lebedev.ru

² e-mail: smayev@lebedev.ru

оптического вращающего момента от угла между директором НЖК и световым полем. Результаты расчета хорошо описывают экспериментальные данные.

ORIENTATIONAL FIRST-ORDER TRANSITIONS IN IN AN NLC WITH THE DENDRIMER ADMIXTURE

E.A. Babayan, I.A. Budagovsky, A.S. Zolot'ko,

M.P. Smayev, S.A. Shvetsov

*P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninsky pr. 53,
119991, Moscow, Russia*

N.I. Boiko

Chemistry Department, Moscow State University, 119991, Moscow, Russia

M.I. Barnik

*A.V. Shubnikov Institute of Crystallography, Russian Academy of Sciences, Leninsky
pr. 59, 119333, Moscow, Russia*

Interaction of light and ac electric fields with a nematic liquid crystal (NLC) with an admixture of nanosized second-generation carbosilane codendrimers containing terminal azobenzene fragments has been studied.

The light-induced Fredericksz transition in the planar liquid-crystalline cell was found to be the first-order transition, which is accompanied by a wide bistability region. An additional ac electric field decreases the transition threshold and narrows the bistability range. The light influence transforms the Fredericksz transition under ac field from the second-order to the first-order transition. The bistability region increases with the light wave intensity.

The theory of the interaction of light and ac fields with NLCs doped with dendrimer is developed taking into account an additional (with respect to the case of the undoped nematic matrix) dependence of the optical on the angle between the director and the light field. The calculation results are in good agreement with the experimental data.

ВВЕДЕНИЕ

Надмолекулярная структура нематических жидких кристаллов (НЖК) весьма восприимчива к воздействию внешних постоянных или низкочастотных (квазистационарных) электрических и магнитных полей, а также к воздействию света.

Переориентация директора в магнитном [1, 2] и электрическом [3] полях впервые наблюдалась и исследовалась еще в 30-х годах прошлого столетия профессором Ленинградского университета В.К. Фредериксом и его сотрудниками. В настоящее время явление переориентации директора НЖК низкочастотным электрическим полем лежит в основе применений НЖК для отображения информации.

Если невозмущенный директор НЖК n_0 перпендикулярен полю (в случае положительных значений диэлектрической ($\Delta\epsilon$) или магнитной ($\Delta\mu$) анизотропии) или параллелен ему (в случае отрицательного значения соответствующей анизотропии), то переориентация директора имеет пороговый характер [1-5].

В магнитном поле \mathbf{H} этот переход всегда является фазовым переходом второго рода [4]. Параметром порядка [6] такого перехода является угол поворота директора ψ ; симметричная фаза соответствует однородному полю директора ($\psi=0$), несимметричная – деформированному ($\psi\neq 0$). Для перехода второго рода угол поворота директора является непрерывной функцией поля (в отличие от перехода первого рода, когда этот угол испытывает скачок в точке перехода).

Для электрических полей ситуация значительно сложнее. Физической причиной этого является большая величина диэлектрической анизотропии $\Delta\epsilon \sim 1$ (на шесть порядков больше магнитной анизотропии), которая приводит к обратному влиянию деформации поля директора на электрическое поле. Теоретический анализ [7] показал, что в случае $\Delta\epsilon > 0$ переход Фредерикса в

электрическом поле \mathbf{G} , перпендикулярном плоскости жидкокристаллического слоя (деформация поперечного изгиба (splay) в планарном НЖК), всегда является переходом второго рода. В то же время, переходы в электрическом поле параллельном слою (деформация кручения (twist) в планарном НЖК и деформация продольного изгиба (bend) в гомеотропном НЖК) могут быть переходами первого рода при достаточно большой диэлектрической и (для продольного изгиба) упругой анизотропии [8-10].

Таким образом, переход Фредерикса первого рода под действием электрического поля может наблюдаться только в случае, когда электрическое поле параллельно ориентирующим поверхностям. Такие переходы наблюдались экспериментально в [9].

В работах [9, 10] были также теоретически проанализированы все шесть возможных геометрий пороговой переориентации директора \mathbf{n} планарно и гомеотропно ориентированных НЖК с положительными $\Delta\epsilon$ и $\Delta\mu$ под действием одновременно приложенных электрического \mathbf{G} и магнитного \mathbf{H} полей (одно из этих полей вызывает переход, а другое стремится стабилизировать невозмущенное поле директора \mathbf{n}_0). Были установлены условия, при которых стабилизирующее поле приводит к возникновению переходов 1-го рода.

Переход Фредерикса второго рода в световом поле \mathbf{E} наблюдался при нормальном падении линейно поляризованной световой волны на гомеотропно ориентированный НЖК [11-14]. В [15, 16] было теоретически предсказано, что при определенных значениях отношений компонент тензора диэлектрической проницаемости (на световой частоте) и упругих постоянных Франка светоиндуцированный переход Фредерикса в рассматриваемой геометрии может быть переходом первого рода. Однако экспериментальные наблюдения этого эффекта, насколько нам известно, к настоящему времени отсутствуют.

Условие $\mathbf{E} \perp \mathbf{n}_0$ выполняется также в ряде других случаев. Прежде всего упомянем нормальное падение на гомеотропно ориентированный НЖК циркулярно (или эллиптически) поляризованной световой волны [17-23]. В этом случае в НЖК возбуждаются взаимодействующие необыкновенная и

обыкновенная волны (в отличие от случая нормального падения, когда в объеме НЖК возбуждается только необыкновенная волна). Для поля директора в определенной области значений интенсивности световой волны наблюдаются переход первого рода и бистабильность полярного угла директора θ (угла между директором \mathbf{n} и нормалью к плоскости ячейки, т.е. \mathbf{n}_0) [18, 20]: одному и тому же значению интенсивности света соответствуют два стационарных значения θ . Одно из этих значений устанавливается при увеличении интенсивности, а другое – при ее уменьшении (т.е., наблюдается петля гистерезиса). Однако деформированное состояние НЖК не является стационарным: происходит прецессия директора (изменение полярного угла), причиной которой является передача НЖК момента импульса света. При наклонном падении на гомеотропно ориентированный НЖК световой волны, поляризованной перпендикулярно плоскости падения, возникают периодические и стохастические осцилляции поля директора, бистабильность не наблюдается [24-28]. В случае падения обыкновенной световой волны на планарно ориентированный НЖК переориентация директора практически подавлена из-за независимости распространения обыкновенной и необыкновенной волн (режим Могена) [12, 29, 30]. Выполнение условия пороговой переориентации директора возможно также при распространении световой волны вдоль жидкокристаллического слоя. Однако до настоящего времени наблюдалась только беспороговая переориентация в планарном НЖК с полем директора, предварительно деформированным низкочастотным электрическим полем [31].

Переходы Фредерикса первого рода в гомеотропно ориентированном НЖК под действием нормально падающей линейно поляризованной световой волны и стабилизирующего (магнитного или электрического) поля теоретически исследовались в [32-35] и экспериментально наблюдались в [36-38]. В освещаемых гомеотропно [37] и планарно [39] ориентированных НЖК наблюдались переходы первого рода в электрическом поле (теория этого эффекта в случае планарного НЖК рассматривалась в [40]).

Относительная ширина области оптической бистабильности при этих переходах (ширина петли гистерезиса), определенная как $\Delta_P = (P_{th,1} - P_{th,2})/P_{th,1}$ (где $P_{th,1}$ и $P_{th,2}$ – пороги перехода при увеличении и уменьшении мощности светового пучка) была мала. В [36] эта ширина составляла около 0.03 (сама петля гистерезиса была сильно размыта); в [37, 38] Δ_P равнялась 0.015. В [37, 39] относительная ширина области бистабильности при изменении электрического поля (определенная как $\Delta_U = (U_{th,1} - U_{th,2})/U_{th,1}$, где $U_{th,1}$ и $U_{th,2}$ - пороги перехода при увеличении и уменьшении напряжения) в облучаемых светом гомеотропном и планарном НЖК составляла 0.01 [37] и 0.05 [39], соответственно. В последнем случае скачкообразное изменение измерявшегося набега фазы наблюдалось только при увеличении электрического напряжения, приложенного к НЖК.

Существует ряд других возможностей реализации ориентационных переходов первого рода и бистабильности в НЖК во внешних полях. Среди них можно отметить переход под действием электрического поля в тонком гомеотропно ориентированном НЖК с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon < 0$ [41], переходы в поле двух световых пучков [42], переходы при повороте магнитного поля относительно НЖК [43], переходы, связанные с ограниченностью светового пучка [44], переход в одновременно приложенных дестабилизирующих магнитном и электрическом полях [45].

Во всех упомянутых выше работах светоиндуцированная переориентация директора НЖК происходила в прозрачных образцах и была обусловлена вращающим моментом Γ_{tr} , действующим со стороны светового электрического поля на индуцированные этим же полем диполи. В то же время, ориентационные оптические эффекты в НЖК возможны благодаря возбуждению низко- [46-51] и высокомолекулярных [52, 53] примесей. Связанный с поглощением света вращающий момент Γ_{abs} [47, 52, 54-59] может на порядки превышать момент Γ_{tr} . Ориентационные переходы первого рода в НЖК с примесью красителей наблюдались в [60] (при повороте НЖК относительно светового пучка, аналогично [43]) и в [61] (при одновременном воздействии на НЖК узкого

светового пучка и низкочастотного электрического поля). В последнем случае переход был принципиально связан с перестройкой поперечной структуры поля директора.

Таким образом, несмотря на значительный интерес к ориентационным переходам первого рода в НЖК, чисто оптический переход (не связанный с воздействием на НЖК дополнительных низкочастотных полей и поворотом жидкокристаллической ячейки) не наблюдался.

Новый подход к реализации оптических переходов первого рода, использованный в настоящей работе, основывается на том обстоятельстве, что для примесей, содержащих азобензольные хромофоры [51-53, 59-60, 62-65], фактор η усиления ориентирующего воздействия света на директор НЖК (определяемый соотношением $\Gamma_{\text{abs}} = \eta\Gamma_{\text{tr}}$) обычно зависит от угла Ψ между световым полем \mathbf{E} и директором \mathbf{n} . Такая зависимость может создавать дополнительный канал обратной связи между переориентацией директора и воздействием светового поля.

В [66] сообщалось о наблюдении чисто оптического перехода первого рода в планарно ориентированном НЖК с примесью дендримеров, содержащих азобензольные хромофоры. В данной работе представлены результаты подробного экспериментального и теоретического исследования поведения жидкокристаллической системы НЖК–дендример в световом и низкочастотном электрическом полях.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ОБРАЗЦЫ

В качестве исследуемых образцов использовалась ячейка НЖК толщиной 100 мкм, заполненная жидкокристаллическим материалом ЖКМ-1277 (смесь бифенилов и сложных эфиров, НИОПИК, Россия), легированным 0.15% дендримера G2 (карбосилановый дендример второй генерации со статистически распределенными алифатическими и азобензольными терминальными

фрагментами, структурная формула приведена на рис. 1). ЖКМ-1277 является нематиком в широком диапазоне температур $-20^{\circ}\text{C} \div +60^{\circ}\text{C}$ и имеет положительную диэлектрическую анизотропию ($\Delta\epsilon = 12.1$ для $f = 1$ кГц). Слой НЖК заключался между двумя стеклянными подложками с прозрачными электродами из оксида индия и олова (ИТО). Для получения планарной ориентации на стёкла методом центрифугирования наносились тонкие (≈ 50 нм) слои полиимида, которые затем полимеризовались при высокой температуре. Плёнки полиимида натирались в противоположных направлениях (угол преднаклона при этом составлял около 5°). Измеренный нами порог перехода Фредерикса в низкочастотном поле составлял 0.95 В. С помощью спектрофотометра МС-122 (PROSCAN Special Instruments, Belarus) были измерены спектры поглощения жидкокристаллической ячейки (рис. 2). В видимом диапазоне поглощение легированного НЖК падает при увеличении длины волны. Коэффициенты поглощения необыкновенной и обыкновенной волн для $\lambda = 473$ нм равны $\alpha_e = 20 \text{ см}^{-1}$ и $\alpha_o = 10 \text{ см}^{-1}$.

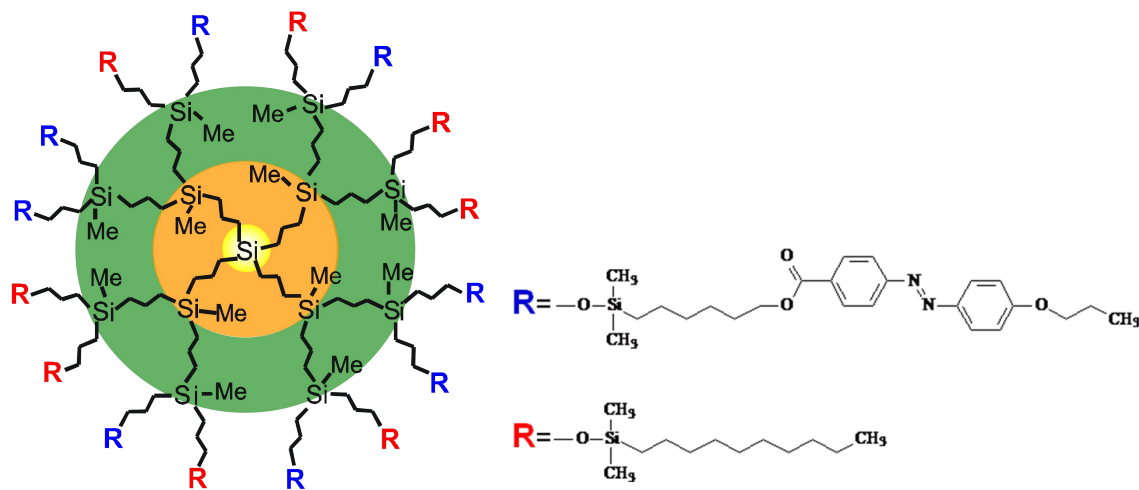


Рис. 1. Структурная формула карбосилового дендримера второй генерации (G2) со статистически распределенными алифатическими и азобензольными терминальными фрагментами.

Исследование переориентации директора НЖК проводилось методом абберационного самовоздействия [67, 68]. Ориентирующее действие света приводит к изменению показателя преломления НЖК и искривлению волнового

фронта проходящего пучка. В результате в дальней зоне наблюдается абберационная картина в виде системы концентрических колец. Измерение числа колец и исследование трансформации картины при сдвиге НЖК перпендикулярно световому пучку позволяют определить величину и знак светоиндуцированного изменения показателя преломления и угла поворота директора [63].

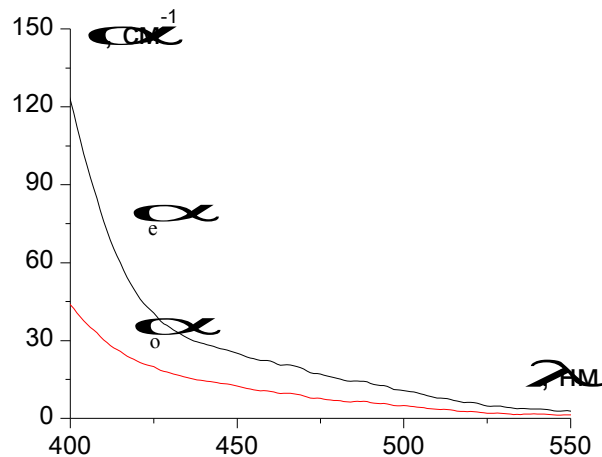


Рис. 2. Спектры поглощения НЖК ЖКМ-1277+0.15% G2 планарной ориентации.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 3. Горизонтально поляризованный пучок твердотельного лазера LCS-DTL-364 (Laser-Export Co. Ltd, $\lambda = 473$ нм) фокусировался в НЖК линзой с фокусным расстоянием 18 см. Жидкокристаллический слой был расположен вертикально, невозмущённый директор \mathbf{n}_0 лежал в горизонтальной плоскости. Угол падения света на кристалл α (и угол между вектором \mathbf{E} световой волны и невозмущенным директором \mathbf{n}_0) мог изменяться вращением жидкокристаллической ячейки вокруг вертикальной оси. К ячейке могло прикладываться переменное напряжение ($f = 3$ кГц) с помощью генератора MXG-9802A (METEX). Абберационная картина наблюдалась на экране.

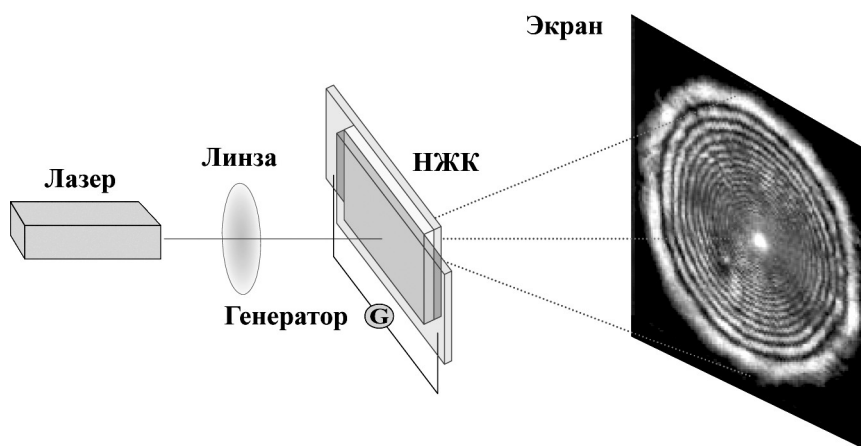


Рис. 3. Схема экспериментальной установки.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При нормальном падении света на кристалл абберационная картина при увеличении мощности пучка не наблюдается вплоть до порогового значения $P_{th,1} = 37$ мВт, когда начинается резкий рост числа колец дефокусировки за время около 1 минуты до $N = 34$ (рис. 4). Дальнейшее увеличение мощности до $P = 40$ мВт почти не влияет на размер картины. При последующем уменьшении интенсивности света картина плавно уменьшалась, а затем, при $P_{th,2} = 21.5$ мВт, схлопывалась. Точность определения порогов составляла 0.5 мВт; время облучения при каждом значении P было достаточным, чтобы устанавливалось равновесное число абберационных колец N . Таким образом, наблюдается значительный гистерезис зависимости числа колец от мощности. Ширина области бистабильности составляет 15.5 мВт. Для относительной ширины области бистабильности получаем $\Delta_P = (P_{th,1} - P_{th,2})/P_{th,1} = 0.42$, что значительно превосходит таковую в работах [36-39].

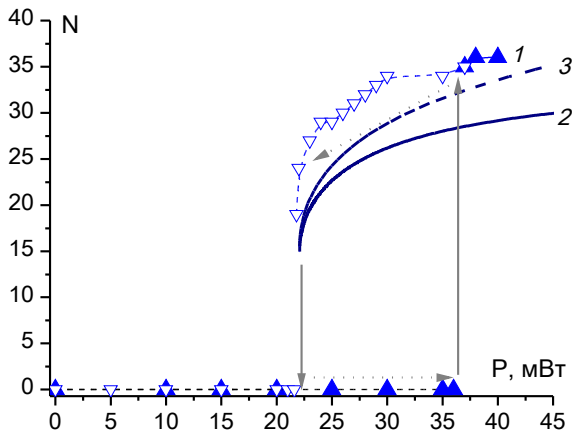


Рис. 4. (1) Число колец самодефокусировки N при увеличении (заштрихованные треугольники) и уменьшении (незаштрихованные треугольники) мощности P светового пучка ($\lambda = 473$ нм), нормально падающего на планарный НЖК ЖКМ-1277 + 0.15% G2. (2,3) Теоретические зависимости, построенные по формулам В7 и В13.

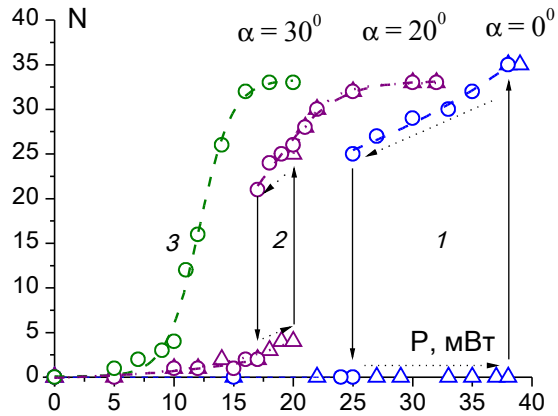


Рис. 5. Зависимости числа колец N от мощности P при различных углах падения α светового пучка ($\lambda = 473$ нм) на планарный НЖК ЖКМ-1277 + 0.15% G2: $\alpha = (1) 0^\circ$, (2) 20° , (3) 30° . Для зависимостей (1) и (2) треугольники и окружности соответствуют возрастанию и уменьшению мощности P .

Увеличение угла падения света на ячейку с НЖК приводит к уменьшению области бистабильности и уменьшению порогов перехода (рис. 5). Так, при $\alpha = 20^\circ$ ширина этой области составляла 6 мВт ($\Delta P = 0.3$) (рис. 5, кривая 2). Дальнейшее увеличение угла падения ($\alpha = 30^\circ$) приводит к исчезновению бистабильности зависимости N от P (рис. 5, кривая 3).

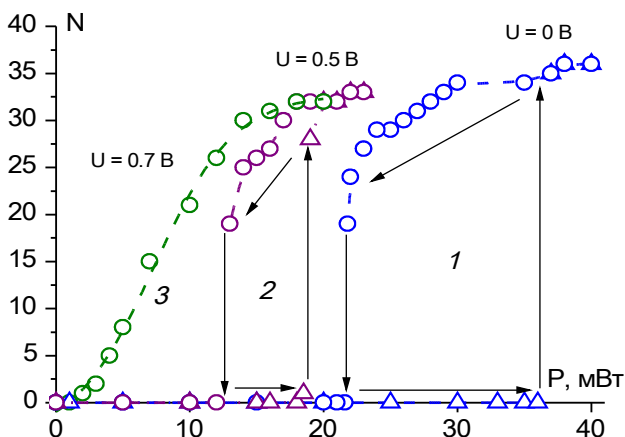


Рис. 6. Зависимости числа колец N от мощности P при нормальном падении светового пучка ($\lambda = 473$ нм) на планарный НЖК ЖКМ-1277 + 0.15% G2 для различных значений внешнего переменного напряжения: $U = (1) 0$, (2) 0.5, (3) 0.7 В. Для зависимостей (1) и (2) треугольники и окружности соответствуют возрастанию и уменьшению мощности P .

Аналогичным образом влияет на светоиндуцированный переход внешнее низкочастотное поле (рис. 6). При нормальном падении света на кристалл электрическое напряжение $U = 0.5$ В уменьшает величины порогов перехода и сужает область бистабильности (рис. 6, кривая 2) до $P_{th,1} - P_{th,2} = 7$ мВт ($\Delta P = 0.37$). Дальнейшее увеличение напряжения

приводит к плавной зависимости числа колец от времени без гистерезиса (рис. 6, кривая 3).

Таким образом, мы наблюдали оптически индуцированный фазовый переход поля директора первого рода. Изменение геометрии эксперимента, как и приложение внешнего переменного поля, превращает этот переход в переход второго рода.

Бистабильность проявляется также в зависимости числа абберационных колец от внешнего переменного напряжения. При фиксированной мощности светового пучка $P = 22.5$ мВт, практически равной $P_{th,2}$ (рис.4, кривая 1), зависимость $N(U)$ имеет резкий пороговый характер и гистерезис, $U_{th,1} = 0.65$ В, $U_{th,2} = 0.44$ В, $\Delta_U = (U_{th,1} - U_{th,2})/U_{th,1} = 0.32$ (рис. 7а). При меньшей мощности ($P = 10$ мВт) порог отсутствует и бистабильность не наблюдается. Увеличение мощности, наоборот, расширяет область бистабильности, уменьшая порог обратного перехода $U_{th,2}$. Так, для $P = 30$ мВт относительная ширина бистабильности возрастает в два раза (рис. 7б) и составляет $\Delta_U = 0.58$ ($U_{th,1} = 0.6$ В, $U_{th,2} = 0.25$ В). При $P = 32.5$ мВт пороговое напряжение $U_{th,2}$ становится равным нулю и релаксация директора не происходит даже при полном снятии напряжения.

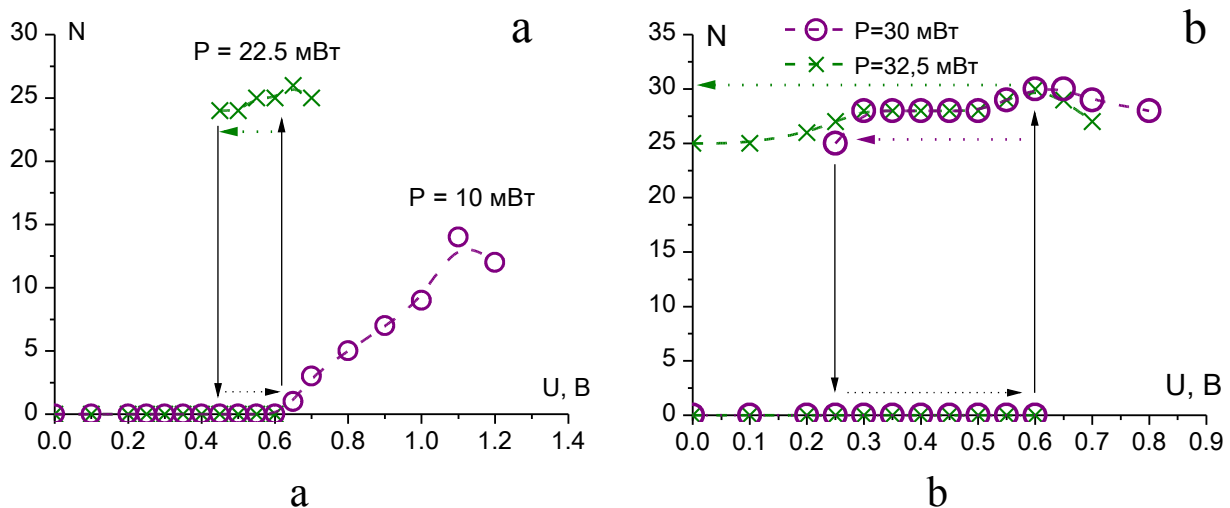


Рис. 7. Зависимости числа колец N от напряжения U при нормальном падении света ($\lambda = 473$ нм) на планарный НЖК ЖКМ-1277 + 0.15% G2 для различных значений мощности P : (а) $P = 10$ и 22.5 мВт, (б) $P = 30$ и 32.5 мВт.

Из этих результатов мы можем сделать вывод о том, что воздействие светового поля превращает переход Фредерикса в низкочастотном электрическом поле в переход первого рода.

ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим причину возникновения бистабильности поля директора в световом поле. Действующий на директор поглощающих НЖК вращающий момент (обусловленный изменением межмолекулярных сил при поглощении световых квантов) можно представить в виде

$$\Gamma_{\text{abs}} = \frac{\Delta\epsilon_{\text{eff}}}{4\pi} (\mathbf{nE})[\mathbf{n} \times \mathbf{E}], \quad (1)$$

где $\Delta\epsilon_{\text{eff}} = \eta\Delta\epsilon$ - эффективная оптическая анизотропия (величина, заменяющая обычную оптическую анизотропию $\Delta\epsilon$ в выражении для вращающего момента

$$\Gamma_{\text{tr}} = \frac{\Delta\epsilon}{4\pi} (\mathbf{nE})[\mathbf{n} \times \mathbf{E}], \quad (2)$$

действующего на директор прозрачных НЖК (т.е., на светоиндуцированные диполи нематической матрицы).

Если параметр $\Delta\epsilon_{\text{eff}}$ не зависит от угла Ψ между \mathbf{n} и \mathbf{E} , то описание переориентации директора вполне аналогично случаю низкочастотного электрического поля в пренебрежении обратным действием деформированного поля директора. При этом, очевидно, переход Фредерикса является переходом второго рода.

Положение может измениться, если $\Delta\epsilon_{\text{eff}}$ зависит от угла Ψ . Действительно, если функция $\Delta\epsilon_{\text{eff}}(\Psi)$, будучи отрицательной, достаточно быстро возрастает по модулю с углом Ψ , то при пороговой мощности

(определяемой значением $\Delta\epsilon_{\text{eff}}(\Psi=0)$) будет существовать дополнительное устойчивое ненулевое состояние $\Psi \neq 0$ поля директора. Другими словами, возникнет бистабильность поля директора и ориентационный переход станет переходом первого рода.

Как следует из работ [51-53, 59, 62-65], зависимость $\Delta\epsilon_{\text{eff}}(\Psi)$ характерна для композитных жидкокристаллических систем с примесью соединений, содержащих азобензольные хромофоры. В частности она наблюдалась в [53, 59] для гомодендримеров. Естественно ожидать такую зависимость и для исследованных в данной работе содендримеров.

Поэтому мы представим функцию $\Delta\epsilon_{\text{eff}}$ в виде простой зависимости

$$\Delta\epsilon_{\text{eff}} = -\Delta\epsilon_{\text{eff}}^{(0)} - \Delta\epsilon_{\text{eff}}^{(1)} \sin^2 \Psi, \quad (3)$$

где $\Delta\epsilon_{\text{eff}}^{(0)}$ и $\Delta\epsilon_{\text{eff}}^{(1)}$ – положительные параметры.

В обоснование соотношения (3) заметим, что число c_e возбуждаемых (в единицу времени) световым полем хромофоров зависит от $\cos^2 \Psi$. Поэтому и параметр $\Delta\epsilon_{\text{eff}}$ должен зависеть от $\cos^2 \Psi$ или, что эквивалентно, от $\sin^2 \Psi$.

Уравнение для временного изменения поля директора $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$ получим, приравняв нулю сумму действующих на директор моментов сил [,]

$$\Gamma_{\text{visc}} + \Gamma_{\text{elast}} + \Gamma_{\text{elect}} + \Gamma_{\text{opt}} = 0, \quad (4)$$

где

$$\Gamma_{\text{visc}} = -\gamma_1 \left[\mathbf{n} \times \frac{d\mathbf{n}}{dt} \right] \quad (5)$$

– момент вязких сил (γ_1 - коэффициент вязкости),

$$\Gamma_{\text{elast}} = K [\mathbf{n} \times \Delta \mathbf{n}] \quad (6)$$

– момент упругих сил в одноконстантном приближении (K – упругая постоянная Франка),

$$\Gamma_{\text{elect}} = \frac{\Delta\epsilon_{\text{low}}}{4\pi} (\mathbf{nG}) [\mathbf{n} \times \mathbf{G}] \quad (7)$$

– момент, действующий со стороны низкочастотного поля \mathbf{G} ($\Delta\epsilon_{\text{low}}$ - диэлектрическая анизотропия на частоте поля ω_{low}),

$$\Gamma_{\text{opt}} = \Gamma_{\text{abs}} + \Gamma_{\text{tr}} \quad (8)$$

- момент связанный с воздействием светового поля, который, учитывая (1)-(3), можно представить в виде

$$\Gamma_{\text{opt}} = \frac{\Delta\epsilon^{(0)}(1 + m \sin^2 \Psi)}{4\pi} (\mathbf{nE})[\mathbf{n} \times \mathbf{E}], \quad (9)$$

где $\Delta\epsilon^{(0)} = \Delta\epsilon - \Delta\epsilon_{\text{eff}}^{(0)}$, $m = -\Delta\epsilon_{\text{eff}}^{(1)} / \Delta\epsilon^{(0)}$. Положительный (при $\Delta\epsilon_{\text{eff}}^{(0)} > \Delta\epsilon$) параметр m характеризует дополнительную обратную связь между поворотом директора и ориентирующим воздействием светового поля.

Введем декартову систему координат, ось X которой параллельна стенкам НЖК и невозмущенному директору \mathbf{n}_0 , ось Y перпендикулярна подложкам жидкокристаллической ячейки, а ось Z перпендикулярна плоскости XY (рис. 8). Орты осей этой системы обозначим \mathbf{i} , \mathbf{j} , \mathbf{k} . Тогда поле директора, деформированное плоской световой волной, можно представить в виде

$$\mathbf{n} = \mathbf{i} \cos \Psi + \mathbf{j} \sin \Psi, \quad (10)$$

где $\Psi(y)$ - угол поворота директора относительно оси X в плоскости XY . Низкочастотное поле выражается через амплитуду U_0 напряжения, приложенного к жидкокристаллической ячейке

$$\mathbf{G} = \mathbf{j} \frac{U_0 \sin \omega_{\text{low}} t}{L}. \quad (11)$$

Световое поле представим в виде

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \mathbf{e} A e^{i(\kappa y - \omega t)} + \text{к.с.}, \quad (12)$$

где A , $\mathbf{e} = \mathbf{i} \cos \beta - \mathbf{j} \sin \beta$, κ , ω - амплитуда, единичный вектор поляризации, волновой вектор и частота световой волны, β - угол преломления световой волны.

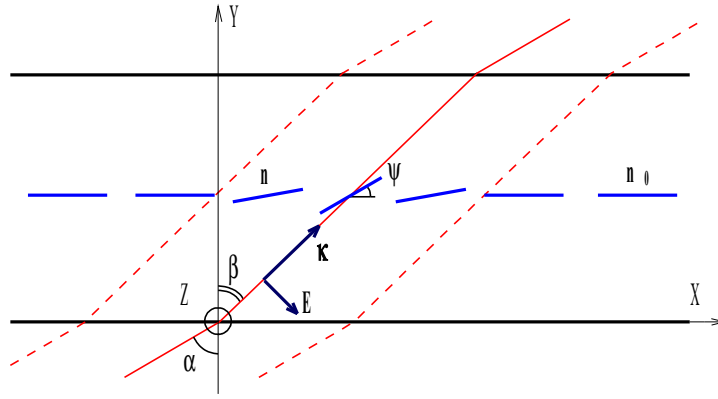


Рис. 8. Схема переориентации директора НЖК \mathbf{n} в поле \mathbf{E} светового пучка: \mathbf{n}_0 - невозмущённый директор, α - угол падения, β - угол преломления, \mathbf{k} - волновой вектор световой волны, ψ - угол поворота директора. Отрезки обозначают положение директора; сплошная линия соответствует оси светового пучка, пунктиром обозначена его условная граница.

Подставляя (10)-(12) в (5)-(7) и (9), получаем

$$\Gamma_{\text{visc}} = -\mathbf{k} \gamma_1 \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad (13)$$

$$\Gamma_{\text{elast}} = \mathbf{k} K \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2}, \quad (14)$$

$$\Gamma_{\text{elect}} = \mathbf{k} \frac{\Delta \epsilon_{\text{low}}}{8\pi} \frac{U_0^2}{L^2} \sin \psi \cos \psi, \quad (15)$$

$$\Gamma_{\text{opt}} = -\mathbf{k} \frac{\Delta \epsilon^{(0)} (1 + m \sin^2(\psi + \beta)) |A|^2}{8\pi} \sin(\psi + \beta) \cos(\psi + \beta). \quad (16)$$

При выводе (15) мы провели усреднение по времени, предположив, что обратная частота электрического поля ω_{low}^{-1} значительно меньше характерного времени переориентации директора.

Из (4) и (13)-(16) окончательно получаем уравнение для угла поворота директора

$$\gamma_1 \frac{\partial \psi}{\partial t} = K \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\Delta \epsilon_{\text{low}}}{8\pi} \frac{U_0^2}{L^2} \sin \psi \cos \psi - \frac{\Delta \epsilon^{(0)} (1 + m \sin^2(\psi + \beta)) |A|^2}{8\pi} \sin(\psi + \beta) \cos(\psi + \beta). \quad (17)$$

Введем безразмерные координату $\eta = \pi y / L$ и время $\tau = t / \tau_0$, где $\tau_0 = \gamma_1 L^2 / \pi^2 K$. Тогда уравнение (17) можно переписать в виде

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} + \delta_G \sin \psi \cos \psi + \delta (1 + m \sin^2 (\psi + \beta)) \sin (\psi + \beta) \cos (\psi + \beta), \quad (18)$$

где $\delta_G = \frac{\Delta \epsilon_{\text{low}} U_0^2}{8\pi^3 K}$ и $\delta = \frac{|\Delta \epsilon^{(0)} \parallel A|^2 L^2}{8\pi K \pi^2}$ - безразмерные квадрат напряженности низкочастотного поля и интенсивность световой волны, соответственно.

Граничные условия для функции ψ имеют вид

$$\psi|_{\eta=0} = \psi|_{\eta=\pi} = 0. \quad (19)$$

Для решения уравнения (18) мы аппроксимируем пространственную зависимость функции $\psi(\eta, \tau)$ первой гармоникой

$$\psi(\eta, \tau) = \psi_m(\tau) \sin \eta, \quad (20)$$

где ψ_m - угол поворота директора при $y = L/2$. Подставляя (20) в (18), домножая на $\sin \eta$ и интегрируя по сегменту $0 \leq \eta \leq \pi$ получаем

$$\frac{d\psi_m}{d\tau} = F(\psi_m, \delta, \delta_G), \quad (21)$$

где

$$F(\psi_m, \delta, \delta_G) = -\psi_m + \delta_G J_1(2\psi_m) \left\{ \left(\frac{m}{2} \right) J_1(\psi_m) \cos \beta + \delta E_1(2\psi_m) \sin \beta \right\} - \frac{m}{4} [J_1(4\psi_m) \cos \beta + E_1(4\psi_m) \sin \beta], \quad (22)$$

J_1 и E_1 - функции Бесселя и Вебера первого порядка. Стационарные состояния поля директора определяются уравнением

$$F(\psi_m, \delta, \delta_G, m) = 0. \quad (23)$$

Рассмотрим сначала трансформацию поля директора при изменении параметра δ (т.е., мощности светового пучка). При любом значении параметра m уравнение (23) имеет тривиальное стационарное решение $\psi_m = 0$. Для анализа его устойчивости линеаризуем уравнение (21)

$$\frac{d\psi_m}{dt} = (\delta - 1)\psi_m. \quad (24)$$

Отсюда непосредственно следует, что тривиальное решение устойчиво при $\delta < 1$ и неустойчиво при $\delta > 1$. Нетривиальные решения $\psi_m(\delta)$, построенные при $\delta_G = 0$ и различных значениях параметра m , показаны на рис. 9. Анализ устойчивости решений, представленный в Приложении А, показывает, что участки кривых с положительным наклоном ($\frac{\partial\psi_m}{\partial\delta} > 0$) соответствуют устойчивым состояниям (сплошные линии), а участки кривых с отрицательным наклоном ($\frac{\partial\psi_m}{\partial\delta} < 0$) – неустойчивым (штриховые линии). При $m > 0.8$ возникает область δ , в которой существуют два устойчивых состояния поля директора (пространственно однородное ($\psi_m = 0$) и деформированное ($\psi_m \neq 0$)). При увеличении мощности светового пучка (величины δ) в точке А (вставка на рис. 9) происходит скачкообразный переход в точку А'. При уменьшении мощности в точке В' происходит обратный переход. Другими словами, светоиндуцированный переход Фредерикса становится переходом первого рода и возникает бистабильность поля директора (в области $\delta_B < \delta < \delta_A$). Экспериментальному значению относительной ширины области бистабильности $\Delta_p = 0.42$ соответствует значение параметра $m = 3.6$. При этом пороговым мощностям $P_{th,1} = 37$ мВт и $P_{th,2} = 21.5$ мВт соответствуют значения $\delta_{th,1} = \delta_A = 1$ и $\delta_{th,2} = \delta_B = 0.58$.

Зависимость числа абберационных колец от мощности светового пучка, рассчитанная по формуле (В7, приложение В) для поля директора (23) согласно кривой 5 на рис. 9, представлена на рис. 4 (кривая 2). Из рисунка видно, что рассчитанное число колец несколько меньше (на $\sim 20\%$) экспериментального. Это различие может быть связано с пространственной ограниченностью светового пучка и затуханием световой волны в объеме НЖК, не учтенным в нашей модели, а также с аппроксимацией поля директора синусоидой (20).

Для иллюстрации влияния последнего фактора были проведены расчеты для поля директора, являющегося точным решением в случае плоской световой

волны (приложение В). Результаты расчета (соотношение В13) представлены на рис 4 (кривая 3). Из рисунка видно, что для точного решения разница между теорией и экспериментом уменьшается вдвое.

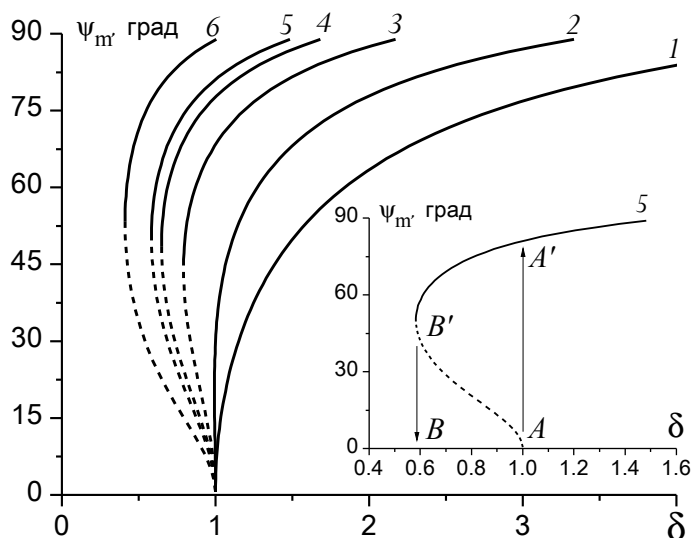


Рис. 9. Зависимости угла поворота директора ψ_m от безразмерной интенсивности световой волны δ при различных значениях параметра m : (1) 0, (2) 0.8, (3) 2, (4) 3, (5) 3.6, (6) 6. Кривая (2) соответствует появлению бистабильности, кривая (5) построена для параметра m , полученного из эксперимента. На вставке приведена кривая 5 в большем масштабе. AA' – переключение поля директора при увеличении мощности, B'B – при уменьшении мощности.

На рис. 10 представлены теоретические зависимости угла поворота директора от интенсивности световой волны при различных углах ее падения на НЖК. Как и в эксперименте, область бистабильности максимальна при нормальном падении света и уменьшается с увеличением угла падения света на кристалл (при $\alpha = 0^\circ$ и 10° величина $\Delta_p = 0.42$ и 0.07 , соответственно). Расчет показывает, что бистабильность исчезает при $\alpha = 15^\circ$; в эксперименте, однако, она сохраняется и при $\alpha = 20^\circ$.

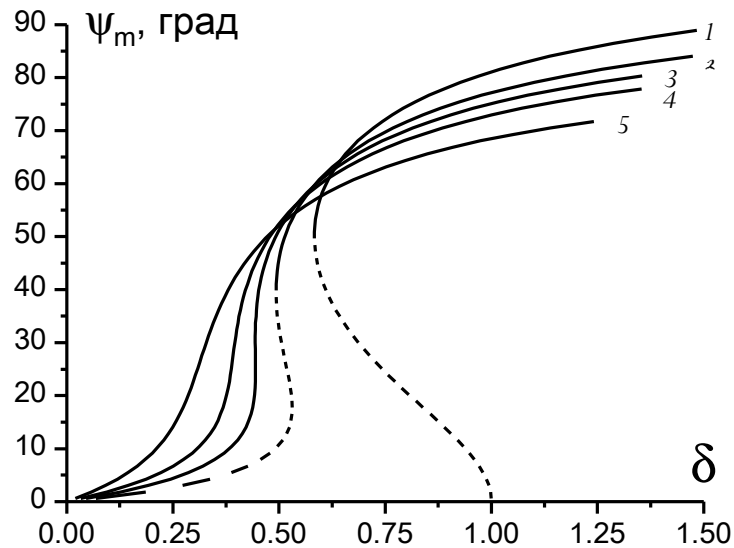


Рис. 10. Теоретические зависимости угла поворота директора ψ_m от безразмерной интенсивности световой волны δ при $m=3.6$ и различных углах падения $\alpha = (1) 0^\circ, (2) 10^\circ, (3) 15^\circ, (4) 20^\circ, (5) 30^\circ$.

Как следует из результатов, представленных на рис. 11, при приложении внешнего электрического поля ширина области оптической бистабильности уменьшается и в достаточно сильном поле ($\delta_G = 0.8$) бистабильность исчезает. Рассчитанная ширина области бистабильности при $U = 0.5$ В ($\delta_G = 0.28$) составляет $\Delta_p = 0.18$, что в два раза меньше, чем в эксперименте (рис. 6). При $U = 0.7$ В ($\delta_G = 0.54$) расчет дает $\Delta_p = 0.06$, в эксперименте при этом напряжении бистабильность отсутствует. Таким образом, развитая теория правильно описывает характер изменения типа перехода и ширины области бистабильности в зависимости от внешнего низкочастотного поля.

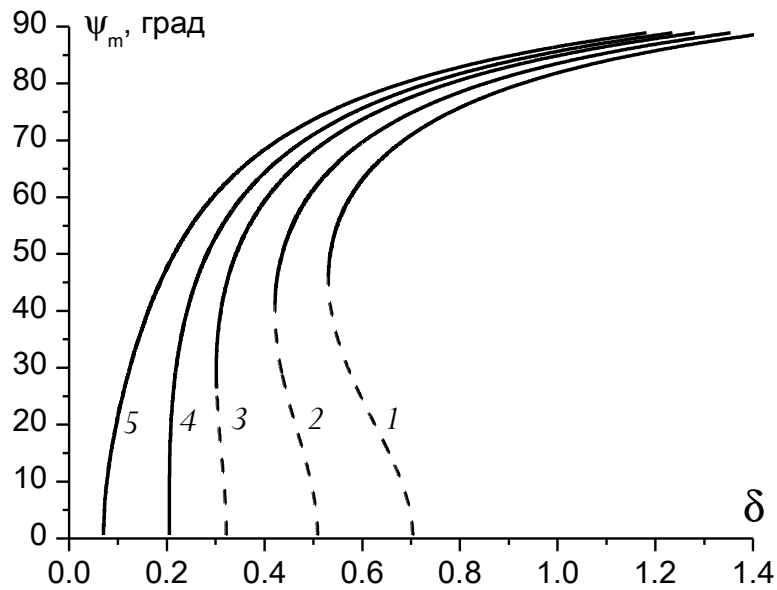


Рис. 11. Теоретические зависимости угла поворота директора ψ_m от безразмерной интенсивности световой волны δ при $m=3.6$ и различных значениях безразмерного квадрата электрического напряжения $\delta_G = (1) 0, (2) 0.28, (3) 0.54, (4) 0.8, (5) 0.9$. Кривые (2) и (3) соответствуют значениям приложенного напряжения 0.5 В и 0.7 В.

На рис. 12 представлены теоретические зависимости угла поворота директора от безразмерного квадрата напряжения при различных значениях интенсивности света. Из рисунка видно, что освещение НЖК уменьшает порог перехода в низкочастотном поле. При $\delta > 0.2$ возникает гистерезис (рис. 12, кривые 3-5). Если же $\delta > 0.58$, то деформация поля директора (первоначально возникшая при достаточно большом значении δ_G) сохраняется и при выключении низкочастотного поля (необратимая деформация поля директора). Рассчитанные режимы соответствуют наблюдавшимся в эксперименте (рис. 7). При этом, однако, в эксперименте режим обратимого перехода с бистабильностью сохраняется при больших значениях δ . Так, при $P = 30$ мВт ($\delta=0.81$) наблюдается бистабильность с $\Delta U = 0.58$, а расчет дает для этого значения режим необратимой деформации.

Таким образом, построенная теория адекватно описывает экспериментально наблюдавшиеся ориентационные переходы в НЖК под действием светового и низкочастотного полей. Количественные различия связаны с аппроксимацией деформации поля директора только низшей модой,

пространственной ограниченностью светового пучка, затуханием световой волны в объеме кристалла и т.д.

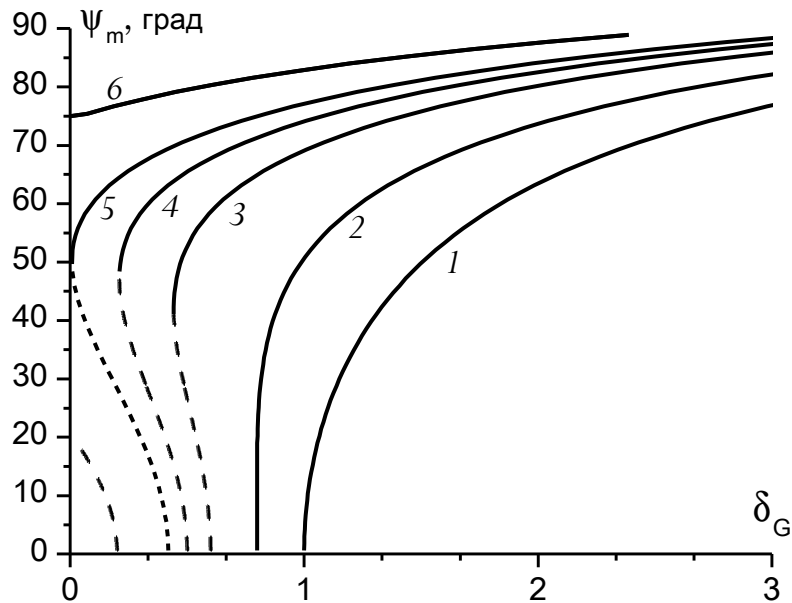


Рис. 12. Теоретические зависимости угла поворота директора ψ_m от безразмерного квадрата электрического напряжения δ_G при различных значениях безразмерной интенсивности световой волны $\delta = (1) 0, (2) 0.2, (3) 0.4, (4) 0.5, (5) 0.58, (6) 0.8$ и при $m=3.6$. Кривая (2) соответствует появлению бистабильности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, мы впервые наблюдали чисто оптический (без дополнительных воздействий) ориентационный переход Фредерикса первого рода в НЖК. Он происходил в НЖК, содержащем примеси поглощающего свет дендримера, при нормальном падении светового пучка. Внешнее низкочастотное электрическое поле и поворот НЖК понижают порог перехода и сужают область бистабильности.

Воздействие света превращает переход Фредерикса, индуцированный низкочастотным полем, из перехода второго рода в переход первого рода. Ширина области бистабильности возрастает с увеличением интенсивности световой волны, вплоть до необратимой деформации поля директора.

Относительные ширины областей бистабильности на порядок превышают соответствующие значения для переходов первого рода при одновременном воздействии светового и низкочастотных полей на прозрачные НЖК.

Переходы первого рода и бистабильности обусловлены зависимостью фактора усиления оптического вращающего момента от угла между световым полем и директором НЖК. Построена теория ориентационных переходов в НЖК с примесью дендримеров, дающая хорошее согласие с экспериментальными результатами.

Авторы благодарны А.Ю. Бобровскому, В.Н. Очкину и В.П. Шibaеву за интерес к работе и полезные обсуждения.

Работа поддержана РФФИ (проекты 08-02-01382 и 09-02-12216), грантом Президента РФ МК-699.2009.2, программой поддержки молодых учёных Президиума РАН (И.А.Б. и М.П.С.) и ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" (Г.К. № 02.740.11.0447).

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Устойчивость нетривиального решения $\psi_m^{(0)}$ уравнения (23) определяется знаком производной $\frac{\partial F(\psi_m^{(0)}, \delta, \delta_G, m)}{\partial \psi_m}$ (решение устойчиво при отрицательном знаке производной и неустойчиво при положительном). Получим выражения для этой производной, удобные при рассмотрении зависимости $\psi_m^{(0)}(\delta)$ (при постоянных δ_G и m) и зависимости $\psi_m^{(0)}(\delta_G)$ (при постоянных δ и m).

В первом случае используем следующее соотношение теории неявных функций

$$\frac{\partial \psi_m}{\partial \delta} = - \frac{\partial F}{\partial \delta} / \frac{\partial F}{\partial \psi_m}. \quad (A1)$$

Из (22) следует, что в стационарных точках $\psi_m^{(0)}$

$$\frac{\partial F}{\partial \delta} = \frac{\psi_m - \delta_G J_1(2\psi_m)}{\delta}. \quad (A2)$$

При $\psi_m < \pi/2$ и $\delta_G < 1$ выражение в правой части (A2) положительно. Поэтому знак $\frac{\partial F}{\partial \psi_m}$ противоположен знаку $\frac{\partial \psi_m}{\partial \delta}$, т.е. участки кривой $\psi_m(\delta)$ с положительным наклоном устойчивы, а с отрицательным наклоном – неустойчивы.

Аналогично, при исследовании зависимости $\psi_m^{(0)}(\delta_G)$ используем соотношение

$$\frac{\partial \psi_m}{\partial \delta_G} = -\frac{\partial F}{\partial \delta_G} / \frac{\partial F}{\partial \psi_m}. \quad (A3)$$

В стационарных точках $\psi_m^{(0)}$

$$\frac{\partial F}{\partial \delta} = J_1(2\psi_m). \quad (A4)$$

При $\psi_m < \pi/2$ функция $J_1(2\psi_m)$ положительна. Поэтому участки кривой $\psi_m(\delta_G)$ с положительным наклоном устойчивы, а с отрицательным наклоном – неустойчивы.

ПРИЛОЖЕНИЕ В

Число абберационных колец в поперечном сечении светового пучка, прошедшего через жидкокристаллический слой равно [67, 68]

$$N = \frac{|\Delta S_{NL}|}{2\pi}, \quad (B1)$$

где

$$\Delta S_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda \cos \beta} \int_0^L (n_e^{(a)}(y) - n_e^{(p)}(y)) dy \quad (B2)$$

- нелинейный набег фазы на оси пучка, $n_e^{(a)}(y)$ и $n_e^{(p)}(y)$ показатели преломления на оси и на периферии светового пучка. Эти показатели выражаются через углы $\Psi^{(a)}$ и $\Psi^{(p)}$ между световым полем и соответствующим полем директора

$$n_e^{(a,p)} = \frac{\sqrt{\varepsilon_{\perp}\varepsilon_{\parallel}}}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}\cos^2\Psi^{(a,p)} + \varepsilon_{\parallel}\sin^2\Psi^{(a,p)}}}. \quad (B3)$$

Считая отношение $\Delta\varepsilon/\varepsilon_{\perp}$ малым параметром, выражение (B3) можно упростить

$$n_e^{(a,p)} = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}} - \delta n \sin^2\Psi^{(a,p)}, \quad (B4)$$

(здесь $\delta n = \frac{\Delta\varepsilon_{\parallel}^{1/2}}{2\varepsilon_{\perp}}$).

Теперь мы должны задать функции $\Psi^{(a,p)}(y)$. Рассмотрим сначала случай наклонного (под произвольным углом β) падения светового пучка, предполагая, что зависимость угла поворота директора от координаты $\Psi(y)$ является синусоидальной. Тогда

$$\Psi^{(a,p)}(y) = \psi_m^{(a,p)} \sin \frac{\pi y}{L} + \beta. \quad (B5)$$

Подставляя (B5) в (B4) и далее в (B2) и (B1), получаем

$$N = \frac{N_0}{\cos\beta} |[J_0(2\psi_m^{(a)}) - J_0(2\psi_m^{(p)})]\cos 2\beta + [E_0(2\psi_m^{(a)}) - E_0(2\psi_m^{(p)})]\sin 2\beta|, \quad (B6)$$

где $N_0 = \frac{\delta n L}{2\lambda}$.

В частном случае нормального падения ($\beta=0$) и отсутствия низкочастотного поля ($\psi_m^{(p)}=0$) формула (B6) упрощается

$$N = N_0(1 - J_0(2\psi_m^{(a)})). \quad (B7)$$

Теперь рассчитаем число абберационных колец, предполагая, что зависимость $\Psi(y)$ соответствует точному решению задачи о переориентации

директора прозрачного НЖК в плоской световой волне (или, что то же самое, переориентации директора НЖК в низкочастотных полях [69]). В рассматриваемом случае считаем, что внешнее низкочастотное поле отсутствует ($\delta_G = 0$, $\psi^{(p)} = 0$). Тогда стационарное уравнение для функции $\psi(\eta)$ принимает вид

$$\frac{d^2\psi}{d\eta^2} + \delta \sin(\psi + \beta) \cos(\psi + \beta) = 0, \quad (B8)$$

где $\delta = \frac{\Delta\epsilon |A|^2 L^2}{8\pi \pi^2}$. Уравнение (B8), очевидно, следует из (18) при $\Delta\epsilon^{(0)} = \Delta\epsilon$ и

$\delta_G = 0$. Домножая (B8) на $\frac{d\psi}{d\eta}$ и интегрируя, получаем

$$\left(\frac{d\psi}{d\eta}\right)^2 + \delta \sin^2(\psi + \beta) = C, \quad (B9)$$

где C – константа. Эту константу можно определить из условия, что максимальный угол поворота директора ψ_m достигается при $\eta = \frac{\pi}{2}$. Тогда $C = \delta \sin^2(\psi_m + \beta)$ и из (B9) следует

$$\frac{d\eta}{d\psi} = \frac{1}{\delta} \frac{1}{\sqrt{\sin^2(\psi_m + \beta) - \sin^2(\psi + \beta)}}. \quad (B10)$$

Параметр δ , соответствующий углу ψ_m , определяется соотношением

$$\frac{L}{2} = \frac{1}{\delta} \int_0^{\psi_m} \frac{d\psi}{\sqrt{\sin^2(\psi_m + \beta) - \sin^2(\psi + \beta)}}. \quad (B11)$$

Из (B1)-(B2), (B4), (B10)-(B11) окончательно получаем

$$N = \frac{2N_0 \int_0^{\psi_m} \frac{(\sin^2(\psi + \beta) - \sin^2\beta)d\psi}{\sqrt{\sin^2(\psi_m + \beta) - \sin^2(\psi + \beta)}}}{\cos\beta \int_0^{\psi_m} \frac{d\psi}{\sqrt{\sin^2(\psi_m + \beta) - \sin^2(\psi + \beta)}}}. \quad (B12)$$

В частном случае нормального падения ($\beta=0$) формула (B12) упрощается

$$N = \frac{2N_0 \int_0^{\psi_m} \frac{\sin^2\psi d\psi}{\sqrt{\sin^2\psi_m - \sin^2\psi}}}{\cos\beta \int_0^{\psi_m} \frac{d\psi}{\sqrt{\sin^2\psi_m - \sin^2\psi}}}. \quad (B13)$$

Результаты расчета числа абберационных колец по формулам B6 и B12 представлены на рис. 13 (кривые 1, 3 и 2, 4, соответственно). Из рисунка видно, что при больших углах ψ_m результаты расчета по формуле B12 несколько выше.

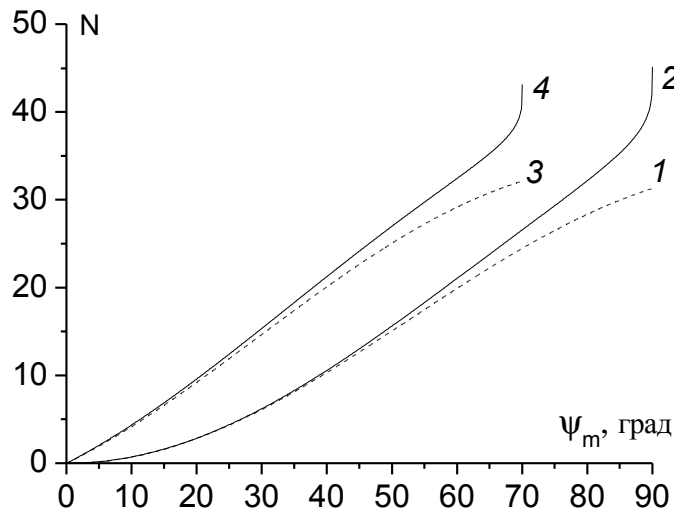


Рис. 13. Теоретические зависимости числа абберационных колец N от угла поворота директора в центре НЖК ($y = L/2$), построенные (1, 3) для синусоидального профиля поля директора (20) и (2, 4) для точного решения в поле плоской волны (решение уравнения B10) при углах падения (1, 2) $\alpha=0^\circ$ и (3, 4) $\alpha=30^\circ$.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Репьева, В. Фредерикс, *К вопросу о природе анизотропно-жидкого состояния вещества*, ЖРФХО, часть физическая, т. LIX, вып. 2, 183-200 (1927).
2. В. Фредерикс, В. Золина, *О применении магнитного поля к измерению сил, ориентирующих анизотропные жидкости в тонких однородных слоях*, ЖРФХО, часть физическая, т. LXII, вып. 5, 458-464 (1930).
3. В. Фредерикс, В. Цветков, *Об ориентирующем воздействии электрического поля на молекулы анизотропных жидкостей*, Доклады Академии Наук СССР, т. 7(2), № 8-9, 528-531 (1935).
4. П. де Жен, *Физика жидких кристаллов*, М., Мир, 400 с, 1977.
5. Л.М. Блинов, *Электро- и магнитооптика жидких кристаллов*, М., Наука, 384 с, 1978.
6. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Статистическая физика, Часть I*, 4-е изд., М. Наука, 608 с, 1995.
7. H.J. Deuling, *Deformation of nematic liquid crystals in an electric field*, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **19**, 123-131 (1972).
8. С.М. Аракелян, А.С. Караян, Ю.С. Чилингарян, *Переход Фредерикса в нематических жидких кристаллах в статических и световых полях – общие черты, особенности*, ДАН СССР **275**, 52-55 (1984).
9. B.J. Frisken and P. Palffy-Muhoray, *Electric-field-induced twist and bend Freedericksz transition in nematic liquid crystals*, Phys. Rev. A **39**(3), 1513-1518 (1989).
10. B.J. Frisken and P. Palffy-Muhoray, *Freedericksz transition in nematic liquid crystals: The effects of an in-plane electric field*, Phys. Rev. A **40**(10), 6099-6102 (1989).

11. А.С. Золотько, В.Ф. Китаева, Н. Кроо, Н.Н. Соболев, Л. Чиллаг, *Влияние поля световой волны на нематическую фазу жидкого кристалла ОЦБФ*, Письма в ЖЭТФ **32**(2), 170-174 (1980).
12. L. Csillag, I. Janossy, V.F. Kitaeva, N. Kroo, N.N. Sobolev, and A.S. Zolot'ko, *Laser induced reorientation of nematic liquid crystals*, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **78**, 173-181 (1981).
13. S.D. Durbin, S.M. Arakelyan, and Y.R. Shen, *Optical-field-induced birefringence and Freedericksz transition in a nematic liquid crystal*, Phys. Rev. Lett. **47**(19), 1411-1414 (1981).
14. А.С. Золотько, В.Ф. Китаева, В.А. Куюмчян, Н.Н. Соболев, А.П. Сухоруков, *Светоиндуцированный фазовый переход второго рода в пространственно-ограниченной области НЖК*, Письма в ЖЭТФ **36**(3), 66-69 (1982).
15. Hap Liew Ong, *Optically induced Freedericksz transition and bistability in a nematic liquid crystal*, Phys. Rev. A **28**(4), 2393-2407 (1983).
16. Б.Я. Зельдович, Н.В. Табирян, *Ориентационная оптическая нелинейность жидких кристаллов*, УФН **147**(4), 633-674 (1985).
17. А.С. Золотько, В.Ф. Китаева, Н. Кроо, Н.Н. Соболев, Л. Чиллаг, *Переход Фредерикса в кристалле МББА, вызванный полем световой волны*, Письма в ЖЭТФ **34**(5), 263-267 (1981).
18. E. Santamato, B. Daino, M. Romagnoli, M. Settembre, and Y.R. Shen, *Collective rotation of molecules driven by the angular momentum of light in a nematic film*, Phys. Rev. Lett. **57**(19), 2423-2426 (1986).
19. А.С. Золотько, В.Ф. Китаева, В.Ю. Федорович, *Самовоздействие циркулярно поляризованной световой волны в гомеотропно ориентированном нематическом жидком кристалле*, Препринт ФИАН, № 326, с. 1-10, Москва (1986).
20. E. Santamato, M. Romagnoli, M. Settembre, B. Daino, and Y.R. Shen, *Self-induced stimulated light scattering*, Phys. Rev. Lett. **61**(1), 113-116 (1988).

21. E. Santamato, G. Abbate, P. Maddalena, L. Marrucci, and Y.R. Shen, *Laser-induced nonlinear dynamics in a nematic liquid-crystal film*, Phys. Rev. Lett. **64**(12), 1377-1380 (1990).
22. А.С. Золотько, А.П. Сухоруков, *Переход Фредерикса в НЖК под действием циркулярно поляризованной световой волны*, Письма в ЖЭТФ **52**(1), 707-710 (1990).
23. A. Vella, B. Piccirillo, E. Santamato, *Coupled-mode approach to the nonlinear dynamics induced by an elliptically polarized laser field in liquid crystals at normal incidence*, Phys. Rev. E **65**, 031706 (2002).
24. А.С. Золотько, В.Ф. Китаева, Н. Кроо, Н.Н. Соболев, А.П. Сухоруков, В.А. Трошкин, Л. Чиллаг. *Незатухающие осцилляции директора НЖК в поле световой волны обыкновенного типа*, ЖЭТФ **87**, вып. 3(9), 859-864 (1984).
25. В.Ф. Китаева, Н. Кроо, Н.Н. Соболев, А.П. Сухоруков, В.Ю. Федорович, Л. Чиллаг, *Возбуждение автоколебаний директора нематического жидкого кристалла*, ЖЭТФ **89**, вып. 3(9), 905-910 (1985).
26. A.S. Zolot'ko, V.F. Kitaeva, N.N. Sobolev, V.Yu. Fedorovich, A.P. Sukhorukov, N. Kroo, and L. Csillag, *Polarization dynamics of an ordinary light wave interacting with a nematic liquid crystal*, Liq. Cryst. **15**(6), 787-797 (1993).
27. G. Cipparrone, V. Carbone, C. Versace, C. Umeton, R. Bartolino, and F. Simoni, *Optically induced chaotic behavior in nematic liquid-crystal films*, Phys. Rev. E **47**(5), 3741-3744 (1993).
28. E. Santamato, P. Maddalena, L. Marrucci, and B. Piccirillo, *Experimental study of the molecular reorientation induced by the ordinary wave in a nematic liquid crystal film*, Liq. Cryst. **25**(3), 357-362 (1998).
29. E. Santamato, G. Abbate, P. Maddalena, Y.R. Shen, *Optically induced twist Freedericksz transition in planar aligned nematic liquid crystals*, Phys. Rev. A **36**(2), 2389-2392 (1987).
30. D. Krimer, *Optically induced orientational transitions in nematic liquid crystals with planar alignment*, Phys. Rev E **79**, 030702(R) (2009).

31. C. Conti, M. Peccianti, and G. Assanto, *Observation of optical spatial solitons in a highly nonlocal medium*, Phys. Rev. Lett. **92**, 113902 (2004).
32. С.Р. Нерсисян, Н.В. Табирян, *Магнитоиндуцированный гистерезис перехода Фредерикса в световом поле*, Оптика и спектроскопия **55**(4), 782-784 (1983).
33. S. R. Nersisyan and N. V. Tabiryan, *Hysteresis of light-induced Fredericks Transition due to the Static Electric Field*, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **116**(1-2), 111-114 (1984).
34. Hiap Liew Ong, *Magnetic-field-enhanced and -suppressed intrinsic optical bistability in nematic liquid crystals*, Phys. Rev. A **31**(5), 3450-3453 (1985).
35. Hiap Liew Ong, *External field enhanced optical bistability in nematic liquid crystals*, Appl. Phys. Lett. **46**(9), 822-824 (1985).
36. A.J. Karn, S.M. Arakelian, Y.R. Shen, and H.L. Ong, *Observation of magnetic-field-induced first-order optical fredericksz transition in a nematic film*, Phys. Rev. Lett. **57**(4), 448-451 (1986).
37. Shu-Hsia Chen, J.J. Wu, *Observation of the first-order Fredericksz transition in a nematic film induced by electric and optical fields*, Appl. Phys. Lett. **52**(23), 1998-2000 (1988).
38. J.J. Wu, Shu-Hsia Chen, *Electric-controlled intrinsic optical bistability in nematic liquid crystals*, J. Appl. Phys. **66**(3), 1065-1070 (1989).
39. J.J. Wu, Gan-Sing Ong, Shu-Hsia Chen, *Observation of optical field induced first-order electric Fredericksz transition and electric bistability in a parallel aligned nematic liquid-crystal film*, Appl. Phys. Lett. **53**(21), 1999-2001 (1988).
40. Hiap Liew Ong, *Optical-field-enhanced and static-field-induced first-order Fredericksz transitions in a planar parallel nematic liquid crystal*, Phys. Rev. A **33**(5), 3550-3553 (1986).

41. Bing Wen and Charles Rosenblatt, *First-order Fredericksz transition above the nematic–smectic-A phase transition*, Phys. Rev. Lett. **89**(10), 195505 (2002).
42. E. Santamato, G. Abbate, R. Calaselve, P. Maddalena, and A. Sasso, *All-optical-field-induced first-order Fredericksz transition and hysteresis in a nematic film*, Phys. Rev. A **37**(4), 1375-1377 (1988).
43. A. J. Karn, Y.R. Shen, and E. Santamato, *Bistability and switching in a nematic cell induced by rotation of an applied magnetic field*, Phys. Rev. A **41**(8), 4510-4512 (1990).
44. М.Ф. Ледней, А.С. Тарнавский, *Гистерезис перехода Фредерикса в ограниченных световых пучках*, Кристаллография **55**(2), 321-327 (2010).
45. G. Barbero, E. Miraldi, and C. Oldano, *Bistability induced by crossed electric and magnetic fields in a nematic film*, Phys. Rev. A **38**(6), 3027-3034 (1988).
46. I. Janossy, A.D. Lloyd, and B.S. Wherrett, *Anomalous optical Fredericksz transition in an absorbing liquid crystal*, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **179**, 1-12 (1990).
47. I. Janossy, L. Csillag and A.D. Lloyd, *Temperature dependence of the optical Fredericksz transition in dyed nematic liquid crystals*, Phys. Rev. A **44**(12), 8410-8413 (1991).
48. I. Janossy and T. Kosa, *Influence of anthraquinone dyes on optical reorientation of nematic liquid crystals*, Opt. Lett. **17**(17), 1183-1185 (1992).
49. L. Marrucci, D. Paparo, P. Maddalena, E. Massera, E. Prudnikova, and E. Santamato, *Role of guest-host intermolecular forces in photoinduced reorientation of dyed liquid crystals*, J. Chem. Phys. **107**(23), 9783-9793 (1997).
50. L. Marrucci, D. Paparo, M.R. Vetrano, M. Collichio, E. Santamato, and G. Viscardi, *Role of dye structure in photoinduced reorientation of dye-doped liquid crystals*, J. Chem. Phys. **113**(22), 10361-10366 (2000).
51. М.И. Барник, А.С. Золотко, В.Г. Румянцев, Д.Б. Терсков, *Светоиндуцированная переориентация директора в нематическом*

жидком кристалле, легированном азокрасителями, Кристаллография **40**(4), 746-750 (1995).

52. И.А. Будаговский, А.С. Золотько, В.Н. Очкин, М.П. Смаев, А.Ю. Бобровский, В.П. Шибает, М.И. Барник, *Ориентационная оптическая нелинейность, индуцированная гребнеобразными полимерами в нематическом жидком кристалле*, ЖЭТФ **133**(1), 204-214 (2008).
53. I.A. Budagovsky, V.N. Ochkin, M.P. Smayev, A.S. Zolot'ko, A.Yu. Bobrovsky, N.I. Boiko, A.I. Lysachkov, V.P. Shibaev, and M.I. Barnik, *Light interaction with the NLC–dendrimer system*, Liq. Cryst. **36**(1), 101-107 (2009).
54. I. Janossy, *Molecular interpretation of the absorption-induced reorientation of nematics liquid crystals*, Phys. Rev. E **49**(4), 2957-2963 (1994).
55. L. Marrucci and D. Paparo, *Photoinduced molecular reorientation of absorbing liquid crystals*, Phys. Rev. E **56**(2), 1765-1772 (1997).
56. P. Palffy-Muhoray and E. Weinan, *Orientational ratchets and angular momentum balance in the Janossy effect*, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **320**(1), 193-206 (1998).
57. А.С. Золотько, *О механизме светоиндуцированной ориентации молекул в поглощающих жидких кристаллах*, Письма в ЖЭТФ **68**(5), 410-414 (1998).
58. M. Warner and S.V. Fridrikh, *Director rotation via photoinduced differential depletion in nematic dyes*, Phys. Rev. E **62**(3), 4431-4434 (2000).
59. A.S. Zolot'ko, I.A. Budagovsky, V.N. Ochkin, M.P. Smayev, A.Yu. Bobrovsky, V.P. Shibaev, N.I. Boiko, A.I. Lysachkov, and M.I. Barnik, *Light-induced director reorientation in nematic liquid crystals doped with azobenzene-containing macromolecules of different architecture*, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **488**, 265-278 (2008).
60. D.B. Terskov, A.S. Zolot'ko, M.I. Barnik, and V.G. Romyantsev, *Optical bistability of the director in an absorbing nematic liquid crystal*, Mol. Materials **6**, 151-162 (1996).

61. А.С. Золотько, М.П. Смаев, В.Ф. Китаева, М.И. Барник, *Обратимые ориентационные переходы первого рода, индуцированные в нематическом жидком кристалле пространственно ограниченным световым пучком и низкочастотным электрическим полем*, Квантовая электроника **34**(12), 1151-1156 (2004).
62. I. Janossy and L. Szabados, *Optical reorientation of nematic liquid crystals in the presence of photoisomerization*, Phys. Rev. E **58**(4), 4598-4604 (1999).
63. V.F. Kitaeva, A.S. Zolot'ko, and M.I. Barnik, *Orientational optical nonlinearity of absorbing nematic liquid crystals*, Mol. Materials **12**(4), 271-293 (2000).
64. E. Benkler, I. Janossy, and M. Kreuzer, *Control of orientational nonlinearity through photoisomerization in dye doped nematics*, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **375**, 701-711 (2002).
65. M. Becchi, I. Janossy, D.S. Shankar Rao, and D. Statman, *Anomalous intensity dependence of optical reorientation in azo-dye-doped nematic liquid crystals*, Phys. Rev. E **69**, 051707 (2004).
66. Э.А. Бабаян, И.А. Будаговский, А.С. Золотько, М.П. Смаев, С.А. Швецов, Н.И. Бойко, М.И. Барник, *Оптическая бистабильность поля директора нематического жидкого кристалла, легированного дендримерами*, Краткие сообщения по физике ФИАН **37**(8), 46-53 (2010).
67. А.С. Золотько, В.Ф. Китаева, Н.Н. Соболев, А.П. Сухоруков, *Самофокусировка лазерного излучения при переходе Фредерикса в нематической фазе жидкого кристалла*, ЖЭТФ **81**, вып. 3(9), 933-941 (1981).
68. А.С. Золотько, В.Ф. Китаева, Н.Н. Соболев, А.П. Сухоруков, *Нестационарные и поляризационные эффекты при ориентационной самофокусировке в нематических жидких кристаллах (НЖК)*, Известия АН СССР, Сер. физ., **46**(10), 2005-2011 (1982)
69. S.I. Ben-Abraham, *Nonlinear effects in liquid crystals*, Phys. Rev. A **14**(3), 1251-1257 (1976).

