

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С НЕМАТИЧЕСКИМ ЖИДКИМ КРИСТАЛЛОМ, ЛЕГИРОВАННЫМ КРАСИТЕЛЯМИ

М. И. Барник, А. С. Золотыко, В. Ф. Китаева

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117924, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 5 декабря 1996 г.

Методами дифракции света и микропроекции изучено взаимодействие световых пучков линейной и круговой поляризации с нематическим жидким кристаллом, легированным поглощающими свет красителями. Обнаружено пороговое возникновение светоиндуцированных анизотропных структур, которые в зависимости от типа красителя могут быть аксиально-симметричными или вытянутыми в направлении, определяемом световым полем. Проведено обсуждение возможных механизмов формирования анизотропных структур.

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, даже малые примеси поглощающих свет молекул могут изменить свойства жидких кристаллов и характер их взаимодействия со световым излучением. Так, небольшие (меньше 1%) добавки антрахиноновых и азокрасителей на порядок и более повышают эффективность светоиндуцированной переориентации директора нематических жидких кристаллов (НЖК) и могут изменять ее направление [1–8]. Добавка соединения «метилловый красный» делает возможной светоиндуцированную переориентацию даже смектического жидкого кристалла [9].

Светоиндуцированные изменения в структуре жидких кристаллов, легированных красителями, влияют и на сам световой пучок — изменяют расходимость пучка и его структуру.

Во взаимодействии света с ориентированными жидкими кристаллами проявляется прежде всего их специфическое свойство — коллективность отклика на внешние воздействия. Именно коллективность отклика позволяет наблюдать в жидких кристаллах ряд интересных эффектов, обусловленных поглощением света, в частности, периодические искажения поля директора (квадратные решетки) в холестерических жидких кристаллах [10] и некоторые особенности фазового перехода смектик–нематик [11].

Цель настоящей работы — изучение зависимости отклика на световое излучение поглощающих гомеотропно ориентированных многокомпонентных нематических жидких кристаллов.

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследования проводились с двумя образцами гомеотропно ориентированного НЖК ЖКМ-1277 (производство ГНЦ РФ НИОПИК), представляющего собой пяти-

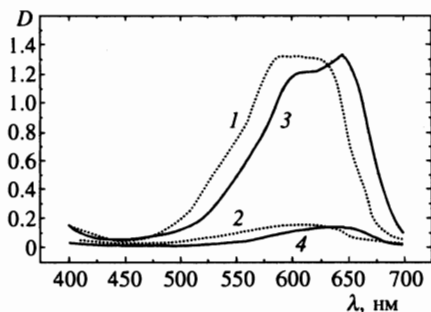
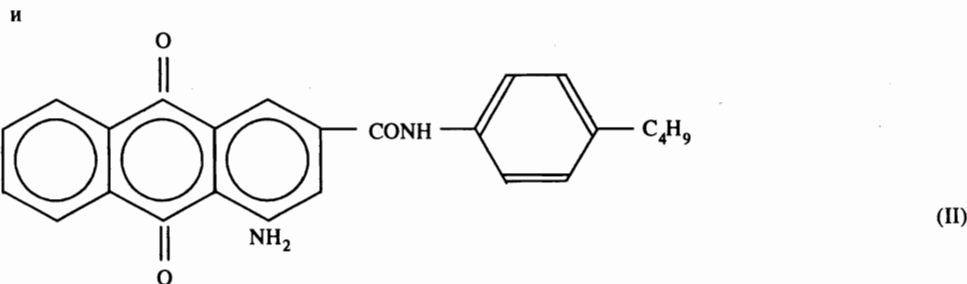
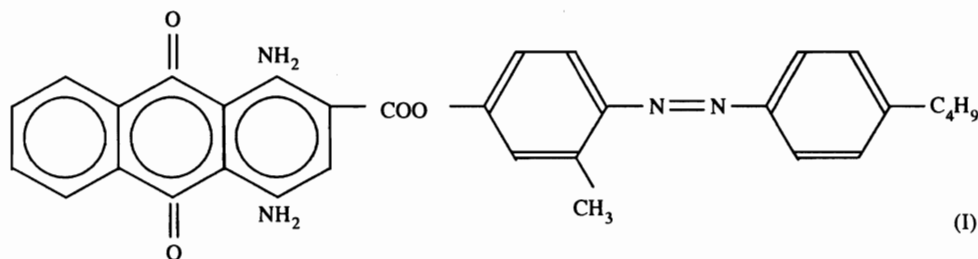


Рис. 1. Зависимость оптической плотности D красителей I (кривые 3, 4) и II (1, 2) от длины световой волны (для $L = 22$ мкм и концентрации красителей $\sim 1\%$): 1, 3 — D_{\parallel} , 2, 4 — D_{\perp} .

компонентную смесь нематиков, основу которой составляют бифенилы и сложные эфиры. Образцы содержали малые (вес 1%) добавки красителей I (образец № 1) и II (образец № 2). Вещество ЖКМ-1277 обладает нематической фазой в диапазоне температур $-20^{\circ}\text{C} < T < 60^{\circ}\text{C}$. Оно характеризуется положительной низкочастотной диэлектрической анизотропией ($\Delta\epsilon = 12.2$). Красители



обладают положительным дихроизмом. Оба они содержат антрахиноновые фрагменты, а первый содержит также азомостик $\text{N}=\text{N}$. Степени упорядоченности молекул красителей в нематической матрице приблизительно равны 0.7. Поляризационные спектры поглощения красителей приведены на рис. 1. Полосы поглощения обоих красителей принадлежат антрахиноновым фрагментам.

Внутренние стеклянные стенки кюветы, выполненной в виде клина, были покрыты SnO_2 , что позволяло прикладывать к кристаллу переменное электрическое поле. Гомеотропная ориентация жидкого кристалла достигалась нанесением на внутренние поверхности стенок стеарилхлорида хрома. Основная часть исследований проведена при толщине кристалла $L = 50$ мкм, температуре $T = 20^{\circ}\text{C}$ и длине волны светового излучения $\lambda = 6471 \text{ \AA}$.

Кристалл освещался пучком света (пучок фокусировался в кристалл) от ар-

гон-криптонового лазера непрерывного действия. Пучок света линейной или круговой поляризации падал на кювету нормально, т. е. волновой вектор падающего излучения был параллелен директору. За кристаллом на пути светового пучка помещался пленочный поляризатор, а за ним экран, на котором наблюдались изменения, происходящие со световым пучком, прошедшим кристалл. На этом же экране с помощью микроскопической системы (увеличение около 400 раз) можно было проследить и за изменениями, происходящими в самом кристалле.

Полученные результаты сводятся к следующему.

2.1. Изменения, происходящие со световым пучком линейной поляризации при его взаимодействии с кристаллом

Их иллюстрируют фотографии, представленные на рис. 2, 3.

1. Световой пучок, прошедший кристалл, изменяет свою расходимость и структуру. Величина эффекта зависит от мощности светового пучка. Эффект является пороговым.

При $P > P_{th}$ ($P_{th} \approx 9$ мВт для образца № 1 и $P_{th} \approx 10$ мВт для образца № 2) на экране, в скрещенных поляризаторах, появляется крест. Без анализатора наблюдается при этом сложная кольцевая картина, вид которой существенным образом зависит от мощности светового пучка и вида красителя.

2. В относительной близости к порогу для образца № 1 можно выделить три кольцевые системы: две центральные (1, 2 на рис. 2б) имеют небольшую угловую расходимость. Они накладываются на третью (3 на рис. 3б), расходимость которой очень велика.

Первая система состоит из двух сильно вытянутых овалов. Направление вытянутости овалов перпендикулярно направлению светового электрического поля (направлению поляризации). Так же вытянут и крест, наблюдаемый в скрещенных поляризаторах. Вытянутость (отношение размера в направлении, перпендикулярном световому полю, к размеру в направлении поля) составляет ≈ 1.7 (для креста ≈ 1.2) при $P = 11$ мВт.

Вторая система состоит из двух очень ярких полуколец, которые накладываются на внешний малоинтенсивный овал первой системы. Соединяющий полукольца диаметр совпадает с направлением электрического поля световой волны.

Третья система состоит из большого числа эквидистантно расположенных колец (см. рис. 3, на котором они хорошо видны). Кольца расположены тем чаще, чем больше мощность светового пучка. Чем мощность пучка меньше, тем кольца видны отчетливее.

Для образца № 1 расходимость центральной части больше, чем для образца № 2. Кроме того, для образца № 2 центральные кольца практически круглые и при небольших значениях P первая и вторая системы не выделяются. Третья система для образца № 2 проявляется гораздо отчетливее.

3. С увеличением P вытянутость овалов и угловая расходимость уменьшаются. При $P = 17$ мВт первые две системы для образца № 1 превращаются в одну систему вполне круглых, но не очень четких колец. Для кристалла № 2 при $P \approx 25$ мВт кольца четкие круглые с резкими краями.

4. Воздействие внешнего низкочастотного электрического поля \mathcal{F} , которое должно стабилизировать первоначальную гомеотропную ориентацию кристалла, в определенном смысле эквивалентно увеличению мощности светового пучка — в поле \mathcal{F} исчезает вытянутость дифракционной картины, наблюдаются круглые кольца с очень резкими краями и для кристалла № 1 при $P \approx 17$ мВт. Для образца № 2 при $P \approx 25$ мВт дифракционная картина в поле \mathcal{F} идентична дифракционной картине без него.

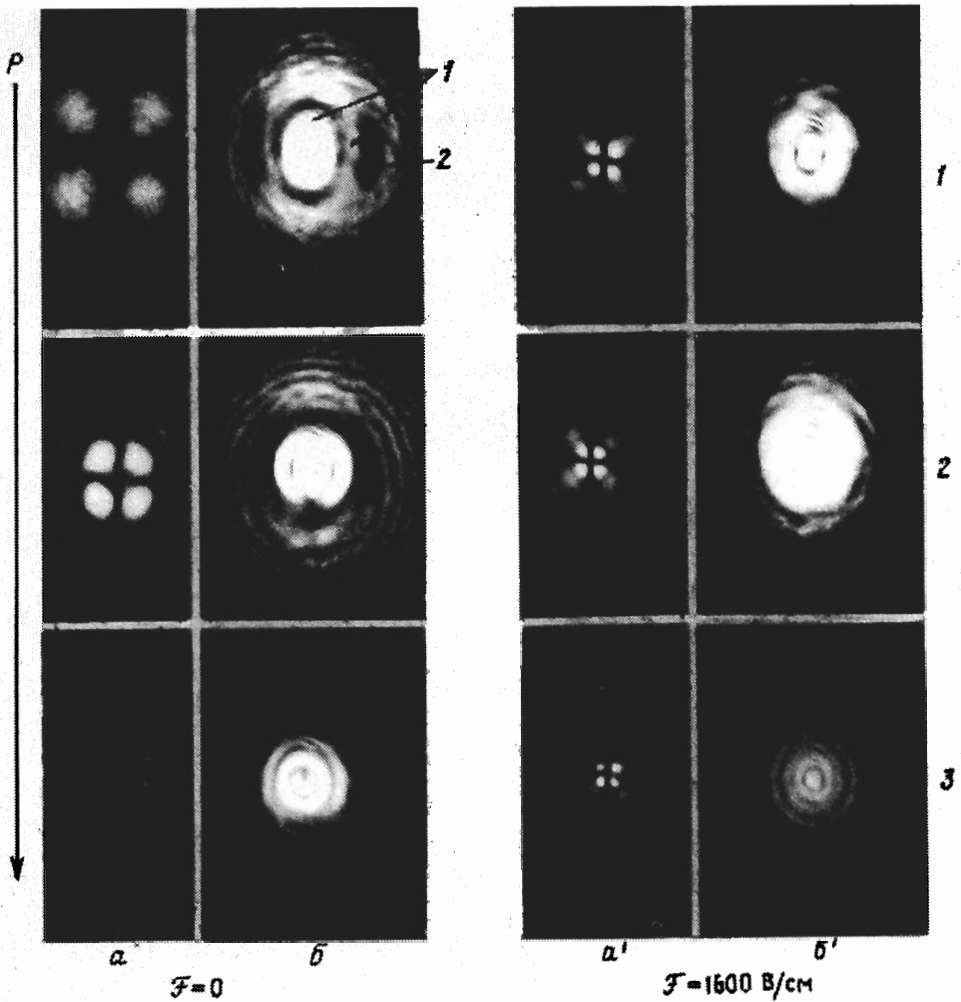


Рис. 2. Изменения дифракционной картины с увеличением мощности излучения P для образца № 1: a, a' — скрещенные поляризаторы, b, b' — без анализатора; 1 — $P = 11$ мВт, 2 — $P = 13$ мВт, 3 — $P = 17$ мВт

5. Крест, наблюдаемый в скрещенных поляризаторах, с возрастанием P для кристалла № 1 уменьшается в размерах, его интенсивность при этом сначала увеличивается, а затем убывает (см. рис. 2). Для образца № 2 крест с ростом P тоже уменьшается в размерах, но при $P \geq 25$ мВт превращается в пятно неопределенной формы.

6. Воздействие внешнего электрического поля сильно уменьшает крест. При этом для кристалла № 1 он еще как бы и удваивается — наблюдается небольшой яркий крест на фоне креста из дуг существенно больших размеров. Для образца № 2 при малых значениях P крест еще просматривается, но при больших превращается в пятно (см. рис. 3).

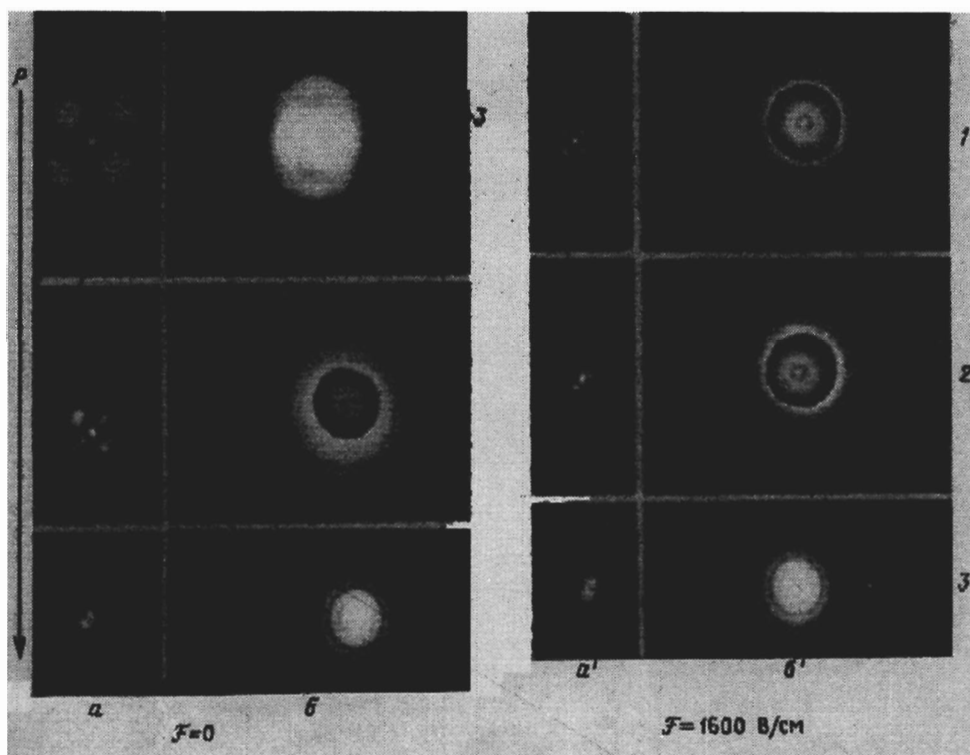


Рис. 3. Изменения дифракционной картины с увеличением мощности излучения P для образца № 2: a, a' — скрещенные поляризаторы, b, b' — без анализатора; 1 — $P = 13$ мВт, 2 — $P = 15$ мВт, 3 — $P = 25$ мВт

2.2. Изменения, происходящие с кристаллом в зоне светового пучка линейной поляризации

Эти изменения, наблюдаемые с помощью микроскопической системы, иллюстрирует рис. 4.

Для образца № 1 установлено следующее:

1. В зоне светового пучка при $P > P_{th}$ возникает анизотропное образование, размеры которого увеличиваются с возрастанием мощности светового пучка. Без анализатора анизотропное образование имеет вид диска. Диск окружен ореолом в виде кольца, имеющего при малых P тонкую структуру. В скрещенных поляризаторах при этом наблюдается крест, структура которого при больших P становится сложной: в центре появляется тонкая структура (дуги), и резко падает интенсивность.

2. При воздействии электрического поля размер диска практически не изменяется, а ореол превращается в кольцо с резкими краями.

Крест в скрещенных поляризаторах при этом заметно изменяется: увеличивается в размерах, появляется тонкая структура, с увеличением P заметно уменьшается его интенсивность, особенно в центральной части.

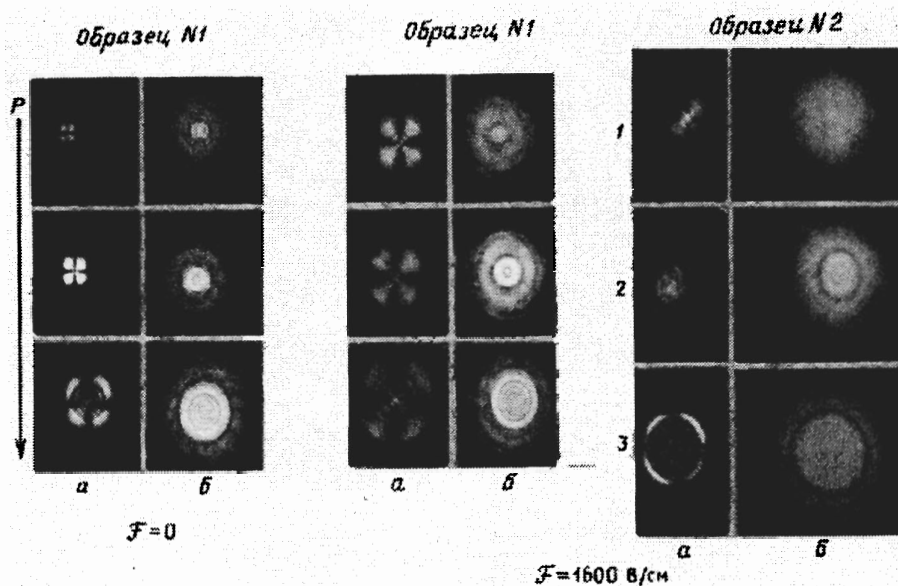


Рис. 4. Изменения картины, наблюдаемой в микроскоп, с увеличением P для образцов № 1 и № 2: a — скрещенные поляризаторы, b — без анализатора; 1 — $P = 11$ мВт, 2 — $P = 13$ мВт, 3 — $P = 17$ мВт

Для образца № 2 установлено следующее:

1. Без анализатора и в скрещенных поляризаторах (при $\mathcal{F} = 0$) наблюдаются картины, аналогичные картинам для кристалла № 1.

2. При воздействии же электрического поля при схожести картин для образцов № 1 и № 2 в параллельных поляризаторах наблюдается сильное различие картин в скрещенных поляризаторах. При не очень больших значениях мощности светового пучка для образца № 2 наблюдается сложное распределение интенсивности, несколько не похожее на крест. При больших значениях P остается как бы «ободок» от креста.

Особо следует обратить внимание на поведение дифракционной и микроскопической картин вблизи порога. В этом случае они исчезают через несколько секунд, т. е. вызванные световым пучком искажения поля директора довольно быстро «рассасываются».

При величине P , совсем незначительно превышающей P_{th} , искажения поля директора носят колебательный характер: они то появляются, то исчезают, и можно даже говорить о среднем периоде колебаний $\approx 5-20$ с.

И только при $P \geq P_{stab} \geq P_{th}$ можно говорить о стабильном искажении поля директора, возникающем в зоне светового пучка.

Значение P_{th} зависит от толщины кристалла. С увеличением толщины кристалла P_{th} уменьшается. Для образца № 1 зависимость $P_{th}(L)$ для $\lambda = 6471 \text{ \AA}$ представлена на рис. 5.

Время релаксации искажений после прекращения воздействия светового излучения составляет 1–2 с.

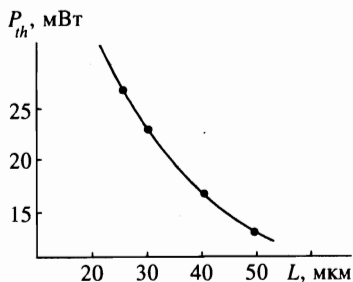


Рис. 5. Зависимость P_{th} от толщины кристалла L для образца № 1 ($\lambda = 6471 \text{ \AA}$)

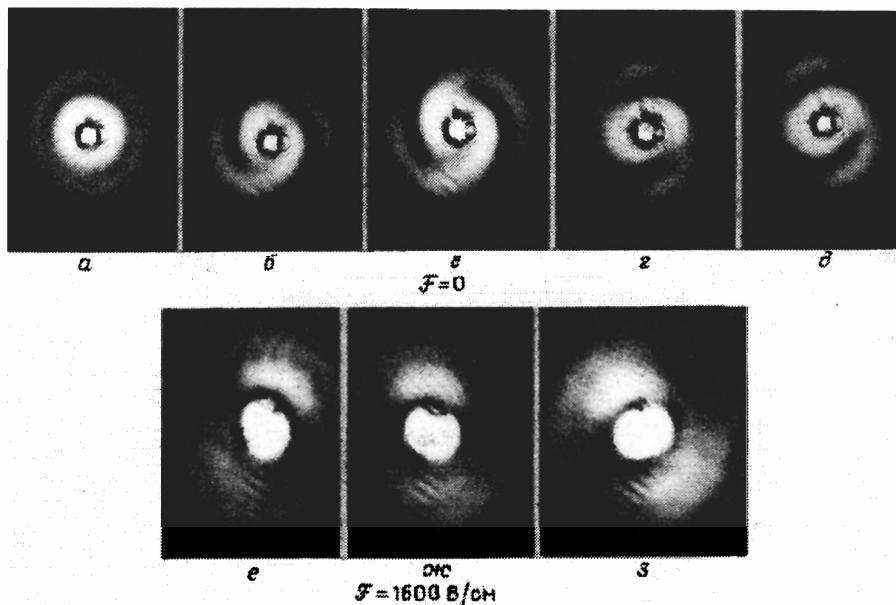


Рис. 6. Изменения дифракционной картины для круговой поляризации при варьировании угла α поворота анализатора: a — без анализатора, b — $\alpha = 0^\circ$ (анализатор пропускает горизонтальную поляризацию), θ — 20° , z — 77° , d — 90° (анализатор пропускает вертикальную поляризацию), e — 20° , $ж$ — 55° , $з$ — 90°

2.3. Изменения, происходящие со световым пучком круговой поляризации при его взаимодействии с кристаллом

Их для образца № 1 иллюстрирует рис. 6.

1. Световой пучок круговой поляризации, прошедший кристалл, изменяет свою расходимость и структуру. Этот эффект является пороговым, как и для линейной поляризации. Значения P_{th} близки к значениям P_{th} для света линейной поляризации.

2. При $P \approx P_{th}$ на экране для светового пучка, прошедшего через кристалл и анали-

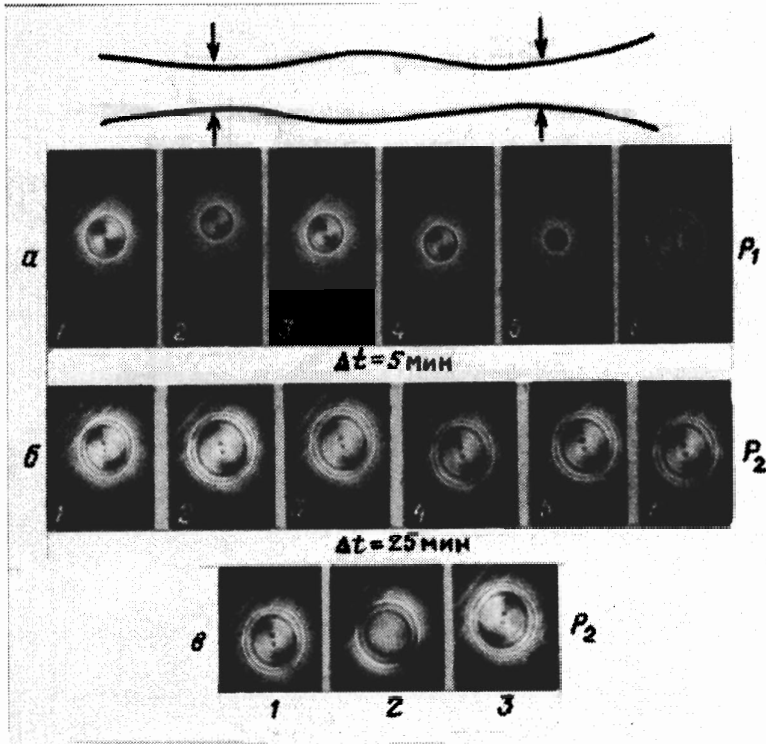


Рис. 7. Изменения микроскопической картины со временем для P_1 (а) и $P_2 > P_1$ ($\alpha = 90^\circ$) (б), а также во внешнем электрическом поле \mathcal{F} (в): 1, 3 — при $\mathcal{F} = 0$ для света правой и левой циркулярной поляризации, 2 — $\mathcal{F} \neq 0$

затвор, наблюдается вихреобразная картина — ядро с двумя «хвостами», закрученными по часовой стрелке или против в зависимости от направления круговой поляризации.

3. Вблизи порога наблюдаемая картина, как и для линейной поляризации, носит колебательный характер. Вихрь формируется за 1–15 с и релаксирует за 0.5–5 с.

4. С увеличением P легко достигается стабильная картина. При этом наблюдается четкое ядро и длинные яркие «хвосты».

5. При дальнейшем увеличении P стабильный характер сохраняется, но «вихрь» превращается в систему колец вокруг яркого пятна. Первое кольцо — достаточно узкое и большой интенсивности, другие (их 3–5) — широкие и малоинтенсивные.

6. «Вихрь» и широкие кольца наблюдаются на фоне системы узких эквидистантных колец, угловые размеры которой на порядок больше угловых размеров «вихря».

2.4. Изменения, происходящие с кристаллом в зоне светового пучка круговой поляризации

Их иллюстрируют рис. 7, 8.

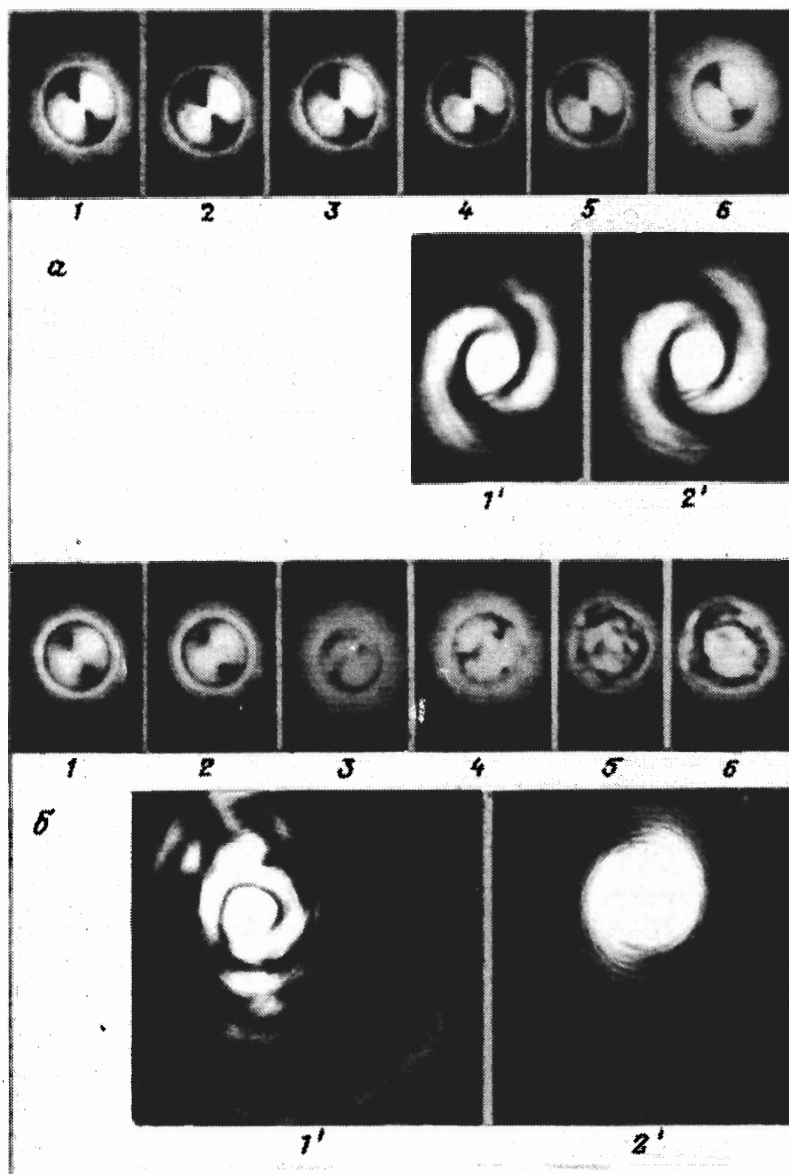


Рис. 8. Изменения микроскопической и дифракционной картин при действии внешнего электрического поля ($\mathcal{E} = 1600$ В/см) для разных видов красителя: *a* — образец № 1, $P = 15$ мВт; *б* — образец № 2, $P = 16$ мВт. Микроскопические картины: 1 — $\mathcal{E} = 0$, 2-6 — при непрерывном световом воздействии на кристалл и кратковременных разных по времени воздействиях поля. Дифракционные картины: 1' — после воздействия поля, 2' — до воздействия

1. В зоне светового пучка при $P > P_{th}$ возникают анизотропные образования, которые без анализатора, как и в случае линейно поляризованного излучения, имеют вид диска (размеры которого зависят от P), окруженного ореолом.

2. С анализатором диск «перерезан» пополам. Половинки и их центры смещены друг относительно друга вдоль направления, составляющего угол 45° с направлением анализатора. Совсем близко к порогу ($P \cong P_{th}$) вместо полудисков видны одно-два полукольца, несмещенные относительно друг друга.

3. В относительной близости к порогу (при P_1) наблюдаются квазипериодические колебания размеров диска. С анализатором, как это следует из рис. 7 (для образца № 1), картина с полудисками сменяется картиной с полукольцами и наоборот. Для $P_2 > P_1$ в течение 25 мин не были заметны изменения картины.

4. Наложение внешнего низкочастотного электрического поля изменяет картину, наблюдаемую с анализатором — полудиски сливаются в единый однородный диск. Правда, при этом ореол вокруг диска превращается в широкие полукольца и соединяющий их диаметр перпендикулярен направлению, выделяемому четвертьволновой пластинкой.

5. Многократное наложение на кристалл внешнего высокочастотного электрического поля и вращение четвертьволновой пластинки не приводят к каким-либо заметным изменениям микроскопической картины для образца № 1 (рис. 7е).

6. С образцом № 2 картина иная. Многократное воздействие высокочастотного электрического поля приводит к искажениям поля директора, сохраняющимся (память) длительное время. Эти искажения проявляются, как следует из рис. 8, и в дифракционной картине.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Изменения расходимости, профиля и поляризации светового пучка, прошедшего через НЖК, и результаты микроскопических исследований текстуры свидетельствуют о возникновении в кристалле, легированном красителями, светоиндуцированной оптической неоднородности.

2. Светоиндуцированная неоднородность характеризуется поперечной (по отношению к направлению распространения света) анизотропией. Действительно, деполяризацию света (появление крестов в скрещенных поляризаторах) может вызвать или поперечная анизотропия (в зоне светового пучка изменяется направление оптической оси), или нелинейная рефракция лучей, образующих коноскопическую картину [12]. Однако угловая расходимость пучка для коноскопической картины должна быть во много раз больше наблюдаемой, и возникновение креста в скрещенных поляризаторах следует приписать поперечной анизотропии.

3. Аксиально-симметричный (образец № 2) или близкий к нему (образец № 1) характер светоиндуцированной неоднородности, очевидно, непосредственно отражает аксиальную симметрию светового гауссова пучка.

Наблюдаемое отклонение от аксиальной симметрии для образца № 1 можно объяснить особыми свойствами соединений, имеющих азомостик $N=N$. Молекулы таких соединений стремятся сориентироваться своей длинной осью перпендикулярно направлению электрического поля световой волны [13–16], что, естественно, должно сказываться на симметрии светоиндуцированной анизотропной структуры.

Чтобы убедиться в справедливости высказанного предположения было исследовано взаимодействие линейно поляризованного света с кристаллом ЖКМ-1277, легированным диазокрасителем



молекулы которого имеют два азомостика. При этом вытянутость креста заметно увеличилась (для образца № 1 она стала равной 1.6 вместо 1.2).

4. Дифракционная картина позволяет оценить размеры пространственной оптической неоднородности. Микроскопические исследования позволяют определить эти размеры непосредственно. Результаты оценок достаточно хорошо согласуются между собой. Для образца № 1 размеры неоднородности составляют 30–60 мкм при мощности светового пучка $P \simeq 9\text{--}13$ мВт, а для образца № 2 — 20–70 мкм при $P \simeq 13\text{--}18$ мВт.

Высокая четкость дифракционной картины 3 (рис. 3б) и большое число дифракционных порядков говорят о существовании достаточно резкой границы светоиндуцированной неоднородности.

5. Воздействие внешнего электрического поля на светоиндуцированную структуру позволяет предположить, что ее образование связано с переориентацией директора в зоне светового пучка. В этом случае, поскольку диэлектрическая анизотропия НЖК ЖКМ-1277 положительна, внешнее поле будет стремиться восстановить первоначальную гомеотропную ориентацию директора. При этом, естественно, будет изменяться светоиндуцированная структура, что и наблюдается как в картине дифракции (рис. 2 и 3), так и в микроскопической картине (рис. 4).

6. Существуют несколько возможных физических механизмов переориентации директора под действием света.

В нематической фазе переориентация директора может происходить под действием электрических полей [17, 18] (в том числе световых [19–21]), гидродинамических течений [17, 18], неоднородного температурного поля (термомеханический эффект, предсказанный в [22]) и поверхностных сил, действующих на границе раздела нематик-изотропная фаза [23].

Проанализируем возможность проявления названных механизмов в нашем эксперименте.

Электрическое поле нормально падающей на гомеотропно ориентированный кристалл линейно поляризованной световой волны переориентирует директор в своей плоскости поляризации. Поэтому ни переориентация директора электрическим полем световой волны [19–21], ни ориентационные эффекты, обусловленные поглощением света [1–8], не должны приводить к образованию неплоской, а тем более аксиально-симметричной или близкой к ней структуры.

Гидродинамические течения, которые могут возникать в кристалле из-за лазерного нагрева, очевидно, не могут быть симметричными в условиях нашего эксперимента, когда сила тяжести направлена перпендикулярно оси светового пучка. Остаются переориентация директора на границе изотропной дыры, которую может «прожигать» [24] в кристалле световой пучок (термический нагрев) и переориентация директора неоднородным температурным полем (термомеханический эффект), создаваемым в кристалле узким световым пучком.

Рассмотрим теперь возможность проявления этих эффектов в описанном эксперименте.

7. Оценим величину мощности, необходимой для прожигания изотропной дыры в кристалле. Согласно [25], мощность P , повышающая температуру гомеотропного кристалла на величину ΔT выражается соотношением

$$P = \frac{2\pi k_{\perp} w \Delta T}{[1 - \exp(-\alpha_{\perp} L)] f(w/L)}, \quad (1)$$

где α_{\perp} — коэффициент поглощения обыкновенной световой волны, k_{\perp} — коэффициент теплопроводности, w — радиус перетяжки по критерию e^{-1} от интенсивности в максимуме, f — геометрический фактор, зависящий от отношения w/L . В условиях нашего эксперимента $w \approx 25$ мкм, $L = 50$ мкм, $f = 0.23$; α_{\perp} определяется из оптической плотности D (рис. 1): $\alpha_{\perp} = D_{\perp} \ln(10/L)$. Коэффициент теплопроводности k_{\perp} нематической фазы имеет характерное значение $k_{\perp} \sim 10^4$ эрг/см·с·град.

Из (1) следует, что для нагрева кристалла до точки перехода в изотропную фазу (т. е. на 40°C) достаточна мощность светового пучка $P \sim 4$ мВт, что по порядку величины совпадает с экспериментальным значением $P_{th} \sim 10$ мВт.

8. Обратимся теперь к термомеханическому эффекту. Согласно [22], сила, переориентирующая директор в неоднородном тепловом поле (величина ее пропорциональна градиенту температуры), может возникнуть только в неоднородном поле директора. Для гомеотропной ориентации кристалла поле директора однородно, но переориентирующая сила может возникнуть при флуктуационном отклонении директора (аналогично тому, как это происходит при переходе Фредерикса в электрическом поле, перпендикулярном директору). Величина этой силы пропорциональна градиенту температур. Отклонениям директора препятствует сила упругости (величина которой зависит от величины упругих постоянных Франка), стремящаяся восстановить первоначальную однородную ориентацию. Соотношение названных сил определяет состояние поля директора: остается ли оно однородным или будет деформировано.

Согласно [1], порог термомеханического эффекта ΔT_{th} в узком световом пучке определяется соотношением

$$\xi \sim K/\Delta T_{th}, \quad (2)$$

где K — упругая постоянная Франка, ξ — термомеханическая постоянная. При этом $K \sim 10^{-6}$ дин [18], $\xi \sim 10^{-6}$ дин/град [22] или по другой оценке $\xi \sim 10^{-8}$ дин/град [1]. Для этих значений ξ находим $\Delta T_{th} \sim 1^{\circ}\text{C}$ и $\Delta T_{th} \sim 100^{\circ}\text{C}$ соответственно. Из соотношения (1) следует, что для нагрева кристалла на $\Delta T = 100^{\circ}\text{C}$ достаточна мощность светового пучка $P \sim 10$ мВт, а для нагрева на 1°C — 0.1 мВт. Таким образом, и проявление термомеханического эффекта вполне возможно в наших экспериментальных условиях.

9. Пороговая мощность нагрева кристалла до точки перехода нематик–изотропная фаза и порог термомеханического эффекта должны возрастать с уменьшением толщины кристалла (см. (1)). Именно это и наблюдается экспериментально (рис. 5). Однако этот результат не позволяет отдать предпочтение ни термическому нагреву, ни термомеханическому эффекту. Обратимся к другим фактам.

а) Согласно [25], при термическом нагреве должен существовать гистерезис по мощности, при котором возникает и исчезает переход нематик–изотропная фаза. В экспе-

рименте его наблюдать не удалось, что свидетельствует в пользу термомеханического эффекта.

б) Независимость порога возникновения светоиндуцированной структуры от внешнего низкочастотного поля свидетельствует в пользу термического эффекта.

в) Увеличение мощности светового пучка должно приводить к значительному увеличению радиуса изотропной «дыры».

Существенного же увеличения размеров светоиндуцированной неоднородности, возникающей благодаря термомеханическому эффекту, происходить не должно, поскольку для гауссова пучка с увеличением мощности не может сильно измениться расстояние от оси пучка, на котором градиент температуры максимален. Экспериментально наблюдалось значительное увеличение размеров неоднородности, что соответствует термическому нагреву.

г) Характерные времена формирования светоиндуцированной неоднородности (t_{for} порядка долей секунды) и ее релаксации ($t_{rel} \sim 1-2$ с), полученные для образцов № 1 и № 2, также не дают ответа на поставленный вопрос. Дополнительные эксперименты с высокотемпературным НЖК ЖКМ-1443, содержащим 1% красителя I (точка его перехода в изотропную фазу $\approx 90^\circ\text{C}$, толщина $L = 40$ мкм), показали, что при значениях P , слегка превышающих P_{th} , появление креста на экране определяют два времени — t_{ret} и t_{for} (t_{ret} — время от начала освещения кристалла до момента появления креста). При этом t_{ret} и t_{for} близки между собой и составляют несколько десятков секунд.

Большие времена t_{ret} могут быть в равной мере свойственны и термомеханическому эффекту, и фазовому переходу при термическом нагреве.

Большие же (~ 10 с) времена t_{for} можно ожидать только при термомеханическом эффекте, когда, как и при переходе Фредерикса, при небольшом превышении порога [26], происходит медленный коллективный поворот первоначально одинаково ориентированных молекул.

д) Колебательные режимы при фазовом переходе нематик–изотропная фаза наблюдались ранее в [25, 27, 28]. В качестве возможных причин их возникновения указывались дифракционные потери света [27, 28] и процессы диффузии компонент НЖК [25].

Возникновение колебательных режимов нельзя исключить и при термомеханической переориентации директора. Их причиной может быть как влияние переориентации директора и возбуждения молекул красителей на поглощение и диффузию тепла, так и ориентирующее воздействие светового поля.

Все вышеизложенное показывает, что экспериментальные результаты не позволяют однозначно высказаться в пользу термического нагрева или термомеханического эффекта, но позволяют предположить, что в формировании анизотропной структуры играют роль одновременно оба процесса.

10. В заключение рассмотрим взаимодействие с НЖК циркулярно поляризованного света.

Очевидно, что механизм светоиндуцированной переориентации директора не должен измениться при переходе от линейной к циркулярной поляризации, но дифракционная и микроскопическая картины должны различаться.

Результаты расчета дифракции циркулярно поляризованного светового пучка на аксиально-симметричной незакрученной (не изменяющейся при отражении в плоскости перпендикулярной оси симметрии) анизотропной структуре [11] показывают, что вид дифракционной картины определяется радиальной зависимостью показателей преломления необыкновенной и обыкновенной волн. При этом дифракционная картина,

вообще говоря, может выглядеть закрученной, а знак закрученности зависит от знака циркулярной поляризации падающего света.

Однако вполне возможно и ориентирующее влияние на директор светового поля круговой поляризации. Поясним это. В процессе распространения света в деформированном кристалле его поляризация изменяется. В геометрии описанного эксперимента круговая поляризация трансформируется в эллиптическую. Эллиптически поляризованный свет может переориентировать директор в направлении параллельном или перпендикулярном большой оси эллипса поляризации. Возникающая при этом закрученность поля директора будет проявляться и в дифракционной картине. Направление большой оси эллипса поляризации света, очевидно, зависит от знака циркулярной поляризации, поэтому от этого знака зависит и направление переориентации директора и, соответственно, закрученности.

Расчет микроскопической картины, образуемой незакрученным полем директора, выполненный в предположении, что образующие световой пучок лучи не отклоняются внутри кристалла, показывает, что эта картина должна быть симметричной относительно направления, соответствующего минимуму интенсивности и образующего угол 45° с направлением анализатора. Однако, как следует из рис. 7, полудиски могут быть смещены друг относительно друга, что говорит о нарушении первоначальной симметрии светоиндуцированной структуры. Таким образом, вид микроскопической картины подтверждает возможность закручивания поля директора световым полем.

Известно, что эффективность переориентации директора в поглощающих жидких кристаллах зависит от вида красителя, что, возможно, объясняет различие картин, наблюдающихся с образцами № 1 и № 2.

4. ВЫВОДЫ

1. В НЖК, легированных поглощающими свет красителями, под действием светового пучка происходит неплоская переориентация директора. Этот эффект является пороговым. При мощности светового пучка, близкой к пороговой, переориентация директора может носить колебательный характер.

2. Деформация поля директора зависит от вида красителя и поляризации светового пучка. Для красителя, не содержащего азомостика $N = N$, она для линейной поляризации аксиально симметрична, а для красителей с азомостиком — вытянута в направлении светового поля; при круговой поляризации поле директора становится закрученным.

3. Переориентация директора в зоне светового пучка и многие ее свойства объясняются воздействием градиента температуры (термомеханический эффект) и границы раздела нематик — изотропная фаза при тепловом фазовом переходе.

Авторы приносят благодарность В. Г. Румянцеву за полезные обсуждения настоящей работы.

Работа была выполнена в рамках Межотраслевой научно-технической программы «Оптика. Лазерная физика». Один из авторов (М. И. Б.) благодарен за поддержку INTAS (грант 93-1700-EXT).

Литература

1. I. Janossy, A. D. Lloyd, and B. S. Wherrett, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **179**, 1 (1990).
2. I. Janossy and T. Kosa, *Opt. Lett.* **17**, 1183 (1992).
3. S. T. Sun, W. M. Gibbons, and P. J. Shannon, *Liq. Cryst.* **12**, 869 (1992).
4. I. C. Khoo, Hong Li, and Yu Liang, *IEEE J. Quant. Electr.* **29**, 1444 (1993).
5. L. M. Blinov, M. I. Barnik, A. Mazzula, and C. Umeton, *Mol. Mater.* **5**, 237 (1995).
6. D. Paparo, P. Maddalena, G. Abbate, E. Santamato, and I. Janössy, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **251**, 73 (1994).
7. М. И. Барник, А. С. Золотько, В. Г. Румянцев, Д. Б. Терсков, *Кристаллография* **40**, 746 (1995).
8. Т. Ya. Marusii, V. Ya. Reshetnyak, Yu. A. Reznikov, S. S. Slussarenko, in *Abstr. 6th Int. topical meeting on Optics of Liquid Crystals*, Le Touget, France (1995).
9. А. С. Золотько, В. Ф. Китаева, Письма в ЖЭТФ **59**, 34 (1994).
10. V. F. Kitaeva and A. S. Zolot'ko, *Mol. Cryst. Liq. Cryst. Sci. Technol. B: Nonlinear Opt.* **2**, 261 (1992).
11. А. С. Золотько, В. Ф. Китаева, Д. Б. Терсков, ЖЭТФ **101**, 1827 (1992).
12. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, Москва (1973).
13. А. М. Макушенко, Б. С. Непорент, О. В. Столбова, *Опт. и спектр.* **31**, 557 (1971).
14. T. Todorov, L. Nicolova, N. Tomova, and V. Dragostinova, *IEEE J. Quant. Electr.* **22**, 1262 (1986).
15. S. Ivanov, I. Yakovlev, S. Kostromin, V. Shibaev, *Makromol. Chem. Rap. Comm.* **12**, 709 (1991).
16. K. Anderle, R. Birenheide, M. J. A. Werner, and J. H. Wendorff, *Liq. Cryst.* **9**, 691 (1991).
17. П. де Жен, *Физика жидких кристаллов*, Мир, Москва (1977).
18. Л. М. Блинов, *Электро- и магнитооптика жидких кристаллов*, Наука, Москва (1978).
19. I. C. Khoo and Y. R. Shen, *Opt. Eng.* **24**, 579 (1985).
20. A. V. Sukhov, N. V. Tabiryan, and B. Ya. Zel'dovich, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **136**, 1 (1986).
21. V. F. Kitaeva and A. S. Zolot'ko, *Laser Res.* **10**, 275 (1985).
22. Р. С. Акопян, Б. Я. Зельдович, ЖЭТФ **87**, 1660 (1984).
23. W. Bragg, *Nature* **133**, 445 (1934).
24. V. F. Kitaeva, N. N. Sobolev, A. S. Zolot'ko, L. Csillag, and N. Kroo, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **91**, 137 (1983).
25. I. Janossy and T. Kosa, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **207**, 189 (1991).
26. А. С. Золотько, В. Ф. Китаева, В. А. Куюмчян, Н. Н. Соболев, А. П. Сухоруков, Письма в ЖЭТФ **36**, 66 (1982).
27. F. Simoni, G. Cipparone, C. Umeton, and I. C. Khoo, *Opt. Lett.* **13**, 886 (1988).
28. V. G. Kamensky, G. Cipparone, C. Umeton, and F. Simoni, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **207**, 331 (1991).