

*Посвящается памяти Б.К. Вайнштейна*

## ФОТОНИКА ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР. ОБЗОР

© 2011 г. С. П. Палто, Л. М. Блинов, М. И. Барник, В. В. Лазарев,  
Б. А. Уманский, Н. М. Штыков

*Институт кристаллографии РАН, Москва  
E-mail: palto@online.ru*

Поступила в редакцию 02.03.2011 г.

Представлен обзор оригинальных результатов исследований электрооптических и лазерных эффектов, выполненных за последние несколько лет в лаборатории жидких кристаллов Института кристаллографии РАН. Подробно рассмотрены холестерические жидкие кристаллы как яркие представители фотонных структур и их поведение в электрическом поле. Обсуждается возникновение высшей гармоник в периодическом распределении поля директора в спиральной жидкокristаллической структуре и соответственно новый (ангармонический) режим электрооптических эффектов. Другая группа работ относится к изучению бистабильного переключения света электрическим полем в хиральных нематиках. Рассмотрены также поляризационные дифракционные решетки, управляемые электрическим полем. Подробно освещены результаты работ по микролазерам на различных фотонных структурах с холестерическими и нематическими жидкими кристаллами. Особое внимание уделено новому режиму генерации на вытекающих модах. В последнем разделе рассмотрены схемы жидкокristаллических усилителей света и их поляризационные, полевые и спектральные характеристики.

### ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение

Фотонные жидко-кристаллические структуры

1.1. Структуры с нематическими жидкими кристаллами

1.2. Холестерическая структура как фотонный кристалл

2. Холестерическая спираль в электрическом поле

2.2. Ангармоничность и высшие порядки спиральной структуры

3. Электрооптические эффекты

3.1. Ангармоническая мода переключения спиральной структуры

3.1.1. Поляризационные состояния и оптический контраст

3.1.2. Быстродействие

3.2. Бистабильное переключение света в электрическом поле

3.2.1. Проблема бистабильности

3.2.2. Одночастотное переключение между  $2\pi \Leftrightarrow 0$  состояниями директора

3.2.3. Двухчастотный режим переключения

3.3. Поляризационная дифракционная решетка, управляемая полем

4. Микролазеры на холестерических жидких кристаллах и других фотонных структурах

4.1. Лазеры с распределенной обратной связью и плотность фотонных состояний

4.2. Пороговые условия и общие свойства генерации

4.3. Вытекающие лазерные моды

4.3.1. Нематические жидкие кристаллы

4.3.2. Холестерические жидкие кристаллы

4.4. Лазерные структуры, управляемые электрическим полем

4.4.1. Периодическая структура на нематическом ЖК

4.4.2. Гибридная структура

5. Усилители света на нематических жидких кристаллах

5.1. Характеристики усилителей

5.2. Спектры усиления

Заключение

### ВВЕДЕНИЕ

Жидкие кристаллы (ЖК) прочно вошли в жизнь человеческого общества вместе с новейшими достижениями современных информационных технологий. Плоские компьютерные дисплеи, жидкокristаллические телевизоры, различные микродисплеи – эти и многие другие технологические новинки явились результатом всестороннего изучения фундаментальных основ физики жидких кристаллов и их электрооптических свойств. При этом одной из важнейших за-

дач остается улучшение быстродействия жидкокристаллических структур, особенно в дисплейной технике нового поколения для трехмерного отображения информации. Телевизоры и дисплеи — это существенная, но не единственная область применения жидких кристаллов в фотонике. Везде, где требуется модуляция характеристик световых волн: интенсивности, волнового фронта, состояния поляризации, спектрального состава, можно использовать жидкие кристаллы. В последнее время показано, что на основе жидких кристаллов могут быть созданы управляемые полем фотонные структуры, в том числе и для микролазеров. Изучение лазерного эффекта в жидких кристаллах — одно из новейших направлений фундаментальных исследований, которое в последние годы интенсивно разрабатывается во всем мире. Перспективы использования жидкокристаллических лазеров очень привлекательны. Во-первых, это возможность получения генерации практически на любой, заранее заданной длине волны ультрафиолетового, видимого и ближнего ИК-диапазонов, что пока недоступно, например, для полупроводниковых лазеров. Во-вторых, лазеры на жидких кристаллах могут иметь огромную оптическую апертуру и быть изготовлены в виде матричных панелей из миллионов управляемых электрическим полем микролазеров. Имеются основания полагать, что такие микролазеры смогут работать как в импульсном, так и непрерывном режиме генерации при накачке от полупроводниковых лазерных диодов. Данная работа и находится в русле дальнейшего развития физики жидких кристаллов и технологии их применения в устройствах современной фотоники [1].

## 1. ФОТОННЫЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ

Известно, что в обычных кристаллах электроны дифрагируют на кристаллической решетке с образованием разрешенных и запрещенных зон в их энергетическом (т.е. частотном) спектре. При этом примеси играют роль дефектов, образуя разрешенные уровни в запрещенных зонах. Сравнительно недавно замечена глубокая аналогия между поведением электронов в кристаллах и поведением фотонов в структурах, где показатель преломления периодически меняется на масштабах, соизмеримых с длиной световой волны. Такие структуры называются фотонными кристаллами и могут быть одномерными, двумерными и трехмерными. В настоящей работе под фотонными структурами в широком смысле имеем в виду тонкослойные жидкокристаллические ячейки, обладающие свойствами фотонных кристаллов, чаще всего одномерных, хотя возможны и двумерные решетки и даже объемные трехмерные

структуры (например, голубая жидкокристаллическая фаза). Все эти структуры обладают дифракционными свойствами, так или иначе вытекающими из соотношения Брэгга:

$$k\lambda_k = 2dn \cos \alpha, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — угол падения света на структуру с периодом  $d$ ,  $n$  — показатель преломления среды (в простейшем случае изотропной),  $\lambda_k$  — длина волны отраженного света в  $k$ -м порядке.

### 1.1. Структуры с нематическими жидкими кристаллами

На рис. 1 показаны различные типы фотонных структур, обсуждаемые в данной работе. Простейшая из них — это резонатор Фабри–Перо, состоящий из двух параллельных зеркал, частично пропускающих свет (рис. 1а). Спектры пропускания и отражения такой структуры хорошо известны. Они зависят от показателя преломления среды, заполняющей зазор между зеркалами. Если зеркала сделаны из металла или прозрачного проводящего окисла индия с сурьмой (ИТО), то можно прикладывать электрическое напряжение к среде и изменять ее показатель преломления. Тогда спектр резонатора изменяется. Таким образом, заполняя промежуток между зеркалами нематическим жидким кристаллом и прикладывая к нему довольно низкое напряжение, мы радикально изменяем ориентацию его молекул и показатель преломления, а следовательно, поляризацию света и частотный спектр Фабри–Перо структуры. Примерно так работает жидкокристаллический дисплей, снабженный входным и выходным поляроидами. На основе этой же структуры можно сделать и перестраиваемый лазер на красителе; достаточно в жидком кристалле растворить люминесцирующий краситель и возбудить его молекулы светом накачки. Тогда наша фотонная структура будет генерировать свет на желаемой частоте, заданной условием (1) и спектром люминесценции красителя.

Как показано в [2], для почти нормально распространяющихся мод в тонкой пленке не возникает достаточного усиления света для достижения порога лазерной генерации (разд. 4.2.) Но эта геометрия позволила впервые измерить анизотропию усиления света в жидком кристалле [3]. Для изучения генерации в нематических жидких кристаллах та же ячейка устанавливается так, чтобы свет распространялся вдоль поверхности стекол. В частности, если показатель преломления стекол  $n_g$  меньше показателя преломления  $n_{LC}$  соответственно ориентированного жидкого кристалла, мы наблюдаем волноводный режим распространения мод с низкими номерами  $k$  в (1) для фиксированного диапазона длин волн. Но с увеличением  $k$  угол  $\alpha$  уменьшается, свет выходит из жидкого

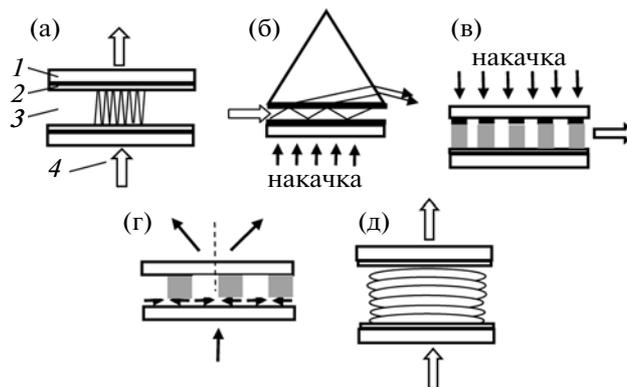
кристалла и распространяется в стекле под скользящими углами. Мы впервые наблюдали лазерную генерацию на скользящих вытекающих модах с низкими номерами  $k$  [4]. Вариант аналогичной структуры с призмой из стекла (рис. 1б), при условии  $n_g > n_{LC}$  позволяет измерять углы и находить номера [5] так называемых критических мод, вытекающих из стекла (разд. 4.3.). Благодаря более высоким коэффициентам френелевского отражения и увеличенной длине за один проход светового луча между подложками, порог генерации на критических модах исключительно низок. Если же исключить наблюдение вытекающих мод с помощью соответствующих “заглушек”, структура (рис. 1б) оказывается удобной для изучения спектров усиления света на нулевой моде, распространяющейся строго параллельно стеклам (разд. 5).

На рис. 1в показана классическая фотонная структура, в которой при накачке сверху периодическая решетка непрозрачных электродов выполняет роль теневой маски для слоя жидкого кристалла, допированного красителем. Свет накачки приводит к пространственной модуляции коэффициента усиления и вызывает генерацию, а электрическое напряжение, поданное на электроды, приводит к изменению ее частоты (разд. 4.4). И, наконец, еще одна интересная ячейка представляет собой дифракционную решетку, управляемую электрическим полем (рис. 1г). Голографическая решетка, записанная на полимерном слое, создает периодическую ориентацию жидкого кристалла, который многократно усиливает дифракционную эффективность решетки и управляет ею с помощью электрического поля. Этот эффект обсуждается в разд. 3.3.

### 1.2. Холестерическая структура как фотонный кристалл

Ячейка с холестерическим жидким кристаллом, часто используемая в исследованиях лазерных эффектов, очень проста (рис. 1д). Для электрооптических приложений поле прикладывается параллельно или перпендикулярно оси спирали, и соответствующая геометрия обсуждается для каждого конкретного эксперимента в разд. 3. Следует отметить, что во всех экспериментальных ячейках, исследованных в настоящей работе и показанных на рис. 1, молекулы жидких кристаллов были ориентированы в заранее заданных направлениях с помощью тонких (порядка 20 нм) полимерных покрытий на ограничивающих стеклах, чистых или с предварительно нанесенными электродами.

Рассмотрим поближе спиральную холестерическую структуру. Она периодична и демонстрирует все свойства одномерного фотонного кристалла с характерной стоп-зоной в спектре пропускания света, распространяющегося вдоль оси

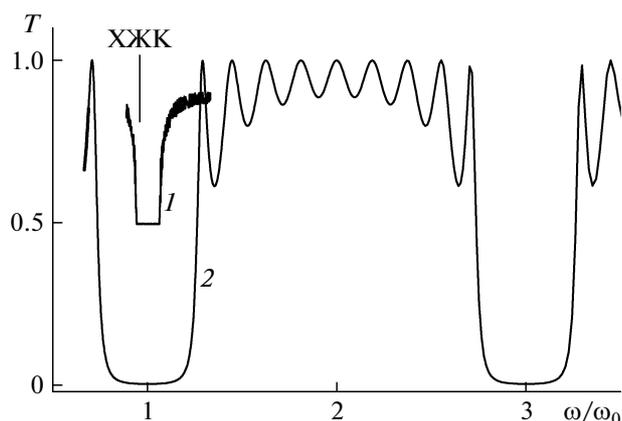


**Рис. 1.** Схемы различных типов фотонных структур. Во всех случаях цифры, отмеченные на схеме (а), соответствуют ограничивающим стеклам (1), полимерным покрытиям стекол (2), жидкокристаллической среде между стеклами (3). Широкие (4) и тонкие стрелки — световые лучи.

спирали. Длина волны в центре стоп-зоны может быть определена по формуле (1) с  $k = 1$  и заменой  $d$  на полшага  $P_0/2$  в соответствии с симметрией структуры,  $\lambda_1 = P_0 \langle n \rangle$  (здесь  $\langle n \rangle = (n_{||} + n_{\perp})/2$ , где  $n_{||}$  и  $n_{\perp}$  — показатели преломления, соответствующие главным осям тензора диэлектрической проницаемости, направленным соответственно параллельно и перпендикулярно директору жидкого кристалла). На рис. 2 приведены рассчитанные спектры пропускания света для двух фотонных структур [6]. Одна из них — это виртуальный фотонный кристалл, состоящий из пяти чередующихся слоев с показателями преломления  $n_1 = 1$  и  $n_2 = 2$ , каждый толщиной  $\lambda_B$ . Другая структура — это типичный холестерический жидкий кристалл с  $n_{\perp} = 1.5$  и  $n_{||} = 1.7$ , образованный 50-ю витками спирали, имеющей период 0.4 мкм. Обе структуры при нормальном падении света ( $\cos \alpha = 1$ ) имеют центр полосы брэгговского отражения (стоп-полоса) на одной и той же длине волны  $\lambda_B$ . Характерными особенностями холестерика является зависимость его пропускания от поляризации света (проходит только одна из циркулярных поляризаций) и наличие лишь одной полосы в спектре, легко управляемой составом материала и внешними воздействиями (температурой, светом, электрическим и механическим напряжением). Что касается ширины стоп-зоны, она определяется исключительно глубиной пространственной модуляции показателя преломления.

## 2. ХОЛЕСТЕРИЧЕСКАЯ СПИРАЛЬ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Для разработки электрооптических, дифракционных, лазерных и других устройств фотоники микронных размеров на холестерических жидких кристаллах необходимо ясное понимание меха-



**Рис. 2.** Расчетные частотные зависимости спектров пропускания холестерического жидкого кристалла (1) и стопки пяти пар слоев с разным показателем преломления в каждой паре (2).

низма деформации и раскрутки холестерической спирали в электрическом поле. Мы тщательно исследовали этот механизм экспериментально [7] и с помощью численного моделирования [8] и обнаружили интересные фундаментальные аспекты этой проблемы, важные и для технических приложений. Кратко изложим существо дела и некоторые следствия, необходимые для дальнейшего рассмотрения проблемы.

### 2.1. Раскрутка спирали и топологические ограничения

Проблема раскрутки бесконечной спирали в магнитном (и электрическом) поле, перпендикулярном оси спирали при положительной диэлектрической анизотропии материала ( $\epsilon_a > 0$ ), была решена де Женом уже давно [9] и, казалось бы, подтверждается экспериментом. Для каждой напряженности поля теория предсказывает соответствующую величину шага спирали, отвечающую минимуму свободной энергии системы и это неоспоримо. При некотором критическом поле,

$$E_u = \frac{\pi^2}{P_0} \sqrt{\frac{K_{22}}{\epsilon_0 \epsilon_a}}, \quad (2)$$

где  $K_{22}$  и  $P_0$  – модуль упругости и естественный шаг спирали соответственно, спиральная структура переходит в однородную нематическую. Вопрос в том, как перейти от одной конфигурации спирали к другой, с увеличенным шагом, в реальном пространственно-ограниченном слое. Ведь удлинение шага сопровождается вращением директора, в том числе и против поля. Здесь мы сталкиваемся с серьезным топологическим ограничением, поскольку два состояния, отличающиеся, например, на полвитка, разделены не только энергетическим барьером, но и являются тополо-

гически неэквивалентными (т.е. не существует непрерывной деформации поля директора жидкого кристалла, переводящей спираль из состояния с количеством полувитков  $m$  в спираль с числом полувитков  $m \pm 1$ ). В результате идеальная спираль, но ограниченная стеклами, как показано на рис. 1д, в поле, строго перпендикулярном оси спирали, раскручиваться не будет. Раскрутка может происходить только при участии каких-либо дефектов структуры, что и происходит часто на практике. Сказанное можно подтвердить экспериментальными данными и моделированием. Конкретная структура холестерической ячейки показана на рис. 3. Поле, перпендикулярное оси спирали, создается системой встречно-штырьевых электродов, лежащих в плоскости слоя, и такой режим работы называют “IPS-режимом” или “IPS-модой” (от англ. *in-plane switching mode*). Ранее мы исследовали этот режим в сегнетоэлектрических жидких кристаллах [10]. В структуре на рис. 3 ориентация молекул на границах слоя задана пленкой полимера, нанесенной на электроды. Выделенное направление (легкая ось), вдоль которого ориентируются молекулы, создается механическим натиранием пленки полимера тканью. Верхнее стекло тоже покрыто полимером, но оставлено без натирания, чтобы дать свободу для вращения директора в плоскости стекла. Свет сквозь ячейку проходит строго вдоль оси спирали, и в спектре пропускания (рис. 4а) наблюдается стоп-зона. Увеличивая синусоидальное напряжение на образце, мы замечаем слабый сдвиг стоп-зоны в сторону коротких волн, вместо сильного сдвига в противоположную сторону, ожидаемого при раскрутке спирали. При дальнейшем увеличении напряжения профиль брэгговской полосы портится из-за появления многочисленных дефектов структуры. Как покажем далее, при работе с короткими импульсами даже более высокого напряжения, дефекты почти не заметны. Моделирование с помощью программ, разработанных ранее и хорошо себя зарекомендовавших при исследовании различных полевых эффектов в жидких кристаллах [11, 12], показывает ту же самую картину (рис. 4б). Заметим, что спираль не раскручивается даже в значительно более сильных полях, чем пороговое поле (2). Тем самым снимается вопрос о постепенной раскрутке спирали в нашей геометрии и к тому же моделирование дополнительно выявляет новые, весьма интересные детали.

### 2.2. Ангармоничность и высшие порядки спиральной структуры

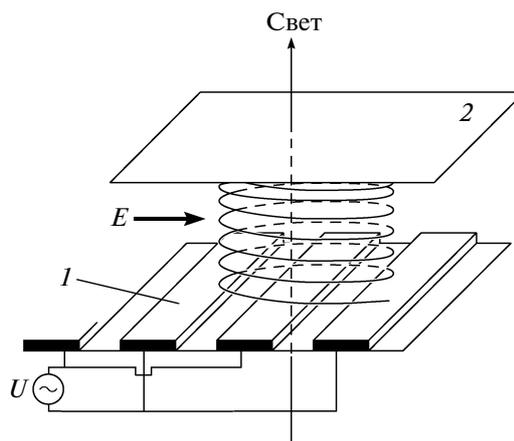
Оказывается, подача напряжения на спиральную структуру, практически оставляя неизменным ее период, искажает форму распределения директора по  $z$ -координате вдоль оси спирали и

нормали к стеклам, ограничивающим ячейку. Например, в сильных полях  $z$ -зависимость  $x$ -компоненты  $n_x(z)$  директора (вектора преимущественной ориентации молекул  $\mathbf{n}$ ) больше не является синусоидальной, а скорее походит на меандр (вставка, рис. 5). Это происходит потому, что в достаточно сильном электрическом поле молекулы одноосного, но неполярного жидкого кристалла всегда выстраиваются преимущественно вдоль поля  $E_x$  или противоположно ему. Разумеется, меандр может быть разложен на гармоники, причем из-за начального синусоидального распределения и квадратичного характера взаимодействия с полем, в спектре  $n_x(z)$  будут только нечетные гармоники. Так, третья гармоника хорошо видна на фоне первой гармоники в фурье-спектре той же кривой, что и на вставке. Появление высших гармоник открывает новые возможности для повышения быстродействия электрооптических устройств (разд. 3.1). С другой стороны, комбинация первой и третьей гармоник приводит к появлению новой полосы брэгговского отражения на удвоенной частоте, которая может быть использована в лазерной технике для генерации излучения. Рис. 6 иллюстрирует эту возможность: видно, что при повышении напряжения постепенно нарастает вторая стоп-полоса на длине волны, соответствующей  $k = 2: \lambda_2 = (P_0/2)\langle n \rangle$ . При этом структура основной стоп-полосы разительно изменяется, и это также может быть использовано для управления генерацией или другими оптическими свойствами ЖК.

### 3. ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

#### 3.1. Ангармоническая мода переключения спиральной структуры

В этом разделе обсудим быстрый и высококонтрастный электрооптический эффект, основанный на рассмотренном ранее ангармонизме холестерической спирали [13]. Мы уже знаем, что в спектральной области, где длина волны сравнима с шагом геликоида, возникает запрещенная зона, что обуславливает оптические свойства, характерные для одномерных фотонных кристаллов. В области фотонной зоны дефектные холестерические текстуры сильно рассеивают свет, но под действием электрического поля локальные спирали раскручиваются, и текстура, теперь уже нематическая, становится прозрачной. На этом эффекте можно конструировать дисплеи, но их быстродействие оказывается низким, а управляющие напряжения высокими. В электрооптических приложениях хиральных ЖК широко используется другой предельный режим, когда длина волны намного короче шага геликоида. Тогда, близкая к линейной поляризация собственных



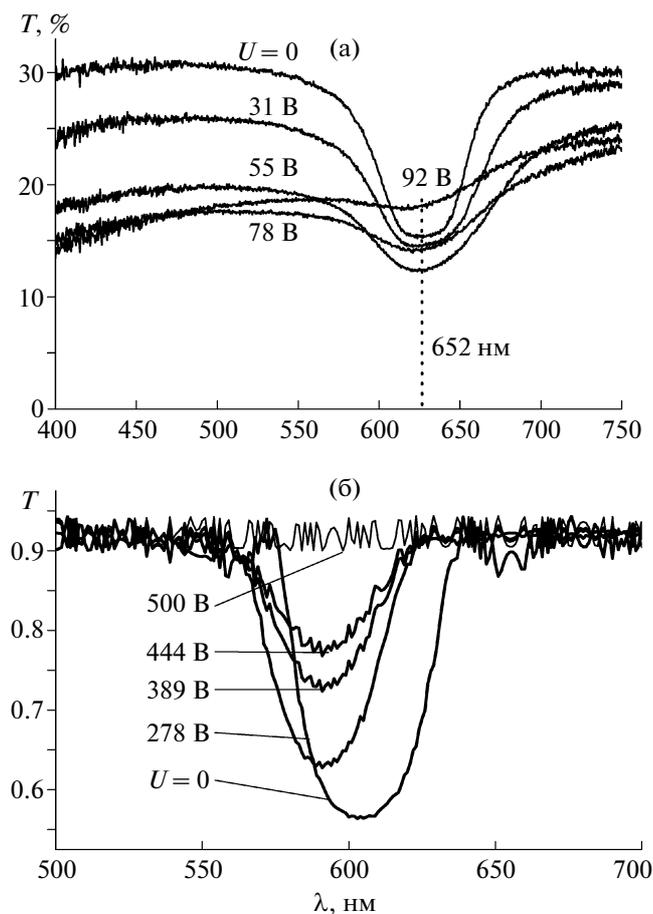
**Рис. 3.** Спиральная структура холестерического ЖК, ограниченная двумя стеклами. На нижнюю подложку нанесены металлические электродные полоски (1). Электроды покрыты слоем полиимида, натертым для ориентации молекул вдоль направления поля. Верхнее стекло (2) также покрыто полиимидом, но не натерто;  $U$  – источник напряжения.

волн, распространяющихся вдоль оси геликоида, испытывает синхронное вращение вместе с директором. Этот режим известен как режим Могена [14, 15]. В данной работе рассматривается промежуточный случай соотношения между длиной волны света и шагом спирали. С одной стороны, этот шаг заметно больше длины волны света видимого спектрального диапазона, а с другой – достаточно короткий, что исключает режим Могена. Все это приводит к специфике электрооптического отклика, который характеризуется высоким быстродействием и особыми спектрально-поляризационными свойствами, детально рассматриваемыми далее.

Несмотря на относительную малость индуцированного полем ангармонизма в геликоидальном распределении директора (рис. 5), он может приводить к существенному изменению (вплоть до перехода в ортогональное состояние) поляризации проходящего через жидкокристаллический слой света. Так как высшие пространственные гармоники в распределении директора характеризуются гораздо большей скоростью релаксации, то данный эффект открывает путь к очень быстрому электрооптическому переключению, время которого на порядки короче в сравнении с известными электрооптическими модами в нематических ЖК.

#### 3.1.1. Поляризационные состояния и оптический контраст

В этом разделе рассматриваются поляризационные и спектральные особенности нового электрооптического эффекта в ориентированных сло-



**Рис. 4.** Экспериментальные спектры пропускания в неполяризованном свете в зависимости от приложенного напряжения. Абсолютная величина пропускания уменьшена непрозрачными электродами. Параметры структуры: расстояние между электродами  $l = 20$  мкм, толщина слоя жидкого кристалла  $d = 12$  мкм, шаг спирали  $P_0 = 0.42$  мкм, модуль упругости  $K_{22} = 6$  пН, диэлектрическая анизотропия  $\epsilon_a = 6$ , показатели преломления  $n_{||} = 1.55$ ,  $n_{\perp} = 1.47$  (а); б – моделирование спектров пропускания неполяризованного света в зависимости от напряжения. Параметры холестерической структуры те же, что и на (а).

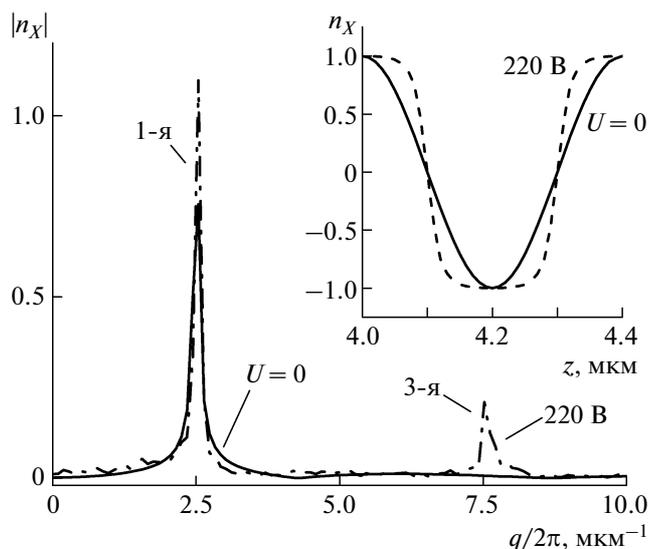
ях хиральных нематических жидких кристаллов. Здесь делается упор на выяснение общих закономерностей эффекта с помощью моделирования, т.е. численного решения уравнений, описывающих динамику изменения распределения поля директора ЖК в режиме IPS (уравнения Эриксона–Лесли) и соответствующие оптические свойства (уравнения Максвелла). При этом используется программный пакет, созданный одним из авторов (С.П. Палто). Алгоритмы, заложенные в основу этого программного обеспечения, изложены в [11, 12]. Анализ состояний поляризации света выполнен в результате вычисления компонент вектора Стокса ( $S_0, S_1, S_2, S_3$ ) и представления этих состояний на сфере Пуанкаре. Для поля-

ризованного света  $S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$ , и любое состояние поляризации представляется точкой на сфере с радиусом  $S_0$ , который равен интенсивности поляризованного света. Любая из точек на экваторе сферы соответствует линейно-поляризованному состоянию. Точки вне экватора – это состояния с эллиптической поляризацией, которая переходит в круговую на полюсах сферы.

На рис. 7 (вверху) показаны фурье-образы пространственного распределения  $x$ -компоненты директора при выключенном ( $E = 0$ ) и включенном ( $E = 2$  В/мкм) электрическом поле. Ниже, на единичной сфере Пуанкаре изображена эволюция состояний поляризации света на выходе слоя толщиной 8 мкм при изменении поля от нуля до 2 В/мкм с шагом 0.05 В/мкм и с параметрами структуры:  $P = 1.2$  мкм,  $K_{22} = 5$  пН,  $\epsilon_a = 15$ ,  $\Delta n = n_{||} - n_{\perp} = 0.2$ . Используемые значения параметров являются типичными для реальных ЖК, и близки к тем, которые используются в нашем эксперименте. В моделировании и эксперименте использовалась базовая структура (рис. 3), расположенная между поляризатором и анализатором.

В данном примере степень ангармоничности, определенная через отношение амплитуд третьей и первой гармоник в поле  $E = 2$  В/мкм, составляет лишь около 7%. Как это видно на сфере Пуанкаре, даже при столь малой степени ангармоничности состояние поляризации на выходе слоя меняется почти на ортогональное к состоянию при  $E = 0$ . Если  $E = E_x = 0$ , то свет на выходе слоя ЖК линейно поляризован и может быть полностью заблокирован с помощью анализатора, ориентированного осью поглощения вдоль направления  $x$ , куда и направлен и вектор электрического поля. По мере увеличения  $E$  до 2 В/мкм  $y$ -компонента электрического вектора световой волны  $e$  плавно увеличивается, и точка, определяющая состояние поляризации, перемещается на противоположную сторону сферы Пуанкаре, что соответствует почти ортогональному состоянию поляризации по отношению к исходному. Следовательно, на выходе анализатора интенсивность света будет плавно увеличиваться, достигая максимума примерно при  $E = 2$  В/мкм. В электрическом поле состояния поляризации в основном не принадлежат экватору на сфере, т.е. соответствуют эллиптически поляризованному свету.

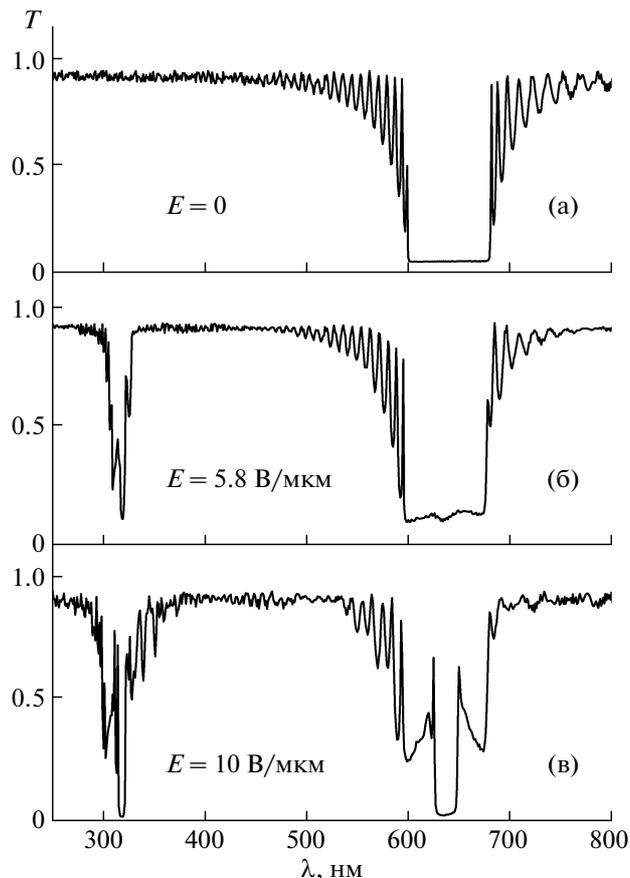
Тот факт, что при  $E = 0$  поляризация прошедшего света может быть линейной (точка лежит на экваторе сферы Пуанкаре), является очень важным для практики, поскольку пропускание света может быть легко заблокировано с помощью анализатора. Следовательно, в электрическом поле могут быть получены очень высокие значения коэффициента оптического контраста CR, т.е. отношения интенсивности света на выходе при нали-



**Рис. 5.** Расчетный спектр Фурье  $n_x(q)$  функции  $n_x(z)$ , демонстрирующий появление 3-й гармоники при включении поля. Для обоих графиков сплошные линии – в отсутствие напряжения, штриховые – при  $U = 200$  В. Параметры структуры:  $l = 20$  мкм,  $d = 12$  мкм,  $P_0 = 0.4$  мкм,  $K_{22} = 5$  пН  $\epsilon_a = 12$ ,  $n_{||} = 1.7$ ,  $n_{\perp} = 1.5$ , зенитальная и азимутальная энергии сцепления на противоположных границах слоя одинаковы,  $W_{z,a} = 0.1$  мДж/м<sup>2</sup>. Пространственное распределение компоненты директора  $n_x(z)$  вдоль оси спирали для одного периода холестерической структуры (вставка).

ции электрического поля к соответствующей интенсивности в нулевом поле. Следует заметить, что линейная поляризация света на выходе реализуется лишь при определенной ориентации вектора поляризации света на входе слоя и лишь на определенной длине волны. Так, данные на сфере Пуанкаре, представленные на рис. 7, имеют место лишь в случае, когда вектор  $\mathbf{e}$  линейно-поляризованного света на входе слоя ориентирован под углом  $\alpha = -60^\circ$  по отношению к оси  $x$ . Это приводит к спектральным особенностям эффекта.

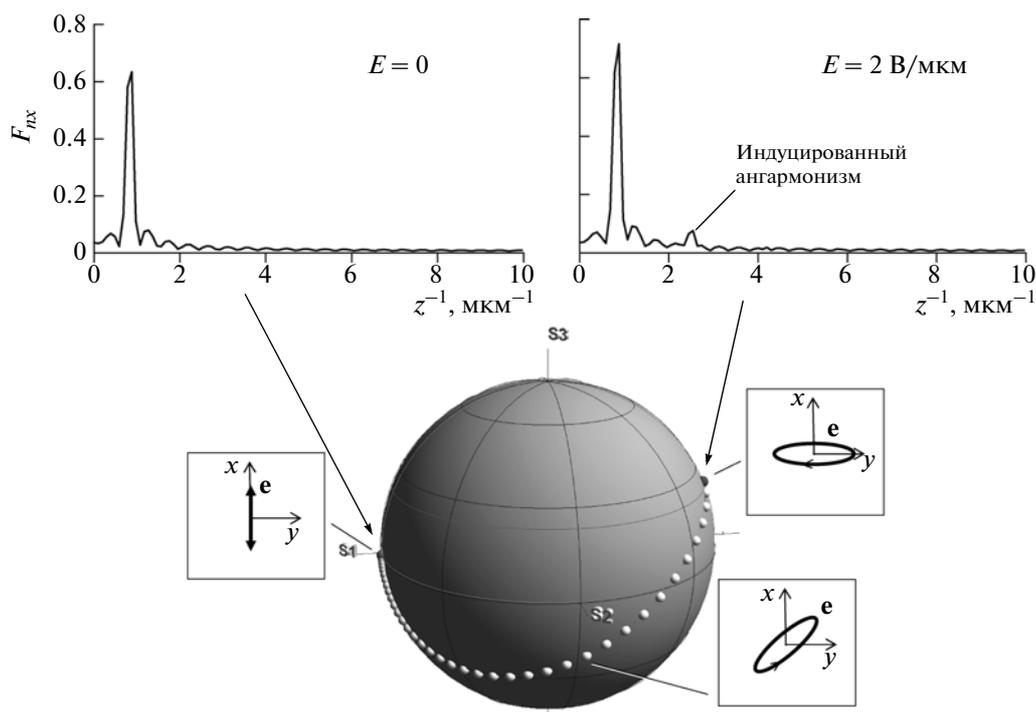
Как показывает моделирование [13], изменяя угловую ориентацию ( $\beta$ ) оси пропускания анализатора, легко получить максимум электрооптического отклика на различных длинах волн. Но так как во всем спектральном диапазоне существует лишь одна длина волны, для которой точка состояния поляризации строго принадлежат экватору (т.е. поляризация является строго линейной), то максимум CR можно получить лишь на этой длине волны. Конечно, если изменять направление линейной поляризации света на входе слоя хирального нематика, то соответственно изменяются и состояния поляризации на выходе. Следовательно, длину волны строго линейно-поляризованного света на выходе можно настроить на максимум CR. Спектральную дисперсию состояний поляризации в нулевом поле можно в значи-



**Рис. 6.** Расчетные спектры пропускания циркулярно поляризованного света, распространяющегося вдоль оси спирали в структуре рис. 3, при различной напряженности поля 0, 5, 8 и 10 В/мкм (поглощение света не учитывалось). Параметры структуры те же, что и на рис. 5.

тельной степени регулировать оптической анизотропией ( $\Delta n$ ) материала. На рис. 8а, 8б показаны соответственно состояния поляризации в диапазоне 450–650 нм для  $\Delta n = 0.1$  и  $\Delta n = 0.05$ . Как видно, область разброса точек вдоль экватора на сфере Пуанкаре существенно сужается по мере уменьшения оптической анизотропии ЖК. Это в свою очередь приводит к существенному расширению спектральной области электрооптического эффекта (кривые 1 и 2, рис. 8в).

Таким образом, изменением ориентации осей поляризатора и анализатора соответственно на входе и выходе слоя хирального нематика можно управлять спектральным положением максимума электрооптического эффекта, а изменением оптической анизотропии ЖК – регулировать ширину спектрального диапазона эффективной модуляции света. Моделирование также показывает, что ширина спектрального диапазона увеличивается при уменьшении шага спирали.



**Рис. 7.** Результаты численного моделирования эффекта индуцированной ангармоничности. Фурье-образы (вверху) пространственного распределения  $x$ -компоненты директора при отсутствии ( $E = 0$ ) и наличии ( $E = 2$  В/мкм) внешнего электрического поля. На сфере Пуанкаре показаны состояния поляризации света, прошедшего через слой ЖК вдоль оси спирали, при изменении электрического поля от 0 до 2 В/мкм с шагом 0.05 В/мкм. Направление директора на первой и второй границах слоя при  $E = 0$  задано соответственно углами  $\varphi_0 = 0^\circ$  и  $\varphi = -2400^\circ$  по отношению к оси  $x$ . Вычисления сделаны для нормально падающего пучка линейно поляризованного света (угол  $\alpha$  направления поляризации по отношению к оси  $x$  равен  $-60^\circ$ ) с длиной волны 550 нм.

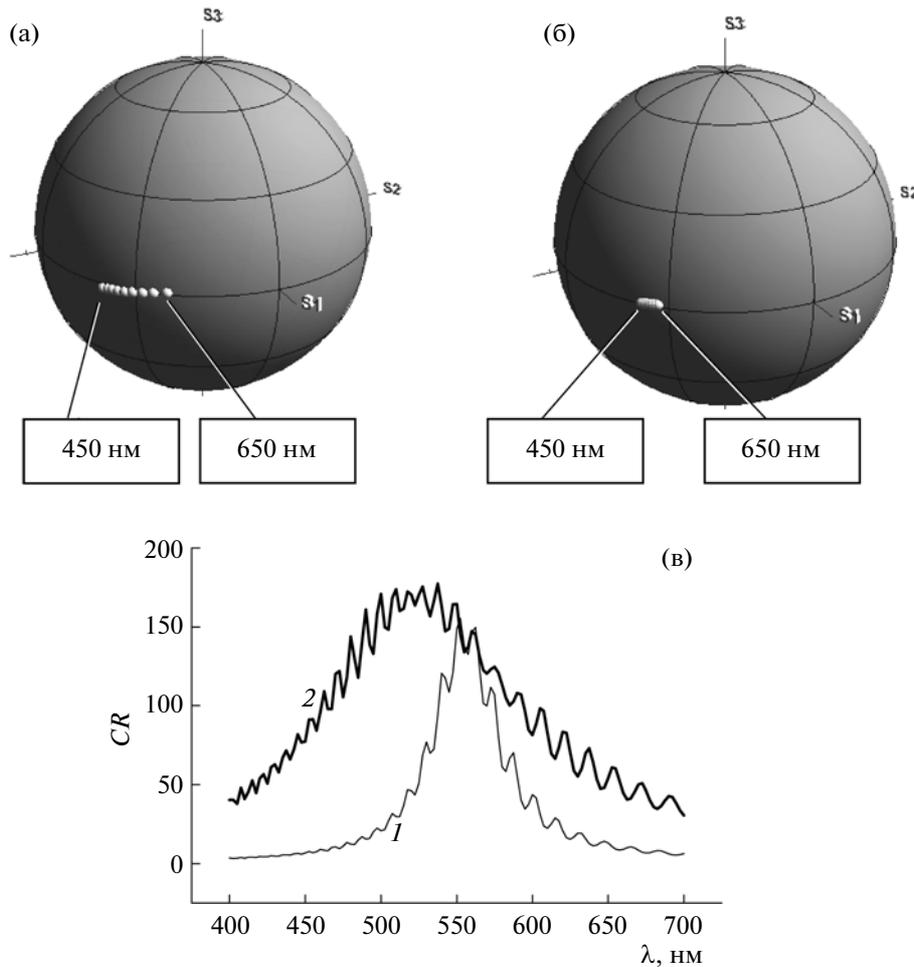
### 3.1.2. Быстродействие

Важное свойство обсуждаемого эффекта — это короткие времена индуцирования и релаксации высших пространственных гармоник в геликоидальном распределении директора и, следовательно, быстрые изменения состояний поляризации света при переключении поля. На рис. 9 показаны кривые электрооптического отклика (изменения коэффициента пропускания) на прямоугольные импульсы электрического поля различной напряженности (поле включено в диапазоне от 1 до 3 мс). Из этих кривых были получены зависимости времени включения  $\tau_{on}$  и выключения  $\tau_{off}$  для электрооптического эффекта. Время включения определялось интервалом от момента включения поля до достижения уровня интенсивности света 0.9 от его максимального значения, соответствующего установившемуся значению пропускания. Аналогично время выключения находилось от момента выключения поля до достижения уровня 0.1 от минимальной интенсивности света. Оказалось, что  $\tau_{on}$  и  $\tau_{off}$  слабо зависят от напряженности электрического поля вплоть до значений 1 В/мкм, причем  $\tau_{on} \sim 500$  мкс почти в 2 раза превышает  $\tau_{off} \sim 280$  мкс. С увеличением поля выше 1 В/мкм  $\tau_{on}$  падает, а  $\tau_{off}$  несколько увели-

чивается. Моделирование также показало, что зависимость времен включения и выключения от шага спирали близка к квадратичной. Например, для шага спирали 0.6 мкм  $\tau_{off}$  составляет около 80 мкс.

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

$$\tau_{off} \cong \xi \frac{\gamma}{K_{22}(mq)^2} \equiv \xi \tau, \quad (3)$$



**Рис. 8.** Состояния поляризации света (а, б), прошедшего через слой хирального нематика, в зависимости от длины волны в диапазоне 450–650 нм при  $E = 0$  для ЖК с различной оптической анизотропией: а –  $\Delta n = 0.1$ ,  $\alpha = -40^\circ$ ; б –  $\Delta n = 0.05$ ,  $\alpha = -30^\circ$ . Спектры контрастного отношения электрооптического отклика (в): 1 –  $\Delta n = 0.1$ ,  $\alpha = -40^\circ$ ,  $\beta = 65^\circ$ ,  $E = 1$  В/мкм; 2 –  $\Delta n = 0.05$ ,  $\alpha = -30^\circ$ ,  $\beta = 64^\circ$ ,  $E = 1.5$  В/мкм. Осцилляции на спектрах обусловлены эффектом многократных отражений от границ ЖК-слоя.

где  $q = 2\pi/P$ ,  $m = 3$ . Исходя из сравнения численных результатов с вычислениями по (3), находим  $\xi \cong 3.5$ . Фактор  $\xi$  связывает электрооптическое время выключения, определяемое по критерию, упомянутому выше, с экспоненциальным временем  $\tau$  релаксации упругой деформации поля директора.

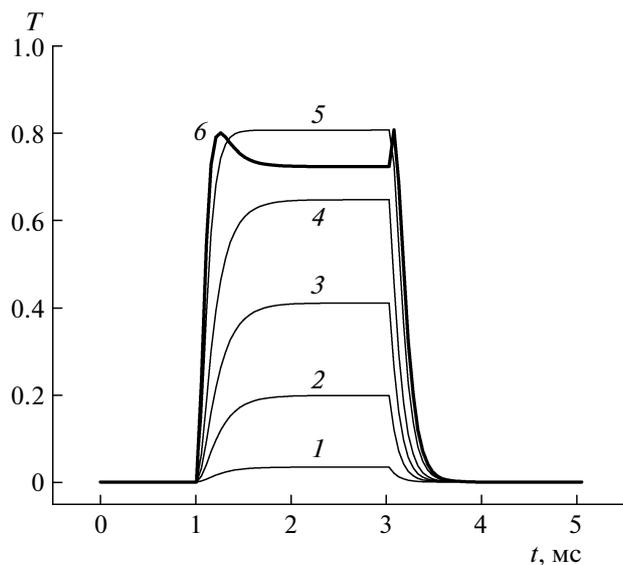
Заканчивая описание ангармонической моды, отметим, что мы сознательно опустили изложение экспериментальных данных, полученных на нескольких жидкокристаллических материалах с различными электрическими и оптическими параметрами. Эти данные представлены в виде очень подробных рисунков и таблиц в [13] и во всех аспектах количественно согласуются с результатами моделирования. Кратко резюмируем основной результат: исследованный электрооптический эффект является очень быстрым, так как время выключения определяется не толщиной слоя ЖК, а существенно меньшей величиной

пространственного периода третьей гармоники, индуцированной в исходном распределении директора. Это позволило реализовать рекордное быстродействие с временами переключения, более чем на порядок короче по сравнению с временами, полученными на известных электрооптических эффектах в нематических ЖК. При этом упомянутая спектральная дисперсия поляризационных состояний значительно уменьшена и, как показали дальнейшие наши разработки, может быть сведена к нулю.

### 3.2. Бистабильное переключение света в электрическом поле

#### 3.2.1. Проблема бистабильности

Мы говорим о бистабильности, когда рассматриваемая система обладает двумя стабильными, а чаще одним стабильным и другим метастабиль-



**Рис. 9.** Расчетные зависимости коэффициента пропускания от времени для модельного электрооптического устройства включающего слой хирального нематика и анализатор. В интервале времени  $t = [1, 3]$  мс к слою приложен прямоугольный импульс электрического поля. Напряженности электрического поля  $E$ : 1 – 0.5 В/мкм; 2 – 0.8 В/мкм; 3 – 1 В/мкм; 4 – 1.2 В/мкм; 5 – 1.5 В/мкм; 6 – 1.7 В/мкм. Отклик приведен для нормально падающего линейно-поляризованного ( $\alpha = -60^\circ$ ) света с длиной волны  $\lambda = 550$  нм при ориентации анализатора под углом  $\beta = 90^\circ$ . Параметры слоя и ЖК:  $d = 8$  мкм;  $\Delta n = 0.2$ ;  $K_{22} = 5$  пН;  $\gamma = 0.1$  Па с;  $P = 1.2$  мкм;  $\Delta \epsilon = 15$ .

ным состояниями, разделенными энергетическим барьером. При наложении внешнего, достаточно сильного поля система может перейти из основного состояния в метастабильное и задержаться там на длительное время. Но даже сильное поле может оказаться недостаточным, если два состояния топологически несовместимы [16]. В разд. 2.1 обсуждали топологические ограничения на раскрутку холестерической спирали электрическим полем, т.е. проблему перехода от геликоидального к однородному состоянию. На самом деле в жидких кристаллах можно наблюдать многообразие оптически различных и долгоживущих состояний, соответствующих различному пространственному распределению поля директора. В этом случае можно даже говорить о мультистабильности. Переходы между такими распределениями также могут быть топологически разрешены или запрещены.

Исследование характера распределения поля директора ЖК в стабильных и метастабильных состояниях, а также возможности перехода между этими состояниями при внешних воздействиях представляет интерес как для понимания физических процессов в ЖК, так и для новых приложений. Особенно привлекателен поиск таких систем, в ко-

торых различные состояния можно переключать электрическим полем, что важно для создания новых типов электрооптических устройств и, в частности, дисплеев типа “электронной бумаги”. Привлекательность подобных устройств заключается в значительном снижении потребляемой энергии, которая расходуется лишь в процессе переключения между различными состояниями и не требуется для их поддержания.

Далее представим основные идеи наших работ по бистабильному переключению директора в двух разных ситуациях. В обоих случаях используются хиральные нематические смеси с большим шагом спирали, и структура ячейки соответствует рис. 1д с полем, приложенным вдоль оси спирали. В первом случае [17] переход из основного  $2\pi$ -состояния (с двумя полувитками на толщине ячейки) в однородное 0-состояние и обратно ( $2\pi \leftrightarrow 0$ ) осуществляется импульсными пакетами, имеющими специальную форму и заполненными синусоидальным напряжением заданной частоты 1 кГц. При этом схема адресации проще, но требования к материалам выше. Во втором случае [18] используется более гибкая схема адресации с двумя частотами заполнения прямоугольных импульсов (1 и 20 кГц), которая позволяет переключаться между разными парами состояний ( $0 \leftrightarrow 2\pi$ ,  $-\pi \leftrightarrow +3\pi/2$ ,  $-\pi \leftrightarrow +\pi$ ) и избегать некоторых нежелательных эффектов.

### 3.2.2. Одночастотное переключение между $2\pi \leftrightarrow 0$ состояниями директора

Если допировать нематический ЖК определенным количеством хиральной добавки, то приложение электрического поля может вызвать переходы между различными состояниями директора. Более того, благодаря особенностям взаимодействия директора с обратными гидродинамическими потоками, возникающими в процессе переориентации молекул в электрическом поле, реализуется обратимое переключение между оптически различными состояниями, отличающимися углом закрутки директора. В хорошо известном эффекте Берремана–Хеффнера [19] основное состояние характеризуется минимумом энергии при закрутке директора на угол  $\pi$ , в то время как переключение осуществляется между двумя метастабильными состояниями, однородным и закрученным на угол  $2\pi$ . Таким образом, в системе реализуются три состояния, что создает проблемы для практических приложений эффекта. Дело в том, что закрученное на  $\pi$  основное состояние топологически неэквивалентно переключаемым состояниям, и поэтому при длительном отсутствии управляющего поля директор спонтанно релаксирует в него через дефекты, устранение которых требует больших усилий. Таким образом, одной

из проблем является нахождение условий подавления  $\pi$ -состояния.

В качестве примера рассмотрим состояния, схематически изображенные на рис. 10. Так, бездефектный переход из закрученного  $\pi$ -состояния с половиной витка спирали на толщине слоя (рис. 10а), в раскрученное 0-состояние (б) или в  $2\pi$ -состояние с целым витком (в) запрещен (для таких переходов пришлось бы нарушить условия сцепления директора с ориентирующими слоями на границах). Однако переходы между  $2\pi$ - и 0-состояниями вполне реализуемы через промежуточное гомеотропное состояние директора в центре слоя (рис. 10г).

В [17] обсуждается возможность бистабильного переключения директора в других условиях, когда минимуму свободной энергии ЖК-слоя соответствует состояние директора, закрученного на  $2\pi$ . Теперь это состояние является основным и изначально топологически эквивалентно второму переключаемому (однородному) 0-состоянию. Таким образом, проблема третьего, энергетически самого выгодного, но топологически неэквивалентного состояния, исчезает. В экспериментальной части работы приводятся доказательства реального существования такого переключения на примере двух типов ЖК в соответствии с предсказаниями численного моделирования. Приводим результаты исследований электрооптического переключения, показывающие ограничения на параметры жидкокристаллических слоев и переключающих полей.

Для моделирования бистабильного переключения принципиальным является учет гидродинамики. Основываясь на континуальной теории упругости Франка–Озеена, гидродинамической теории Эриксона–Лесли и формализме Эйлера–Лагранжа, записывается система динамических уравнений для директора  $\mathbf{n}$  и скорости гидродинамического потока  $\mathbf{v}$  для жидкокристаллического слоя, вдоль нормали к которому приложено электрическое поле. Решая систему численно, мы применяем известный метод релаксации (задача решается в рамках программного пакета “NLCL”, созданного автором данной работы для моделирования электрооптических эффектов в ЖК). При исследовании электрооптики необходимо решать и оптическую задачу с неоднородными анизотропными средами. Для этого используется алгоритм, подробно описанный в [11].

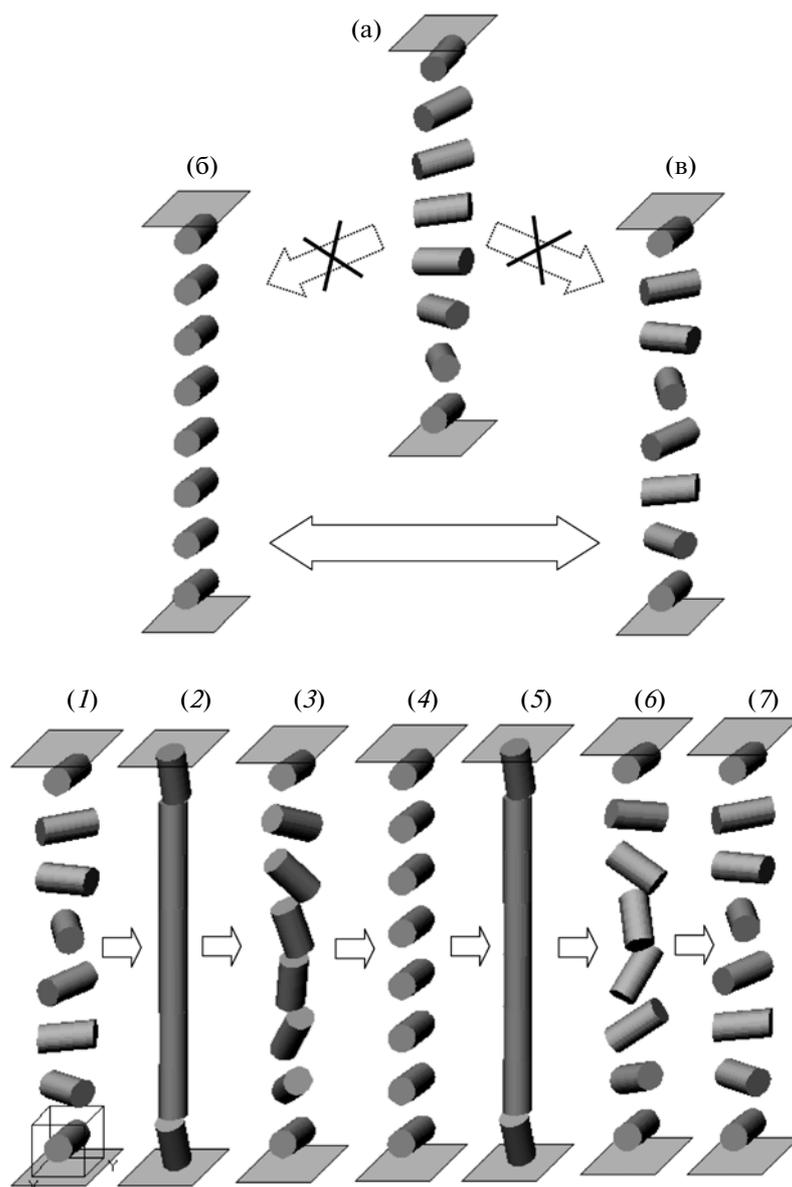
Результаты нашего моделирования показали, что, используя двухкомпонентный и одиночный импульсы напряжения (рис. 11, внизу), возможно переключение между  $2\pi$ - и 0-состояниями даже при условии, когда  $2\pi$ -состояние является основным. Под действием “двухступенчатого” импульса напряжения директор из закрученного состояния переходит в гомеотропное, а после выключения поля релаксирует в однородное 0-состояние.

При определенных ограничениях на параметры структуры рассчитанный электрооптический отклик ЖК-слоя между скрещенными поляроидами показывает переключение оптического пропускания от значения  $T_{2\pi} = 0.25$  до  $T_0 = 0$ . Конечное однородное 0-состояние является “темным” в скрещенных поляроидах, так как ось одного из поляроидов и директор ЖК лежат в одной плоскости. После приложения одиночного импульса однородное 0-состояние переключается обратно в  $2\pi$ -состояние, которое при данной ориентации поляроидов и оптической анизотропии ЖК обеспечивает прозрачность оптической системы. Заметим, что в переходном процессе может возникать нежелательный всплеск пропускания, наблюдаемый как в моделировании, так и в эксперименте.

Рис. 11а резюмирует результаты моделирования: кривые 1 и 2 разделяют области состояний директора после приложения поля, зависящие от параметров материала и ячейки. Мы нашли, что принципиальным для искомого переключения является большое отношение модулей упругости жидкого кристалла ( $K_{33}/K_{22} > 3$ ). В области параметров  $K_{33}/K_{22}$  и  $d/P_0$  левее кривой 1 приложение поля переводит  $2\pi$ -состояние в однородное 0-состояние, которое не удается переключить обратно в  $2\pi$ -состояние. Правее кривой 2 имеет место ситуация, когда при заданных параметрах управляющих импульсов реализуется  $2\pi$ -состояние, но не происходит переключения в однородное 0-состояние. Лишь в промежуточной области между кривыми 1 и 2 происходит обратимое переключение между двумя состояниями. Заметим, что область  $0.5 < d/P_0 < 0.75$  соответствует переключению 0– $2\pi$  по Берреману–Хеффнеру, хотя термодинамически выгодным является  $\pi$ -состояние.

Принципиальным результатом моделирования является возможность переключения и в диапазоне  $0.75 < d/P_0 < 1.25$ , когда в условиях сильного сцепления основным становится  $2\pi$ -состояние. Хотя при этом энергия метастабильного 0-состояния увеличивается, а  $\pi$ -состояние все еще более выгодно энергетически по сравнению с 0-состоянием, переключение идет именно в 0-состояние из-за его топологической эквивалентности  $2\pi$ -состоянию. Таким образом, проблемы третьего состояния не возникает.

Проверка результатов моделирования требует очень деликатного эксперимента. Для этого были приготовлены специальные образцы в виде клина Кано, обеспечивающего плавное изменение толщины жидкокристаллического слоя от 2 до 10 мк на длине примерно 10 см. В клине использовались оптические стекла толщиной 10, шириной 15 и длиной 100 мм с системой прозрачных электродов в виде полосок SnO<sub>2</sub> шириной примерно 4 мм, сформированных перпендикулярно длин-



**Рис. 10.** Схематическое изображение распределений директора ЖК на толщине жидкокристаллического слоя: а — геликоидальное  $\pi$ -состояние; б — однородное 0-состояние; в — геликоидальное  $2\pi$ -состояние. Процесс переключения из  $2\pi$ -состояния (1) в однородное состояние (4) и обратный процесс (5–7). Состояния (2) и (5) достигаются при приложении электрического поля.

ным граням стекол с помощью химического травления. Именно благодаря жесткости и качественной поверхности стекол достигалось плавное изменение толщины слоя ЖК. Натертые полиимидные пленки обеспечивали планарные граничные условия с сильной энергией сцепления и углом преднаклона директора, равным примерно  $4^\circ$ . Это обеспечивало образование четких зон Гранжана, в которых количество полувитков холестерической спирали строго определяется диапазоном отношения  $d/P_0$  (если  $d/P_0 \in \{0 - 1/4\}$ , то имеет место однородное состояние без закрутки),  $\{1/4 - 3/4\}$  соответствует закрученному на  $\pi$ ,

$\{3/4 - 5/4\}$  —  $2\pi$ -состоянию и т.д.). В соседних зонах, разделяемых линиями дисклинаций, количество полувитков спирали отличается на единицу, и поэтому состояния директора в них топологически неэквивалентны. Такая конструкция образцов позволяла проводить электрооптические измерения одновременно в трех широких зонах Гранжана с номерами 1, 2, 3, соответствующими 0-,  $\pi$ - и  $2\pi$ -состояниям директора. При этом в каждой из зон мы имели множество локальных электрически независимых ячеек разной толщины. При определенной ориентации осей поляризаторов  $2\pi$ - и 0-состояния очень легко различаются

оптически благодаря одновременно наблюдаемой структуре зон разного цвета, разделенных линиями дисклинаций. Локальная толщина каждой из ячеек измерялась емкостным методом до заполнения клина жидким кристаллом.

Установка для электрооптических исследований включает поляризационный микроскоп, оборудованный фотоприемником и видеокамерой, цифровой осциллограф Tektonix, а также авторскую систему виртуальных приборов PhysLab 5.0. Здесь эта система используется для формирования управляющих импульсных пакетов с огибающей, показанной на рис. 11б, но заполненных синусоидальным напряжением с частотой 1 кГц. Для переключения в однородное 0-состояние использовался двойной импульсный пакет, характеризующийся соответственно амплитудами ( $U_{10}$ ,  $U_{20}$ ) и длительностями ( $\tau_{10}$ ,  $\tau_{20}$ ). При переключении обратно в  $2\pi$ -состояние требовался одиночный пакет с амплитудой  $U_{2\pi} = U_{10}$ .

Электрооптические измерения выполнены на двух нематических жидких кристаллах 5СВ и ВСО, допированных хиральной добавкой в весовом отношении 0.4%. Первый из этих материалов имеет отношение модулей  $K_{33}/K_{22} \approx 3$  (при 21°C), второй  $\approx 4$  (при 24°C). Как видно из рис. 11а, эта разница принципиальна для бистабильного переключения.

На рис. 12а показаны замкнутые кривые, ограничивающие область параметров толщины слоя ( $d/P_0$ ) и амплитуды  $U_{20}$  второго пакета, при которых наблюдается бистабильное  $2\pi \leftrightarrow 0$  переключение в допированном 5СВ при разной длительности  $\tau_{20}$  второго пакета. Видно, что при  $U_{20} = 2.5$  В и длительности  $\tau_{20} = 200$  мс переключение наблюдается в самом широком диапазоне изменения толщины от 6.5 до 8.5 мк, что при заданном количестве хиральной добавки соответствует интервалу изменения параметра  $d/P_0$ , равному 0.61–0.8. Основная часть диаграммы находится в области второй зоны Гранжана  $d/P_0 < 0.75$  и соответствует бистабильности Берремана–Хеффнера. В этой области, прежде чем наблюдать бистабильное переключение, требовалось многократное приложение импульсных пакетов с относительно высокой амплитудой  $\sim 20$  В для устранения основного  $\pi$ -состояния. Над штриховой линией в интервале  $0.75 < d/P_0 < 0.8$  реализуется предсказанная бистабильность с основным  $2\pi$ -состоянием без участия третьего, т.е.  $\pi$ -состояния. Следует заметить, что переключаемая область при больших толщинах ячеек в третьей зоне Гранжана является узкой и локализована у самой границы второй зоны.

В случае хирального нематика на базе ВСО ситуация резко отличается от предыдущей. Как и предсказывалось моделированием, для значений  $K_{33}/K_{22} > 3.3$ , переключение наблюдается исключительно в третьей зоне Гранжана. Данные экспе-

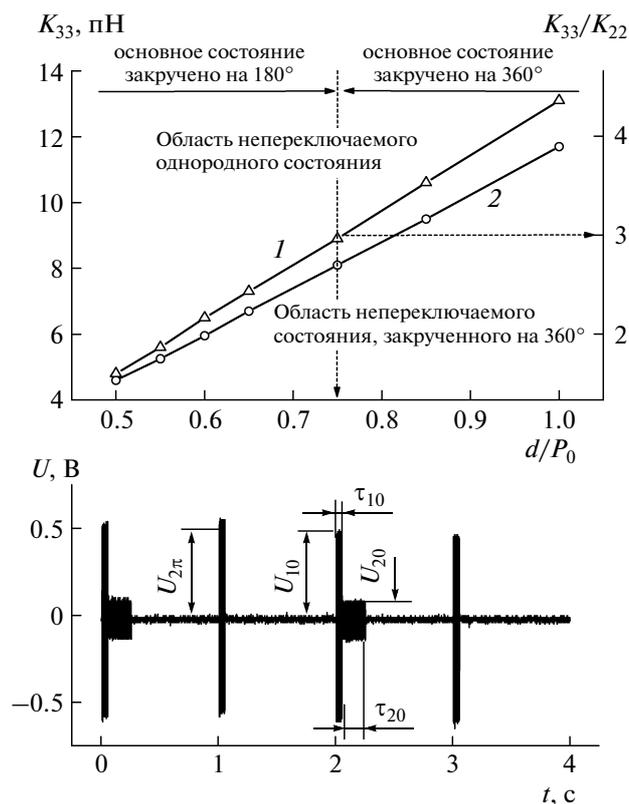
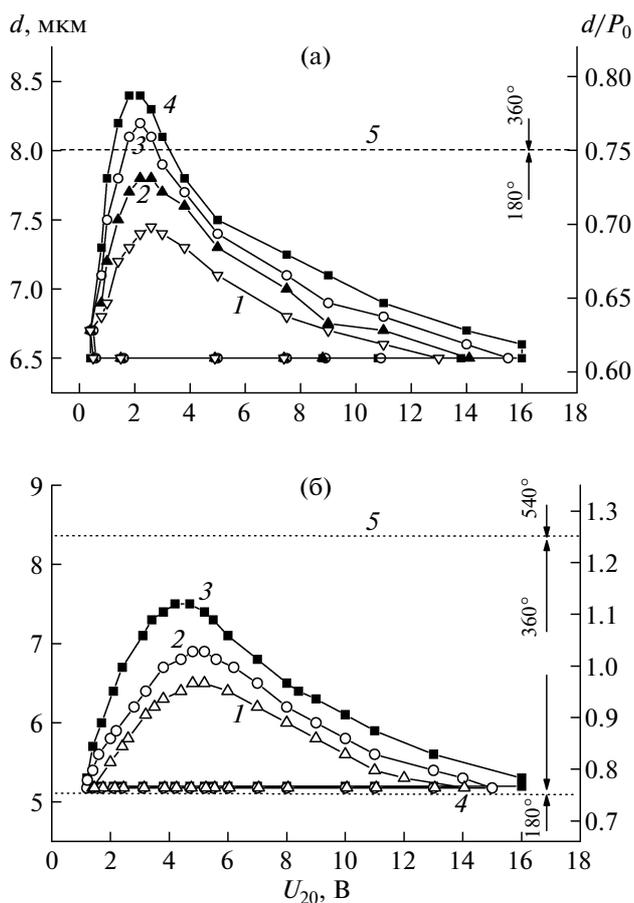


Рис. 11. Найденные с помощью моделирования области изменения параметров виртуального ЖК, для которых реализуется не переключаемое 0-состояние (левее 1), бистабильное переключение между  $2\pi$ - и 0-состоянием (область между 1 и 2) и не переключаемое  $2\pi$ -состояние (правее 2) (а). Форма управляющего напряжения (б).

римента иллюстрируются на рис. 12б такими же замкнутыми кривыми, как и ранее. Но теперь при  $U_{20} = 5$  В по мере увеличения длительности импульсного пакета  $\tau_{20}$  от 20 до 200 мс в переключение вовлекается от 30 до 70% всей третьей зоны. При этом для получения наиболее широкого диапазона толщин переключающихся ячеек требуются относительно высокие значения  $U_{10}$ , находящиеся в диапазоне 20–30 В. При низких управляющих напряжениях необходимо увеличивать длительность второго пакета  $\tau_{20} > 150$  мс. В таком случае область переключения локализуется в центре третьей зоны, где  $d/P_0 \sim 1$ .

Результаты исследований бистабильного  $2\pi \leftrightarrow 0$  переключения позволяют глубже понять и оценить роль топологически эквивалентных состояний в электрооптике жидких кристаллов. Отсутствие топологически неэквивалентного  $\pi$ -состояния, приводящего к нежелательному дефектообразованию, упрощает использование данного эффекта в электрооптических устройствах.



**Рис. 12.** Экспериментальные кривые для 5CB при  $T = 21^\circ$ , ограничивающие область параметров изменения толщины  $d$ , отношения  $d/P_0$  и напряжения  $U_{20}$ , при которых наблюдается переключение между геликоидальным  $2\pi$ - и однородным состояниями. ЖК 5CB при  $T = 21^\circ$ : 1–4 получены для  $U_{10} = 20$  В,  $\tau_{10} = 50$  мс и различных длительностей импульсного пакета  $\tau_{20}$ , равных 20, 50, 100 и 200 мс соответственно; 5 – толщина слоя, на которой наблюдается линия дисклинации, отделяющая вторую ( $180^\circ$ ) и третью ( $360^\circ$ ) зоны Гранжана в клине Кано (а); ЖК ВСО при  $T = 24^\circ$ : 1–3 получены для  $U_{10} = 20$  В,  $\tau_{10} = 50$  мс и различных длительностей импульсного пакета  $\tau_{20}$ , равных 20, 50 и 200 мс соответственно; 4 и 5 – толщина слоя, на которой наблюдается линия дисклинации, отделяющая вторую ( $180^\circ$ ) и третью ( $360^\circ$ ) зоны (4), а также третью и четвертую зоны (5) Гранжана (б).

### 3.2.3. Двухчастотный режим переключения

Следуя [18], рассмотрим эффекты бистабильного переключения в нематических ЖК, которые характеризуются частотной инверсией знака диэлектрической анизотропии. Этот тип ЖК называют “двухчастотными” ЖК [16]. Известно, что после приложения низкочастотного, а затем и высокочастотного поля к жидкокристаллической ячейке, наблюдается образование неоднородных текстур с множеством доменов, которые соответствуют состояниям с различной степенью закру-

тки директора на углы  $\pm\pi/2$ ,  $\pm 3\pi/2$ ,  $\pm 5\pi/2$  по толщине слоя ЖК. Далее рассматриваем различные режимы (моды) управляемого двухчастотного бистабильного переключения. Эти моды рассчитываются, а затем исследуются экспериментально.

Частота  $f_i$ , на которой диэлектрическая анизотропия отсутствует, называется частотой инверсии знака диэлектрической анизотропии. Ниже этой частоты диэлектрическая анизотропия положительна ( $\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp} > 0$ ,  $f < f_i$ ), а выше – отрицательна. Это позволяет переключать директор из одного стабильного состояния в другое комбинированным полем низкой и высокой частоты, а затем обратно полем низкой частоты. Так можно избежать медленных релаксационных процессов и попаданий директора в нежелательные состояния (ловушки). На рис. 13 показаны диэлектрические спектры двух ЖК-материалов, к которым относятся наши экспериментальные результаты. Как видно, частота инверсии для данных ЖК лежит в диапазоне от 4 до 6 кГц. Материал 3333 предоставлен нам доктором М. Шадтом (Rolic, Швейцария), а смесь TF140C была создана в лаборатории жидких кристаллов ИК РАН. Последняя обладает не только высокой  $\epsilon$  при  $f < f_i$ , но и большой оптической анизотропией ( $\Delta n = 0.22$ ,  $T = 20^\circ\text{C}$ ).

Эксперимент выполнялся на таких же многоэлементных ячейках в гранжановских структурах, о которых говорилось подробно в разд. 3.2.2. Там описана и методика измерений, однако формы приложенных напряжений в данной работе отличны от тех, что в предыдущей. Здесь используем двухчастотные импульсные пакеты произвольной формы, заполненные синусоидальным напряжением с частотой 1 и 20 кГц. Численное моделирование проводилось, как и в предыдущем разделе, с использованием того же программного пакета NLCL с учетом гидродинамических процессов, которые проявляются особенно ярко при двухчастотной адресации. Примеры различных мод бистабильного переключения показаны на рис. 14. Для реализации определенной моды требуется не только двухчастотное управление, но и создание соответствующих граничных условий, которые в эксперименте могут быть заданы направлением натирания полиимидных слоев (на рисунке эти направления показаны стрелками у поверхностей). Ключевую роль при этом играет энергия сцепления директора с подложкой. Не будем рассматривать детально моделирование отдельных мод, но приведем экспериментальные осциллограммы и кратко прокомментируем их с учетом предсказаний моделирования.

На рис. 15 показаны осциллограммы бистабильного переключения для трех наиболее интересных мод (рис. 14). Форма соответствующего управляющего напряжения показана на рис. 15д.

Для моды  $0 \leftrightarrow 2\pi$  (рис. 15а) в основном  $0$ -состоянии оптическая ось жидкокристаллического слоя и ось одного из скрещенных поляризаторов лежат в одной плоскости. Таким образом, система блокирует нормально падающий свет, что соответствует нулевому коэффициенту пропускания. Если к слою ЖК приложено напряжение специальной формы (пакет  $P_1$  из импульсов низкой (1 кГц) и высокой частоты (20 кГц)), то слой переходит в  $2\pi$ -состояние в две стадии. Низкочастотное напряжение сначала ориентирует молекулы ЖК вдоль поля, т.е. гомеотропно. На высокой частоте  $\epsilon_a < 0$  и, поскольку такое поле приводит к резкому изменению направления вращательного момента сил, действующих на директор и включающих гидродинамическое взаимодействие, слой переходит в  $2\pi$ -состояние. При соответствующей толщине  $d$  слоя  $2\pi$ -состояние обеспечивает высокий коэффициент пропускания оптической системы. Как эксперимент, так и численное моделирование показывают, что максимальное пропускание в видимой области спектра (на  $\lambda = 550$  нм) обеспечивается при  $\Delta nd \cong 0.7$  мкм. В частности для материала 3333  $\Delta n \cong 0.1$ , и оптимальный оптический контраст реализуется для  $d \approx 7$  мкм, что и подтверждается (рис. 15а).

Переход в оптически “темное”  $0$ -состояние обеспечивается низкочастотным пакетом  $P_2$ . В этом интервале времени молекулы ЖК ориентируются почти гомеотропно, и поэтому возникает оптически темное состояние, хотя переход в  $0$ -состояние еще не произошел. Из экспериментальных кривых можно видеть, что переход в  $0$ -состояние сопровождается всплеском пропускания. Из моделирования и эксперимента следует, что амплитуда всплеска уменьшается с уменьшением величины  $d/P_0$ . Важно, что при большом значении  $P_0$  этот нежелательный всплеск может быть полностью подавлен, и оптическое состояние сохраняется темным на протяжении всего времени релаксации директора. В этом — преимущество двухчастотной адресации.

Геликоидальное  $2\pi$ -состояние метастабильно, о чем свидетельствует некоторое падение пропускания на протяжении одной секунды. Прямые наблюдения с использованием поляризационного микроскопа показывают, что образование зародышей основного  $0$ -состояния происходит в области дефектов на граничных поверхностях, а скорость релаксации светлого состояния, определяемая скоростью движения границ зародышей, сильно зависит от толщины слоя ЖК. При уменьшении толщины слоя от 10 до 3 мкм характерное время релаксации уменьшалось от десятков до единиц секунд.

Бистабильная мода  $-\pi/2 \leftrightarrow +3\pi/2$  (рис. 14б) иллюстрируется экспериментальным электрооптическим откликом, показанным на рис. 15б. В

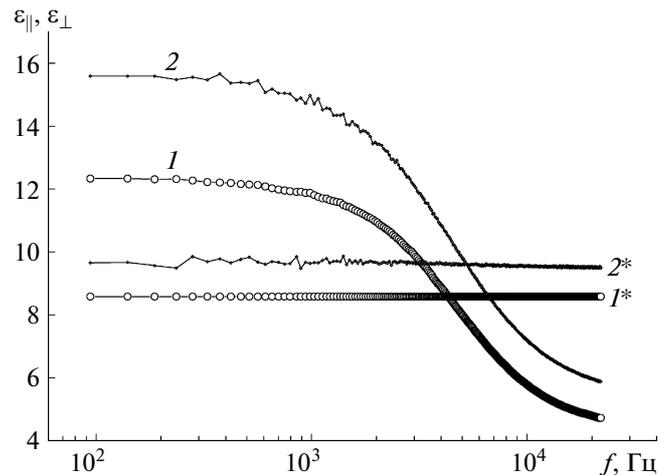
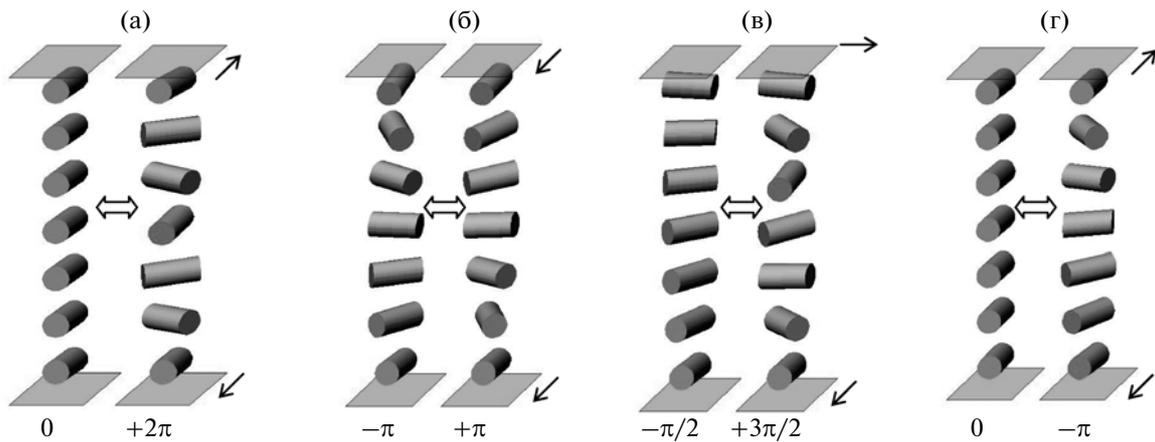


Рис. 13. Частотные зависимости главных значений тензора диэлектрической проницаемости двухчастотных ЖК: 1 и 1\* — соответственно  $\epsilon_{||}$  и  $\epsilon_{\perp}$  для ЖК 3333, 2 и 2\* — соответственно  $\epsilon_{||}$  и  $\epsilon_{\perp}$  для ЖК TF140C.

данном случае оси пропускания поляризаторов (поляризатора и анализатора) параллельны. Поэтому при подходящей толщине слоя ЖК поляризация света на выходе строго ортогональна оси пропускания анализатора, что обеспечивает чрезвычайно низкое значение коэффициента пропускания  $T$  в основном  $-\pi/2$ -состоянии (кривая 2). В метастабильном  $+3\pi/2$ -состоянии пропускание существенно выше. Однако оно все же значительно меньше максимального возможного, о величине которого можно судить по всплескам  $T$  в моменты приложения низкочастотного напряжения. Поэтому для приложений данная мода требует оптимизации всей оптической системы (толщины слоя ЖК, ориентации поляризаторов, применения фазовых пластинок).

Примером, где применение дополнительной фазовой пластинки является полезным, является бистабильная мода переключения между двумя метастабильными состояниями.  $-\pi \leftrightarrow +\pi$  (рис. 15б). В данной моде состояния различаются лишь знаком закрутки геликоида (рис. 14б). Хотя эти состояния оптически можно различить выбором специфических направлений ориентации осей поляризаторов, более “элегантным способом” является применение четвертьволновой пластинки, преобразующий линейную поляризацию в круговую. Тогда контраст между  $-\pi$  и  $+\pi$ -состояниями резко усиливается.

В завершение отметим, что, несмотря на конечность времени жизни метастабильных состояний, исследованные в [18] моды двухчастотного переключения могут найти применение в различных электрооптических устройствах. Выявленные физические особенности переключения гарантируют его надежность при соответствующем



**Рис. 14.** Различные моды бистабильного переключения: а —  $0 \leftrightarrow +2\pi$ ; б —  $-\pi \leftrightarrow +\pi$ ; в —  $-\pi/2 \leftrightarrow +3\pi/2$ ; г —  $0 \leftrightarrow -\pi$ . Стрелками у границ слоя ЖК показаны направления натирания полиимидных слоев для реализации необходимых граничных условий.

выборе параметров слоя и энергии сцепления ЖК с ориентирующими поверхностями.

### 3.3. Поляризационная дифракционная решетка, управляемая полем

В работе [20], выполненной совместно с итальянскими коллегами, впервые предложена интересная фотонная структура, схематически показанная на рис. 1г. Это поляризационная дифракционная решетка, эффективность которой управляется нематическим жидким кристаллом с помощью электрического поля. Детали такой структуры иллюстрируются рис. 16а. В ней ключевую роль играет фоточувствительный полимерный слой, на который записана голографическая решетка двумя интерферирующими лучами аргонового лазера. При этом используется свойство фотоориентационной анизотропии, хорошо изученное в нашей лаборатории ранее: поляризованный свет лазера переориентирует молекулы поглощающего свет красителя через известный механизм *цис-транс*-изомеризации. В данном случае используется краситель из класса замещенных азобензолов, растворенный в твердой пленке полиимида и имеющий полосу поглощения в УФ-области с “хвостом”, накрывающим длину волны излучения аргонового лазера  $\lambda_{\text{Ar}} = 457$  нм. Решетка записывается на фотополимере, нанесенном на стекло с прозрачным электродом, еще до сборки ЖК-ячейки. При этом мы записывали поляризационные линейные решетки с шагом  $l \approx 2-8$  мкм с помощью двух циркулярно поляризованных лучей (правого и левого). В таком случае интенсивность засветки ( $350$  мВт/см<sup>2</sup>) однородна, а поляризационная картина модулирована (рис. 16б).

Получение такой картины можно объяснить следующим образом [21]. Когда два луча равной

интенсивности падают на полимерную пленку под малыми углами  $\pm\vartheta/2$  по отношению к ее нормали, электрический вектор  $\mathbf{e}$  в интерференционной картине вращается с определенным сдвигом вдоль направления  $x$ , параллельного плоскости падения света. В терминах векторов Джонса распределение поля в плоскости пленки вдоль  $x$  записывается так:

$$\begin{aligned}
 E &= E_R(x) + E_L(x) \cong \\
 &\cong E \left( \left| \begin{array}{l} \exp(-ikx \sin(\vartheta/2)) \\ \exp(i\pi/2 - ikx \sin(\vartheta/2)) \end{array} \right| + \right. \\
 &\left. + \left| \begin{array}{l} \exp(ikx \sin(\vartheta/2)) \\ \exp(-i\pi/2 + ikx \sin(\vartheta/2)) \end{array} \right| \right) = \\
 &= 2E \begin{bmatrix} \cos(kx \sin(\vartheta/2)) \\ \sin(kx \sin(\vartheta/2)) \end{bmatrix}, \quad (4)
 \end{aligned}$$

где  $E$  — амплитуда поля падающих волн, а  $k = 2\pi/\lambda$  — модуль их волновых векторов. Начало координаты ( $x = 0$ ) выбрано так, чтобы фазовый сдвиг записывающих волн был равен нулю, а отражением волн пренебрегаем. Согласно (4), вектор электрического поля образует угол  $kx \sin(\vartheta/2)$  по отношению к оси  $x$ , т.е. он вращается в плоскости рисунка. Поворот на  $2\pi$  происходит на участке  $\Delta x$ , откуда следует условие  $2\pi = k\Delta x \sin(\vartheta/2) = (2\pi\Delta x/\lambda) \sin(\vartheta/2)$ . Величина  $\Lambda \equiv \Delta x = \lambda/\sin(\vartheta/2)$  и есть полный период модуляции вектора  $\mathbf{e}$ .

Соответственно фотоиндуцированная оптическая ось материала следует тому же закону с периодом  $\Lambda$ . Когда мы рассматриваем дифракцию считывающего луча, симметрия говорит о том, что состояния с целым числом  $\pi$  неотличимы друг от друга. Поэтому шаг решетки, ответственной за дифракцию, следует формуле

$$l = \lambda/2 \sin(\vartheta/2). \quad (5)$$

Дифракция на постоянных решетках, записанных ортогональными циркулярно поляризованными лучами, крайне асимметрична. Когда дифрагирует, например, циркулярно-поляризованный луч гелий-неонового лазера, наблюдается только одно дифракционное пятно под углом  $+\vartheta'$  или  $-\vartheta'$  в зависимости от знака циркулярной поляризации луча. При этом оптическое пропускание  $T$  и дифракционная эффективность ( $\eta_{+1}$  или  $\eta_{-1}$ ) в пятне зависят от амплитуды модуляции  $\delta n$  коэффициента преломления фоточувствительного материала в направлении оси  $x$  (рис. 16б) через фазовую задержку  $\Phi$ :

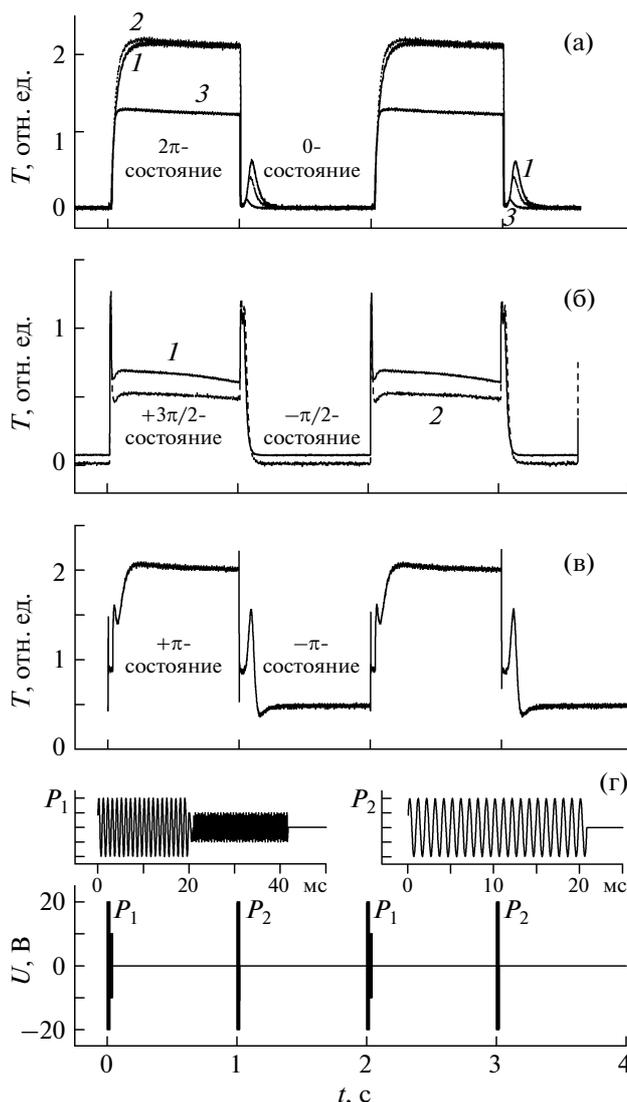
$$\eta_{\pm 1} \propto \sin^2(\Phi/2) = \sin^2(\pi L \delta n / \lambda), \quad (6)$$

$$T \propto \cos^2(\Phi/2) = \cos^2(\pi L \delta n / \lambda). \quad (7)$$

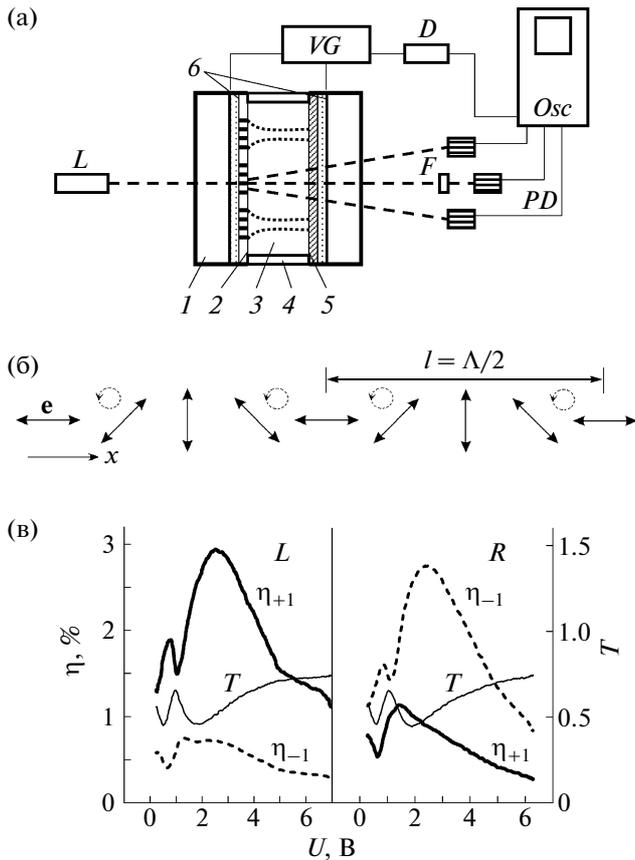
Формулы (6, 7) предсказывают осцилляции в пропускании и дифракционной эффективности дифрагирующего луча, когда варьируем толщину материала или  $\delta n$ , либо и то и другое.

Полимерная пленка с записанной решеткой очень тонка (20–30 нм) и обладает еле заметной дифракционной эффективностью. Как только решетка записана, мы собираем ячейку и заполняем ее нематическим жидким кристаллом. Противоположное проводящее стекло покрыто веществом, ориентирующим ЖК однородно и перпендикулярно подложке. ЖК взаимодействует с полимерными покрытиями, в результате имеем гибридную ориентацию директора: модулированную планарную на одной границе и однородную гомеотропную на другой. При этом на планарной границе оптическая ось ЖК реплицирует картину рис. 16б электрического вектора записывающего света. Разумеется, модулированный слой жидкого кристалла  $d_m$  более чем на 2 порядка толще слоя полимера. Фактически, при отсутствии внешнего напряжения эта толщина близка к шагу записанной решетки,  $d_m \approx l$ . Это хорошо видно при детальном моделировании этой структуры [22]. Кроме того, оптическая анизотропия ЖК  $\Delta n \approx 0.2$  превышает  $\delta n$  слабо поглощающего и слабо концентрированного раствора красителя в полимере на 3 порядка или больше. Поэтому не удивительно, что оцененная нами дифракционная эффективность  $\eta_{LC}$  ЖК-реплики даже в отсутствие поля превышает эффективность полимерного оригинала примерно на 6 порядков! Если ЖК-реплика высокого качества обеспечивает начальное значение  $\Phi$  больше  $\pi$ , то, прикладывая поле, можно получить  $\Phi \approx \pi$  и близкую к 100% дифракционную эффективность  $\eta_{LC}$ .

Электрическое поле сильно изменяет ориентацию директора и средний показатель преломления для необыкновенного луча и соответственно среднюю анизотропию  $\langle \Delta n \rangle$ . Значит, изменяя напряжение на электродах, в соответствии с (6, 7)

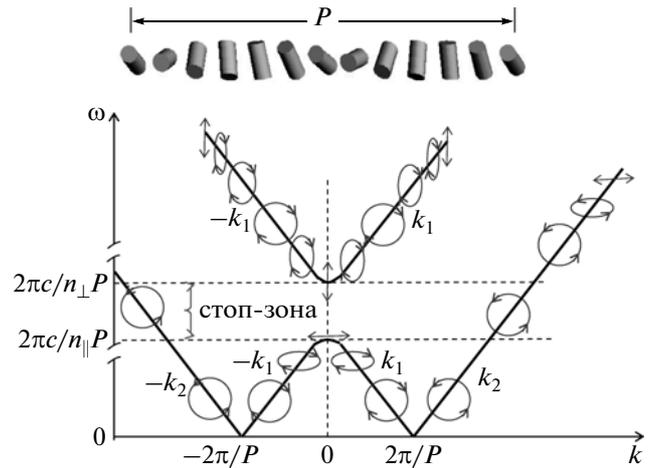


**Рис. 15.** Осциллограммы электрооптического отклика для различных мод (рис. 14) двухчастотного бистабильного переключения в жидком кристалле 3333; а — мода  $0 \leftrightarrow 2\pi$ ; оси поляризаторов скрещены; 1, 2, 3 относятся соответственно к толщинам слоя ЖК, равным 9.3, 7.9 и 5.6 мкм; хиральная добавка обеспечивала величину естественного шага спирали  $P_0$ , равную  $90 \pm 10$  мкм; б — мода  $-\pi/2 \leftrightarrow 3\pi/2$ ; оси поляризаторов параллельны; 1, 2 относятся соответственно к толщинам  $d$  слоя ЖК, равным 3.6 и 4.0 мкм, хиральная добавка обеспечивала величину естественного шага спирали  $P_0$ , равную  $35 \pm 5$  мкм; в — мода  $-\pi \leftrightarrow +\pi$ ; основное 0-состояние переводится в метастабильное  $+\pi$ -состояние после длительного приложения низкочастотного импульсного пакета напряжения достаточной амплитуды, после этого переключение реализуется между  $+\pi$ - и  $-\pi$ -состояниями; г — форма переключающего напряжения для мод  $0 \leftrightarrow 2\pi$  и  $-\pi/2 \leftrightarrow 3\pi/2$ . В случае моды  $-\pi \leftrightarrow +\pi$  длительность низкочастотной составляющей в пакетах  $P_1$  и  $P_2$  увеличена до 40 мс.



**Рис. 16.** Гибридная структура фотополимер – ЖК. ЖК-ячейка, состоящая из двух стекол ( $L$ ) с прозрачными электродами (6), покрытыми фоточувствительным полимерным слоем (2) и гомеотропно ориентирующим ЖК полимерным слоем (5). ЖК (3) находится в зазоре толщиной  $d = 7.4$  мкм, заданным изолирующими прокладками (4). Схема эксперимента: He–Ne-лазер ( $L$ ), генератор напряжения ( $VG$ ) с делителем ( $D$ ), три фотодиода ( $PD$ ) с фильтром ( $F$ ) и осциллографом ( $Osc$ ) для регистрации дифрагирующих лучей (а); ориентация электрического вектора света в интерференционной картине, образованной двумя циркулярно поляризованными лучами аргонового лазера при записи дифракционной решетки на фотополимере (б); зависимости оптического пропускания  $T$  и дифракционной эффективности для  $+1$  и  $-1$  порядков ( $\eta_{+1}$  и  $\eta_{-1}$ ) от приложенного к ЖК напряжения частотой 5 кГц. Левый и правый рисунки соответствуют левой и правой циркулярной поляризации считывающего луча He–Ne-лазера (в).

получаем осциллирующие кривые для  $T$  и  $\eta_{+1}$  (или  $\eta_{-1}$ ) и настраиваемся на оптимальную дифракционную эффективность. Это показано на рис. 16в. В данном случае имеем толщину ЖК-слоя 14 мкм, период дифракции 7.4 мкм,  $\Delta l \approx 0.2$  и  $\Delta \varepsilon \approx 13.6$ . Максимальная дифракционная эффективность, достигнутая в [20], составила 3%. В дальнейшем наши итальянские коллеги улучшили качество аргонового лазера и довели  $\eta_{+1}$  и  $\eta_{-1}$  почти до 100%. Такие гибридные поляризацион-



**Рис. 17.** Дисперсионные зависимости для собственных волн, возбуждаемых в бесконечной хиральной среде с геликоидальным пространственным распределением директора (на вставке распределение поля директора показано с помощью цилиндров, оси которых соответствуют локальным оптическим осям). На дисперсионных зависимостях показаны состояния поляризации волн.

ные решетки особенно перспективны для поляриметров и устройств обработки информации.

#### 4. МИКРОЛАЗЕРЫ НА ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ И ДРУГИХ ФОТОННЫХ СТРУКТУРАХ

##### 4.1. Лазеры с распределенной обратной связью и плотность фотонных состояний

Идея получения лазерной генерации в условиях, когда обратная связь создается не внешними зеркалами, а пространственной периодичностью диэлектрической проницаемости, была предложена Когельником и Шенком [23]. Авторы рассмотрели случай, когда пространственно-распределенная обратная связь создается брэгговской структурой с периодическим профилем комплексного показателя преломления. Вскоре был опубликован и первый патент на перестраиваемый жидкокристаллический лазер с распределенной обратной связью и флуоресцентным красителем в качестве генерирующей среды [24]. Впервые лазерная генерация в холестерических ЖК была экспериментально получена лишь в 1980 г. [25], хотя в структурах Фабри–Перо с нематическими жидкими кристаллами генерация наблюдалась раньше. Спустя лишь 20 лет появилась серия работ, в которой физика лазерной генерации в холестерических ЖК была увязана со свойствами фотонных кристаллов в терминах плотности фотонных состояний [26, 27]. Именно эти работы резко усилили интерес к проблеме и привели к

повсеместному развитию исследований жидкокристаллических микролазеров (обзор истории вопроса и работ по лазерной генерации в ЖК в [28]).

В [23] получены дисперсионные соотношения для собственных волн в периодических структурах с чередующимися слоями двух сред с различными показателями преломления или/и усиления света, и найдены зависимости пороговых значений показателя усиления от параметров модулированной среды. Принципиальным результатом является то, что в случае модуляции индекса преломления в спектре собственных волн возникает фотонная стоп-зона с центром на брэгговской частоте  $\omega_0 = \pi c / (n\Lambda_0)$  ( $c$  – скорость света в вакууме,  $\Lambda_0$  – структурный период модуляции,  $n$  – среднее значение индекса преломления) и шириной  $\delta\omega = n_1\omega_0$  ( $n_1$  – амплитуда модуляции индекса преломления). Авторы также нашли, что лазерная мода с наиболее низким порогом возбуждения находится непосредственно у края стоп-зоны. Для показателя усиления  $\alpha_g$ , соответствующего возбуждению лазерной генерации на краю стоп-зоны, получено следующее выражение:

$$\alpha_g L \approx \left( \frac{\lambda_g}{n_1 L} \right)^2, \quad (8)$$

где  $\lambda_g$  – длина волны генерации в вакууме,  $L$  – протяженность среды. В случае пространственной модуляции коэффициента усиления  $\alpha_g \sim 1/L$ , а частота генерации строго соответствует брэгговской частоте  $\omega_0$ .

Как обсуждалось в разд. 1, фотонные структуры на основе холестерических ЖК отличаются от рассмотренных в [23] наличием оптической анизотропии и пространственного изменения ориентации главных осей тензора диэлектрической проницаемости. В таких структурах дисперсионные соотношения для собственных волн, возбуждаемых вдоль оси геликоида, получены в [29]. Эти соотношения имеют следующий вид:

$$k_{(2,1)}(\omega) = [b(\omega/c)^2 + (2\pi/P)^2 \pm \sqrt{(4\pi\omega/cP)^2 + a^2(\omega/c)^4}]^{1/2}, \quad (9)$$

где  $b = (n_{\parallel}^2 + n_{\perp}^2)/2$ ,  $a = (n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2)/2$ ,  $n_{\parallel}$  и  $n_{\perp}$  соответственно главные индексы преломления для поляризации света вдоль и перпендикулярно директору,  $c$  – скорость света в вакууме,  $\omega$  – частота световой волны. Таким образом, вдоль оси геликоида могут распространяться четыре собственные волны ( $\pm k_1(\omega)$  и  $\pm k_2(\omega)$ ), представленные графически на рис. 17. Эти дисперсионные зависимости дополнены изображениями состояний поляризации собственных волн (рассмотрен

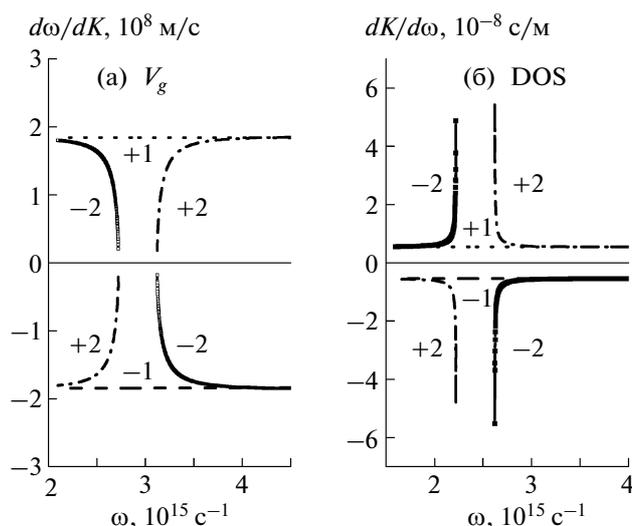
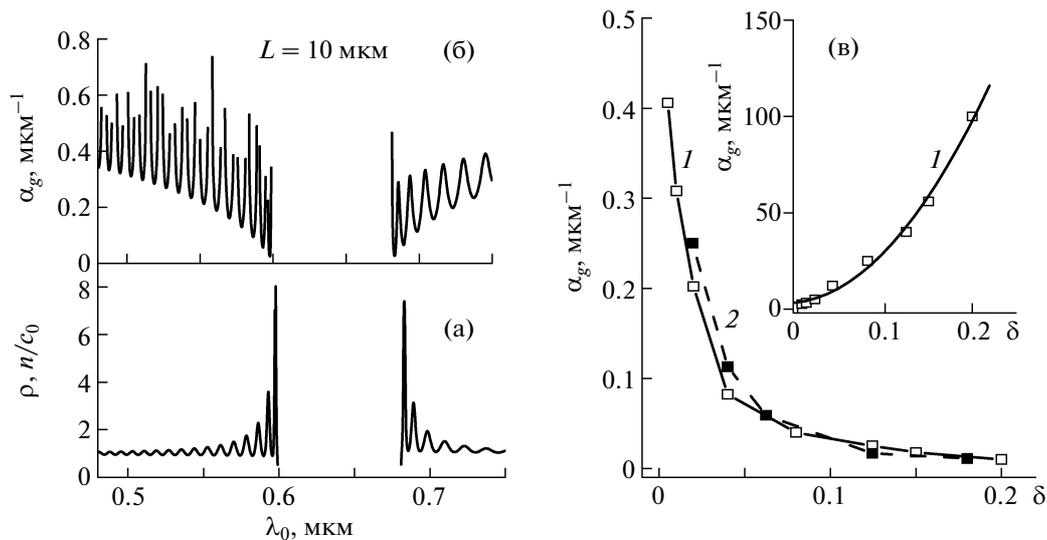


Рис. 18. Частотная зависимость групповой скорости (а) и плотности фотонных состояний DOS (б) для четырех решений уравнения (9), отмеченных номерами  $\pm 1$  и  $\pm 2$ . Для неограниченной спирали в брэгговской области групповая скорость стремится к нулю; соответственно DOS стремится к бесконечности.

случай правой спирали и анизотропии  $n_{\parallel} - n_{\perp} > 0$ ) [30]. Заметим, что собственные волны  $\pm k_2(\omega)$  могут возбуждаться во всем спектральном диапазоне частот  $\omega$ . Напротив, для волн  $\pm k_1(\omega)$  существует стоп-зона,  $2\pi c / (n_{\parallel} P) < \omega < 2\pi c / (n_{\perp} P)$ , т.е. область частот, показанная ранее на рис. 2. Внутри зоны значения волнового вектора чисто мнимые, и эти волны не могут распространяться.

Еще одним принципиальным результатом, который легко получить из соотношения (9), является то, что на краях стоп-зоны групповая скорость света  $d\omega/dk$  стремится к нулю [6]. Соответственно продолжительность прохода волнового пакета по фотонной структуре (*dwell time*)  $\tau_d = L/v_g$  равно бесконечности. Для одномерных фотонных кристаллов величина, обратная групповой скорости ( $dk/d\omega$ ), пропорциональна плотности состояний DOS (от англ. *density of states*) [31]. Таким образом, в случае бесконечно протяженного хирального ЖК плотность состояний на краях стоп-зоны, как и  $\tau_d$ , стремится к бесконечности, как показано на рис. 18. В соответствии с представлениями квантовой механики максимальная плотность состояний соответствует максимальной вероятности возбуждения излучательных переходов. Поэтому именно на краях стоп-зоны, где DOS достигает бесконечных значений, реализуется наименьший порог возбуждения лазерной генерации.



**Рис. 19.** Холестерический кристалл конечного размера ( $L = 10 \text{ мкм}$ ) без поглощения. Рассчитанные спектры DOS (а) и порогового коэффициента усиления света  $\alpha_g$  (б). Относительная оптическая анизотропия  $\delta = 0.1245$ . Зависимость порогового коэффициента усиления света  $\alpha_g$  от оптической анизотропии  $\delta$ , рассчитанная аналитически с помощью DOS (1) и с помощью строгого моделирования (2). Вставка: обратная величина  $1/\alpha_g$  в зависимости от анизотропии  $\delta$  (в).

#### 4.2. Пороговые условия и общие свойства генерации

В случае слоя ЖК конечной толщины значения DOS на краях стоп-зоны принимают максимальные, но конечные значения (если среда не усиливающая). Так, в холестерической структуре, показанной на рис. 1г, плотность состояний и порог генерации лазерного излучения  $\alpha_g$  на любой частоте можно рассчитать, если известен спектр комплексного коэффициента пропускания этой структуры [32]. Если скоро спектр ( $\rho \equiv \text{DOS}$ ) найден (рис. 19а), можно найти пороговый спектр показателя усиления генерирующей среды  $\alpha_g(\omega)$  (рис. 19с), по крайней мере, при достаточно мягких ограничениях, используя простую формулу

$$\alpha_g - \alpha_a = -\frac{1}{L} \ln R^2 = -\frac{1}{L} \ln \frac{\rho_{\max} - 1}{\rho_{\max} + 1}, \quad (10)$$

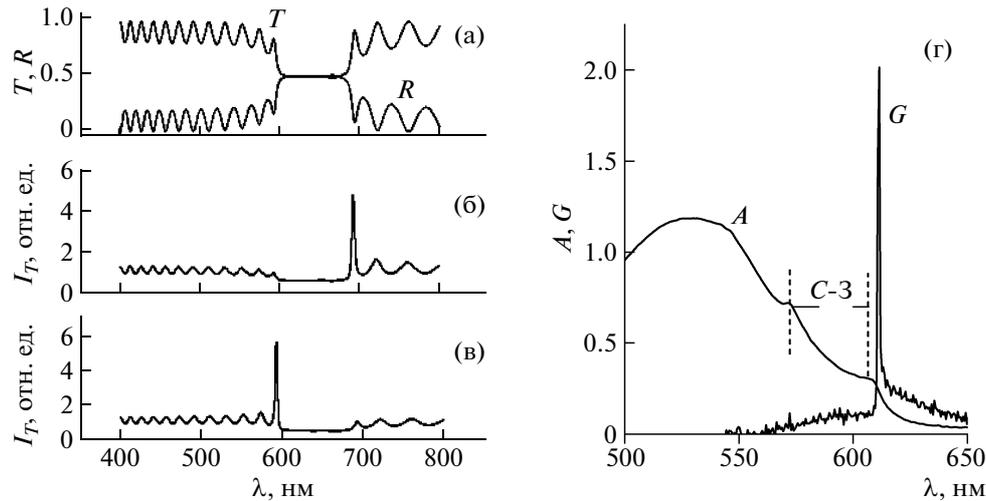
где  $R$  — коэффициент отражения поверхностей, ограничивающих ЖК, а  $\alpha_a(\omega)$  — коэффициент, включающий поглощение и рассеяние света в структуре в отсутствие накачки. Этим методом было показано, что в диапазоне толщины структуры  $L = 2\text{--}60 \text{ мкм}$  порог следует закону  $\alpha_g \propto L^{-3}$ , как и в (8) для изотропных фотонных кристаллов. Найдена также зависимость порога от диэлектрической анизотропии  $\delta = (\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp})/(\epsilon_{\parallel} + \epsilon_{\perp})$  (на оптических частотах). Эти зависимости подтверждаются и моделированием с точным учетом всех параметров структуры ([2], кривые 1 и 2 на рис. 19б). При этом зависимость  $\alpha_g(\delta)$  несколько отклоняется от квадратичного закона, предсказанного (8). В [33] подробно описана процедура

моделирования и проведено сопоставление с экспериментом.

В настоящее время интерпретация лазерных свойств фотонных кристаллов в терминах плотности состояний стала очень популярной. Существует прямая связь между представлениями в терминах DOS и классическим подходом к интерпретации возбуждения лазерной генерации. Так, согласно результатам, полученным в [34], если рассматривать произвольную оптическую систему как фильтр, охваченный обратной связью, то плотность состояний однозначно определяется коэффициентом усиления по петле обратной связи:

$$\text{DOS} \propto \frac{1 + |A_1||A_2|}{1 - |A_1||A_2|}, \quad (11)$$

где  $A_1$  и  $A_2$  соответственно комплексные коэффициенты передачи при распространении световой волны в прямом и обратном направлениях. В анизотропных жидкокристаллических средах  $A_1$  и  $A_2$  зависят от состояния поляризации волны и направления ее распространения и в общем случае выражаются через комплексные элементы матриц распространения. Согласно (11), плотность состояний стремится к бесконечности, если амплитуда коэффициента усиления по петле обратной связи  $|A_1||A_2| = 1$ . Это и есть классическое условие возбуждения генерации, эквивалентное остановке света внутри резонатора ( $v_g \rightarrow 0$ ) в терминах DOS. Его можно выполнить только, если в среде нет потерь или она является усиливающей.



**Рис. 20.** Рассчитанные спектры пропускания  $T$  и отражения  $R$  (а), а также излучения  $I$  (б, в), демонстрирующие возникновение лазерной генерации в ХЖК ( $P = 0.4$  мкм,  $n_{\perp} = 1.5$ ,  $n_{\parallel} = 1.7$ );  $\varepsilon$  – экспериментальный спектр поглощения  $A$ , перекрывающий стоп-зону (С-3), и спектр генерации излучения  $G$  на коротковолновом краю стоп-зоны (масштаб на левой оси произволен).

При этом для тех направлений и частот, где произведение  $|A_{\parallel}|A_{\perp}|$  ближе всего к единице, будет наиболее низкий порог возбуждения лазерной генерации.

Согласно [34], плотность состояний можно также оценить и по ширине спектра пропускания (или излучения)  $\delta\omega$ , измеренной на полувысоте от соответствующего максимального значения в спектре:

$$DOS \approx \frac{\pi}{L\delta\omega}. \quad (12)$$

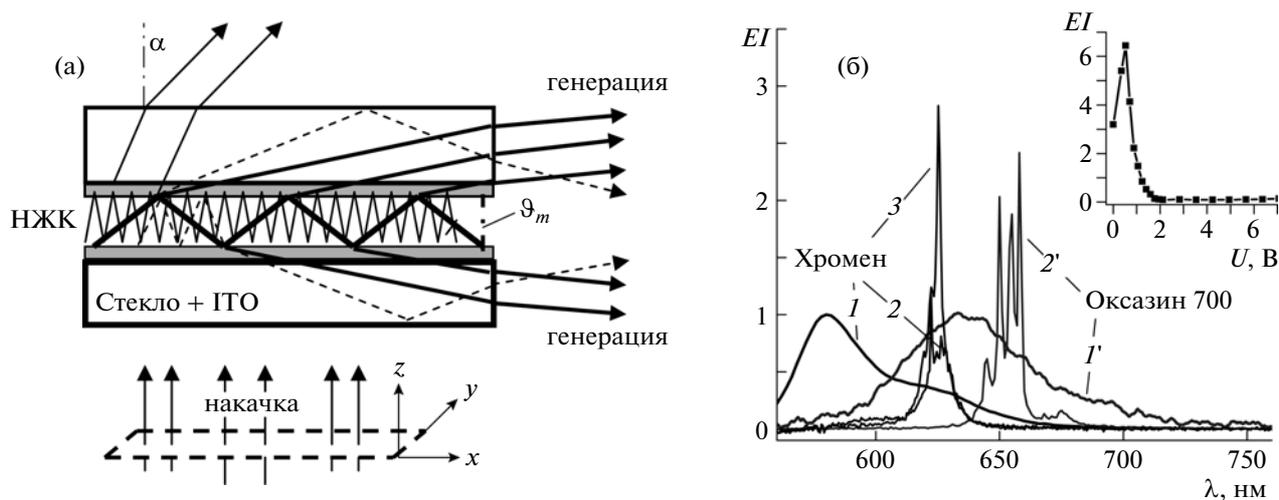
Практически бесконечное сужение линии излучения в условиях стационарной лазерной генерации есть следствие расходимости DOS. Также наиболее узкая спектральная мода в спектре пропускания ( $T$ ) и отражения ( $R$ ) на краях стоп-зоны (рис. 20а) характеризуется максимальным DOS и минимальным значением порогового показателя усиления  $\alpha_g$ , необходимым для возбуждения генерации [1]. На рис. 20б показаны вычисленные спектры возбуждения лазерной генерации для хиральных структур с различным знаком анизотропии показателя усиления  $\alpha$ . Если  $\alpha_{\parallel} > \alpha_{\perp}$  (индексы  $\parallel$  и  $\perp$  относятся соответственно к направлениям вдоль и перпендикулярно директору), то наименьший порог возбуждения генерации будет для моды на низкочастотном краю стоп-зоны (б). Это соответствует рис. 20г, где приведены характерные экспериментальные спектры для слоя холестерического ЖК ( $L = 30$  мкм), допированного красителем Оксазин-17 [32]. При  $\alpha_{\parallel} < \alpha_{\perp}$  генерация возникнет на высокочастотном краю (рис. 20в), а при близких значениях  $\alpha_{\parallel} < \alpha_{\perp}$  может возникнуть одновременно на обоих краях запрещенной зоны.

Оптическая накачка лазеров на холестерических ЖК, как правило, осуществляется в направлениях, близких к нормали в ячейках, показанной на рис. 1д. Красители имеют малое время жизни возбужденного состояния. Поэтому наиболее благоприятные условия возбуждения генерации возникают при импульсной оптической накачке с длительностью импульсов 5–10 нс. При такой накачке в сечении пучка, генерируемого лазером на холестерическом ЖК, обычно ярко выражена кольцевая структура. Ее объяснение в терминах дифракции на апертуре пучка и других предлагаемых механизмов вызывает трудности. В работе [35] дано иное объяснение кольцевой структуры, не связанное с дифракцией. Мы измерили спектры лазерной генерации в центральной части пучка и в одном из колец с высоким разрешением ( $\sim 0.1$  нм) и оказалось, что спектр излучения в кольце на несколько нанометров сдвинут в коротковолновую область по отношению к линии генерации в центре пучка. Получается, что кольца отвечают разным частотным модам генерации вблизи края стоп-зоны, которые сдвинуты в коротковолновую область из-за отклонения их направления от нормали. Возможность такой генерации теоретически обоснована в [2].

### 4.3. Вытекающие лазерные моды

#### 4.3.1. Нематические жидкие кристаллы

Работая с простыми Фабри–Перо ячейками (рис. 1а), заполненными нематическим ЖК, неожиданно обнаружили лазерную генерацию вдоль нормали к ячейке, а параллельно стеклам [4]. При этом пучок накачки фокусировался с по-



**Рис. 21.** Схематическое изображение квазиволноводной ячейки с нематическим ЖК. Моды с малым периодом вдоль  $x$  выходят наружу без достаточного усиления. Для мод с большим периодом коэффициент отражения от внутренних поверхностей подложек возрастает, усиления оказывается достаточно и возникают генерации. Эти моды выходят в подложки под малыми углами к ним и затем выходят наружу из торцов подложек (а). Спектры люминесценции ( $I$  и  $I'$ ) и интенсивности лазерной эмиссии ( $2$  и  $2'$ ) красителей Хромена и Оксазина-700 в нематической фазе ЖК (E7) (б);  $3$  – спектр лазерной эмиссии Хромена в изотропной фазе E7. На вставке – зависимость интенсивности эмиссии Хромена в нематической фазе от напряжения на  $\lambda = 656$  нм.

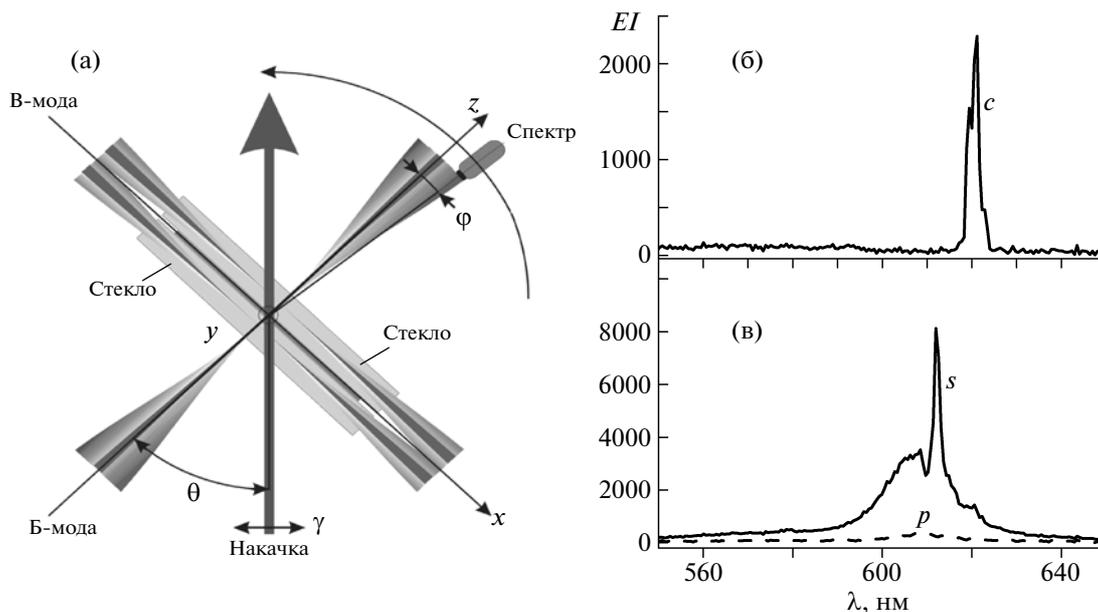
мощью цилиндрической линзы в узкую протяженную область (рис. 21а). Оказалось, что излучение выходит из стекол под скользящими углами к ним, зависящими от номеров интерферирующих мод и их поляризации. Ранее в лазерах на красителях такие моды не наблюдались, а в полупроводниковых лазерах они известны под именем вытекающих (*leaky*) мод. Вытекающие моды наблюдались как в изотропной, так и в нематической фазе, причем в последней интенсивность генерации зависела от электрического поля (рис. 21б). Измеренный порог возбуждения генерации составил менее  $0.2$  мДж/см<sup>2</sup>, что на порядок величины меньше значений порогов, достигнутых на краях стоп-зоны в лучших образцах холестерических ЖК.

Отличительной особенностью лазеров на ЖК в сравнении с традиционными лазерами является малая толщина жидкокристаллических слоев  $L$ . Когда характерный размер сечения возбуждающего пучка существенно превышает  $L$ , условие лазерной генерации может быть одновременно выполнено для множества направлений [2, 34]. Поэтому особенно интересна генерация на вытекающих модах. Для возбуждения вытекающих мод не требуется модуляции показателя преломления ЖК. Необходимая для генерации обратная связь обеспечивается разностью показателей преломления на границах ЖК со стеклами. В зависимости от соотношения показателей преломления подложки и слоя ЖК различаются два типа мод: скользящие и критические [34]. Для скользящих мод пороговый коэффициент усиления  $\alpha_g$  стре-

мится к нулю, если угол вытекания, отсчитываемый от нормали к слою в стекле, стремится к  $90^\circ$ , т.е. моды с самым низким порогом распространяются в стекле практически параллельно слою ЖК. Скользящие моды возбуждаются для тех состояний поляризации, для которых показатель преломления ЖК  $n_{LC}$  больше показателя преломления стекла  $n_g$  (когда ячейка для некоторых мод с номером  $0 < k < k_0$  является волноводом). Для возбуждения критических мод требуется, чтобы, как минимум, один из главных индексов  $n_{LC}$  был меньше  $n_g$ . Для этих мод волноводного режима нет вообще, но внутри стекла появляется критический угол  $\beta_{0,c} = \arcsin(n_{LC}/n_g)$ , выше которого вытекание невозможно, поскольку последняя мода, параллельная ЖК-слою ( $m = 0$ ), вытекает как раз под этим углом. В отличие от скользящих мод, критические моды характеризуются высокой угловой плотностью и огромной спектральной дисперсией генерируемой длины волны при пороговом коэффициенте усиления  $\alpha_g$ , стремящемся к нулю. Таким образом, эти моды очень эффективно возбуждаются, обеспечивая многомодовую лазерную генерацию в относительно широком спектральном диапазоне.

#### 4.3.2. Холестерические жидкие кристаллы

В [36, 37] вытекающие моды были исследованы в хиральных ЖК, где они конкурируют с брегговскими модами на краю стоп-зоны в условиях, когда луч накачки облучает значительную пло-

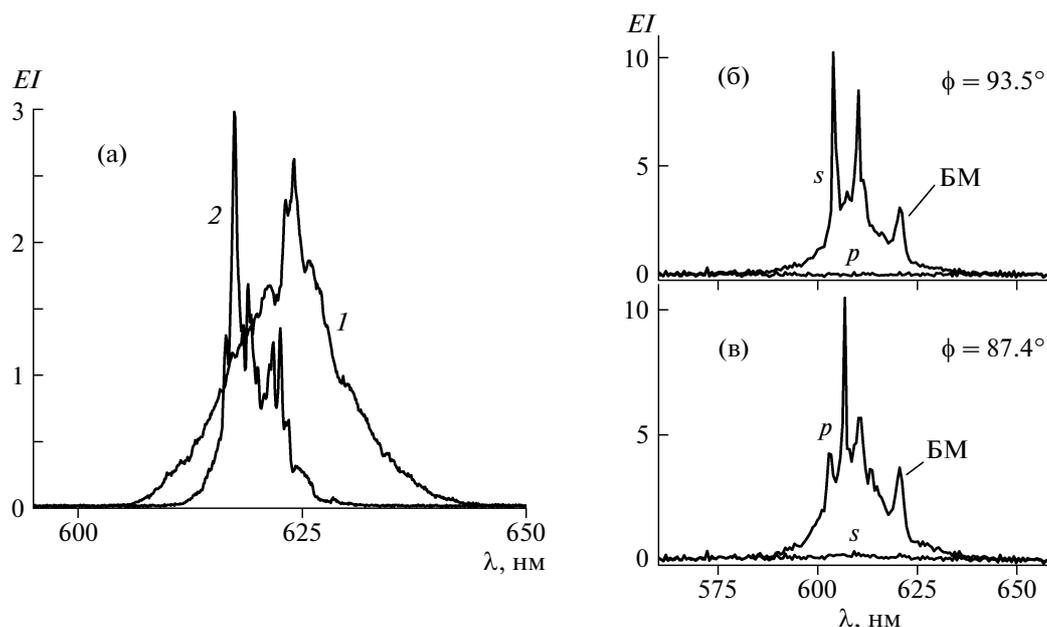


**Рис. 22.** Вид сбоку на холестерическую лазерную ячейку, облучаемую светом накачки под углом  $45^\circ$ . Спектрометр может поворачиваться вокруг оси  $Y$  на любой угол  $\varphi$ , отсчитываемый от  $Z$ . При углах  $\varphi \approx 0$  наблюдается лазерная генерация на краю брэгговской зоны (Б-мода,  $\lambda = 622$  нм), а одновременно с ней, при  $\varphi \approx 90^\circ$  – вытекающие моды (В-мода,  $\lambda = 612$  нм) (а); спектр циркулярно поляризованного излучения вблизи края брэгговской зоны (б) и спектры  $s$ - и  $p$ -поляризованного излучения вытекающих мод (в).

щадь ячейки. Это выяснилось при проведении угловых измерений интенсивности лазерной генерации, как показано на рис. 22а. Оказалось, что можно наблюдать одновременно как брэгговские, так и вытекающие моды (рис. 22б, рис. 22в). Очень важно, что при увеличении сечения пучка накачки вытекающие моды уносят все больше энергии, обедняя общий резервуар возбужденных накачкой молекул красителя. Это происходит оттого, что вытекающие моды, исходящие из широкого освещенного (накачиваемого) поля, проходят более длинный путь с усилением. В результате порог генерации ЖК в брэгговской моде не достигается, и при одних и тех же мощностях на единицу поверхности (в сравнении с тонким пучком накачки), генерация может не возникнуть. Отсюда следует необходимость подавления вытекающих мод, если мы хотим использовать более широкую рабочую площадь для получения большей энергии лазера на брэгговской моде. В [38] теоретически и экспериментально продемонстрирован один из возможных способов решения проблемы, основанный на использовании поглощающей свет тонкой полимерной пленки, применяющейся в качестве ориентанта для слоя ЖК. Ясно, что скользящие моды, распространяющиеся вдоль окрашенной пленки, теряют энергию сильнее, чем лазерный свет брэгговской моды, почти не замечающий пленку толщиной 0.15 мкм. На рис. 23а показано, как сужается спектр и соответственно снижается энергия вытекающих мод

из-за наличия поглощения в пленке. В то же время эффективность брэгговской генерации на длинноволновом краю стоп-зоны увеличивается. Наблюдается даже активация лазерных мод, имеющих более высокий порог генерации.

Если вместо одной из подложек использовать призму (рис. 1б) с индексом преломления, несколько превышающим индексы преломления ЖК, то можно более точно измерить углы вытекания мод из жидкого кристалла в подложки. Кроме того, вышедшие из призмы лазерные моды легко отделяются друг от друга, и это очень удобно для исследования их спектрального состава и поляризации [5]. Пример приведен на рис. 23б, на котором показаны спектры интенсивности генерации мод, выходящих из призмы под разными углами с разной линейной поляризацией. В данном случае использовался холестерический ЖК, показатели преломления которого для  $s$ - и  $p$ -поляризованных мод были меньше, чем у стекла и призмы, так что волноводный режим был исключен, и наблюдались критические моды. Как видно из рисунка,  $s$ - и  $p$ -моды выходили в воздух соответственно под углами  $\varphi = 93.5^\circ$  и  $84.7^\circ$  по отношению к нормали к основанию призмы (углы вытекания тех же мод внутри призмы  $\beta_s = 83.4^\circ$  и  $\beta_p = 77.4^\circ$ ). Примечательно, что спектры показывают многомодовую структуру. Моделирование позволило найти номера этих мод:  $m_s = 5$  и  $7$ ,  $m_p = 9, 11$  и  $13$ . Для каждой моды рассчитаны очень низкие пороговые коэффициенты усиления, на-



**Рис. 23.** Спектры вытекающего  $p$ -поляризованного излучения для двух образцов холестерического ЖК с непоглощающей (1) и поглощающей (2) пленкой ориентанта (а). Спектры интенсивности генерации двух мод, выходящих их призмы под разными углами с разной линейной поляризацией (б). Соответствующие углы отмечены на верхней и нижней части рисунка. БМ – остаточная интенсивность брэгговской моды от отражений в призме. Шкала ординат для интенсивности излучения ( $EI$ ) произвольна.

ходящиеся в диапазоне  $(1.9–6.6) \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ . В результате было найдено хорошее количественное согласие с двумя теоретическими моделями. Одна из них точная, основанная на результатах численного решения уравнений Максвелла для сложной слоистой системы, включающей слой холестерического ЖК. Другая – приближенная аналитическая модель, в которой для вытекающих мод слой холестерического ЖК можно аппроксимировать оптически одноосным гомеотропно ориентированным слоем нематика.

#### 4.4. Лазерные структуры, управляемые электрическим полем

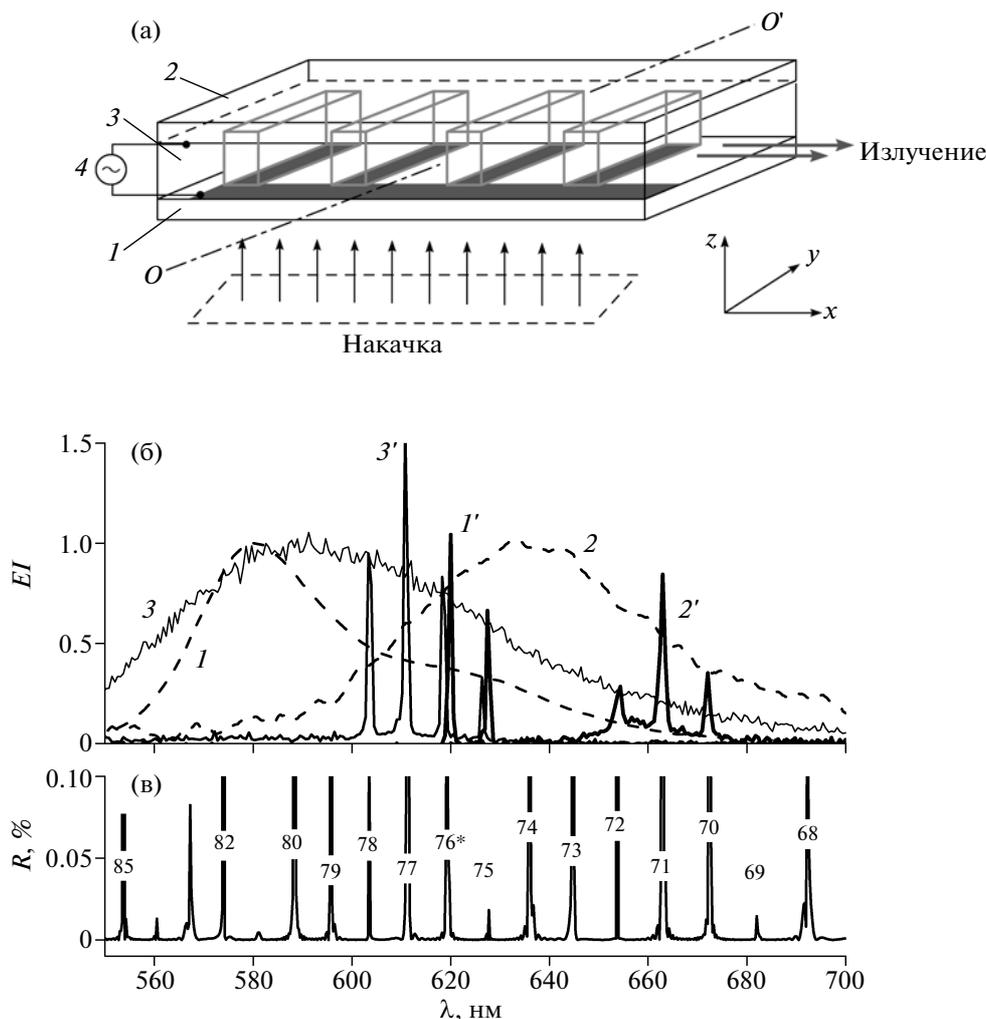
##### 4.4.1. Периодическая структура на нематическом ЖК

Интересная фотонная структура, соответствующая рис. 1в, с нематическим ЖК в качестве усиливающей среды, где для распределенной обратной связи используется эффективная модуляция показателя усиления, представлена в [39]. Конструкция этого микролазера схематически приведена на рис. 24а. Накачка осуществлялась импульсным лазером (YAG-Nd<sup>3+</sup>,  $\lambda = 532 \text{ нм}$ ,  $\tau = 5 \text{ нс}$ ) в протяженной области перпендикулярно системе периодических, непрозрачных, штырьевых электродов. Электроды выполняли двойную задачу. Во-первых, области ЖК за электродами находятся в тени и не подвергаются оптической на-

качке, в то время как области между электродами оказываются усиливающими. В итоге это создает пространственную модуляцию усиления и предпосылки для получения генерации на длинах волн

$$\lambda_g(k, n) = n \frac{2\Lambda}{k}, \quad (13)$$

соответствующих различным брэгговским порядкам  $k$  в уравнении (1), где  $n$  – средний показатель преломления слоя ЖК,  $\Lambda$  – пространственный период электродной системы. Во-вторых, прикладывая электрическое напряжение между штырьевыми электродами и сплошным электродом, расположенным на другой поверхности слоя ЖК, можно изменять показатель преломления  $n$  и соответственно длины волн лазерной генерации. В данном примере пространственный период, задаваемый электродами, достаточно велик (15 мкм). Тем не менее лазерная генерация оказалась возможной на высших порядках брэгговской дифракции. Так, генерация на модах с номерами  $k = 70–78$  наблюдалась в изотропной фазе жидкого кристалла E7, допированного красителями Хроменом, Оксазином-700 и DCM (4-дицианометил-2-метил-6-4-диметил-аминостирол-4Н-пирран) в спектральной области 610–680 нм (рис. 24б). Положение лазерных линий в спектре почти идеально совпадает с расчетом экспериментальной брэгговской структуры (рис. 24в), в которой предполагается очень слабая модуляция показателя



**Рис. 24.** Схема ячейки (вверху): 1 – стеклянная пластина с электродами из хрома на внутренней стороне, граничащей с нематическим ЖК; 2 – верхняя стеклянная пластина с прозрачным ITO электродом, контактирующим с ЖК; 3 – слой нематического ЖК; 4 – источник напряжения (а). Спектры люминесценции Хрома (1), Оксазина-700 (2) и DCM (3) в нематической смеси E7 (б). Пиковые кривые 1'–3' – спектры интенсивности лазерной эмиссии (EI) соответственно тех же красителей в изотропной фазе E7 в ячейке с теневой маской. Расчетный спектр отражения для брэгговской структуры, состоящей из 250 нечетных (толщина 5 мкм) и 250 четных (толщина 10 мкм) элементов с показателем преломления  $n_{iso}(E7) = n^* = 1.569$  с модуляцией  $\delta n = 0.006$  (в). Спектральные положения мод с номерами 70–72, 75–76 и 75–79 находятся в превосходном согласии со всеми экспериментальными спектрами смесей E7/Окс-700, E7/Хром и E7/DCM (б).

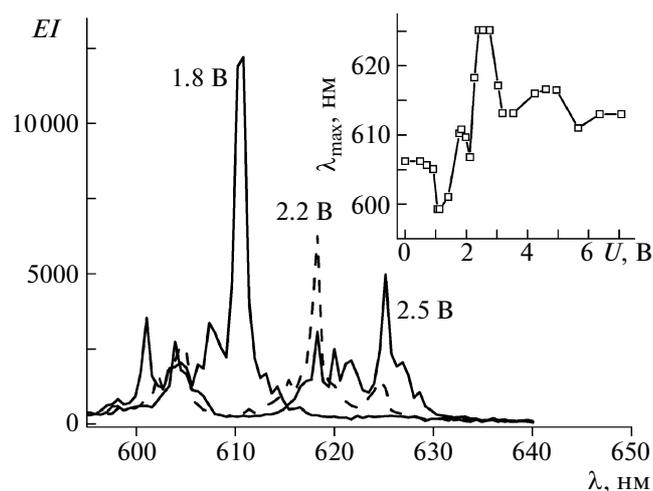
преломления [40]. Возможность лазерной модуляции на столь высоких порядках дифракции обусловлена как высокой добротностью резонатора, так и значительным усилением на относительно протяженной области накачки.

Лазерный эффект наблюдается и в нематической фазе тех же смесей. В частности, на рис. 25 показан спектр генерации излучения для E7/DCM смеси в спектральной области 600–630 нм. Прилагая напряжение между сплошным и штырьевыми электродами, можно заметно изменять показатель преломления ЖК в затемненных местах под электродами, причем в местах, освещенных излучением накачки, этот показате-

ль остается неизменным. За счет этой модуляции, с помощью электрического напряжения (1–3В) удалось осуществить перестройку длины волны лазерной генерации в диапазоне от 600 до 625 нм (вставка, рис. 25).

#### 4.4.2. Гибридная структура

Как отмечалось в разд. 2, электрическое управление шагом геликоида с осью, ориентированной вдоль нормали к слою ЖК, возможно лишь в сильно дефектных структурах. Тем не менее существуют другие возможности управления параметрами стоп-зоны. В [41] описана гибридная



**Рис. 25.** Спектры лазерного излучения при различных напряжениях на слое нематической смеси E7/DCM. На вставке — зависимость длины волны максимума излучения  $\lambda_{\max}$  от напряжения (максимальный сдвиг максимума  $\Delta\lambda = 25$  нм получен при изменении напряжения от 1 до 3 В).

ячейка, состоящая из двух генерирующих слоев ХЖК и прозрачного (без красителя) слоя нематического ЖК между ними (рис. 26а). Этот слой нематика играет роль управляемой электрическим полем фазовой пластинки: свет, проходя через слой, меняет свое состояние поляризации в зависимости от напряженности электрического поля. Это в свою очередь приводит к изменению спектральных свойств в области стоп-зоны и, как следствие, изменению глубины обратной связи, ответственной за возбуждение лазерной генерации (рис. 26б). Интересно, что холестерическая структура, управляемая фазовой пластинкой, может блокировать свет любой поляризации. В работе продемонстрировано электрическое управление интенсивностью лазерного излучения и переключение генерации между соседними модами на краях стоп-зоны. Возможность управления интенсивностью при широкоапертурной накачке открывает перспективы для создания информационных лазерных панелей, в которых излучение может быть коррелировано по фазе на большой площади, но при этом модулировано по интенсивности в отдельных пикселях панели в соответствии с ее информационным содержанием. Это то, что требуется, например, для голографических дисплеев.

## 5. УСИЛИТЕЛИ СВЕТА НА НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

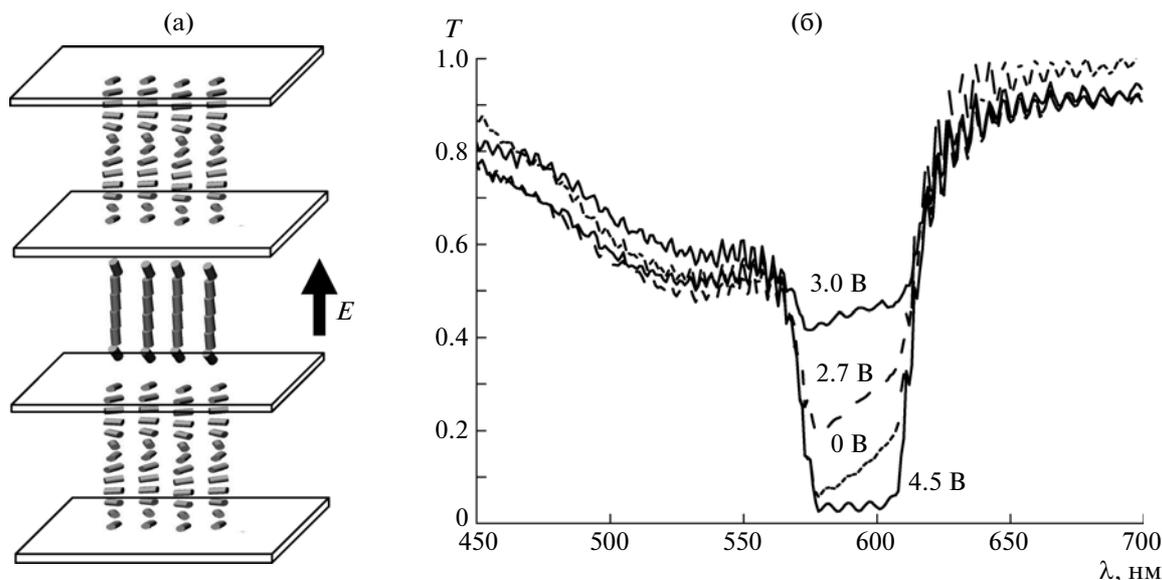
Возможность усиления света изотропными растворами красителей широко используется в лазерной технике. Жидкие кристаллы обладают

сильной анизотропией коэффициентов преломления и поглощения и, очевидно, их показатель усиления тоже должен быть анизотропен. Однако до последнего времени этот вопрос даже не обсуждался. Это относится и к специфике спектров коэффициента усиления, в частности, управлению ими с помощью электрического поля. Этим вопросам посвящены наши работы, результаты которых кратко описаны в настоящем разделе.

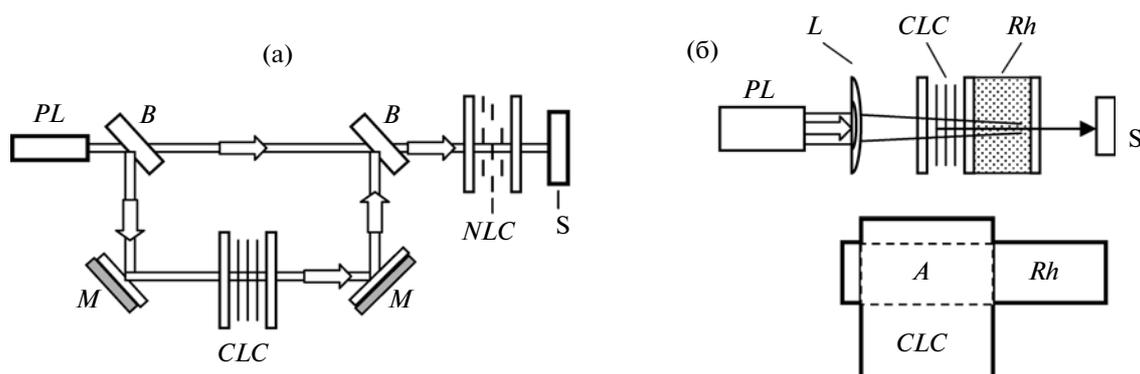
### 5.1. Характеристики усилителей

Тонкопленочные лазеры на холестерических ЖК могут рассматриваться как микроэлементы единой планарной матричной лазерной структуры, аналогичной дисплею, управляемому электрическим полем. Как показано в разд. 2, возможность плавной электрической перестройки шага спиральной структуры, а следовательно, и спектра фотонной зоны, ограничена. Поэтому представляется целесообразным передать функцию полевого управления интенсивностью и поляризацией излучения от планарного генератора на холестерическом ЖК к усилителю на нематическом ЖК, оставив за ХЖК способность генерировать пространственно и спектрально узкую лазерную полосу. Дело в том, что НЖК обладают сильной анизотропией оптических свойств, легко управляемых слабым электрическим полем, и обнаруживают целую гамму электрооптических эффектов именно в планарной конфигурации [16]. Менее принципиальным, но не менее важным фактором является более высокая текучесть нематиков и, как следствие, стойкость к образованию радиационных дефектов, позволяющая использовать более высокие энергии накачки, необходимые для усиления генерации холестерических ЖК.

В [3] впервые продемонстрирована возможность усиления лазерной генерации холестерического микролазера с помощью планарно-ориентированного, анизотропного слоя нематического ЖК, допированного красителем. Схема измерений приведена на рис. 27а. В этой схеме накачка усилителя осуществлялась независимо, но синхронно с накачкой генератора излучения, в обоих случаях вдоль нормали к соответствующим ячейкам. На рис. 28а показан спектр лазерной генерации  $W_0$  на входе усиливающего элемента (кривая 1), спектр усиленного спонтанного излучения (ASE) на выходе усилителя в отсутствие излучения  $W_0$  на входе (кривая 2), а также спектр  $W$  излучения на выходе ячейки усилителя при подаче входного сигнала  $W_0$  (кривая 3). Коэффициент усиления  $K_{\perp} = W/W_0 = \exp(\alpha_{\perp} L)$  оказывается значительным ( $K_{\perp} \approx 15$ ). В работе найдены главные значения показателя усиления  $\alpha_{\parallel}$  (вдоль направления директора) и  $\alpha_{\perp}$  (перпендикулярно директору). Измерения были выполнены на планарно



**Рис. 26.** Схема трехслойного микролазера (слева), в котором управление генерацией осуществляется электрическим полем  $E$ , прикладываемым к среднему слою нематического ЖК (а). Спектры пропускания (справа) трехслойной системы в зависимости от электрического напряжения на нематическом слое. Спектральная область 570–610 нм соответствует стоп-зоне в хиральных слоях, расположенных по обе стороны от слоя нематического ЖК (б).

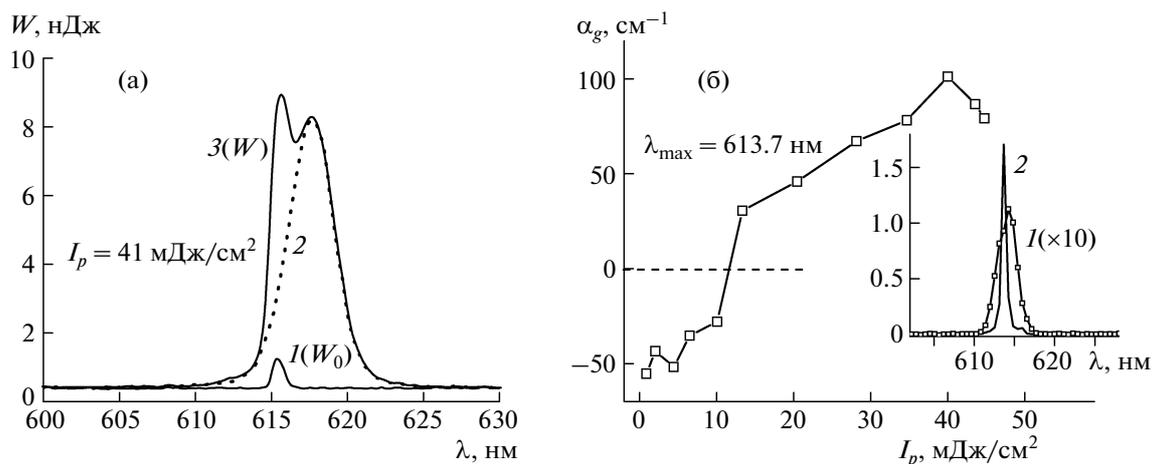


**Рис. 27.** Две схемы усиления выходного излучения лазеров на холестерических ЖК (CLC) усилителями на нематической смеси с красителем (NLC) и изотропном растворе Родамина-640 (Rh). В обеих схемах имеются лазер накачки (PL) и спектрометр с зарядовой связью (S) для регистрации усиленного луча. В схеме (а)  $B$  и  $M$  – светоделитель и зеркала соответственно. В схеме усилителя (б)  $L$  – короткофокусная линза, фокусирующая свет выходящий из CLC, на микрокювету с раствором Родамина-640. Внизу: вид сверху на тот же усилитель  $A$  со стороны падения луча; вне области перекрытия каждая из ячеек CLC и Rh может исследоваться независимо.

ориентированном слое нематического ЖК ( $L = 30$  мкм,  $\Delta n = 0.11$ ) с лазерным красителем Оксазин-17 (0.3%). В этом случае показатели усиления достигали величин  $\alpha_{\parallel} = 0.066$  мкм $^{-1}$  и  $\alpha_{\perp} = 0.056$  мкм $^{-1}$ . Полученные значения качественно согласуются с вычислениями по формуле (8) и тем экспериментальным фактом, что для возбуждения генерации в холестерических ЖК на краю стоп-зоны, как правило, требуются толщины слоев, превышающие 10 мкм. Заметим, что значение  $\alpha \approx 500$  см $^{-1}$  чрезвычайно велико и, воз-

можно, является рекордной цифрой для всех известных лазеров.

Наряду с увеличением  $\alpha_{\parallel}$  и  $\alpha_{\perp}$  по мере увеличения плотности накачки было установлено, что эти показатели уменьшаются (для  $\alpha_{\perp}$  от 0.05 до 0.01 мкм $^{-1}$ ) с увеличением энергии входного сигнала  $W_0$  и соответственно энергии импульса на выходе усилителя  $W$  (от 5 до 30 нДж). Это связано с насыщением усилителя относительно высоким уровнем выходного излучения. При толщине слоя НЖК  $L = 50$  мкм анизотропия показателей усиления соответствует отношению  $K_{\parallel}/K_{\perp} \approx 1.6$ .



**Рис. 28.** Усиление света: а – усилитель по схеме рис. 27а. Спектр излучения от ЖК-микрولазера ( $\lambda = 615.46$  нм), измеренный на входе усиливающей ячейки ( $I$ ), а также спектры усиленного излучения на выходе ячейки в отсутствие ( $2$ ) и при наличии ( $3$ ) усиливаемого излучения на входе. Плотность энергии накачки  $I_p = 41$  мДж/см<sup>2</sup> (б). Усилитель по схеме рис. 27 б. Зависимость показателя усиления на длине волны  $\lambda \approx 614$  нм от плотности энергии накачки. На вставке: спектр усиливаемого сигнала ( $1$ ) и усиленного сигнала ( $2$ ), причем шкала для сигнала ( $1$ ) увеличена в 10 раз ( $\lambda = 613.7$  нм,  $I_p = 45$  мДж/см<sup>2</sup>).

Другая схема усиления показана на рис. 27б. Здесь луч накачки проходит генератор насквозь, фокусируясь затем в объеме относительно толстой усилительной микроюветы ( $L_a = 200$  мкм), заполненной изотропным раствором красителя Родамина-640 в глицерине [42]. Генератором является относительно тонкая ячейка ( $L_g = 50$  мкм), заполненная холестерическим ЖК с примесью красителя DCM. Существенно, что изменением шага спирали (вариацией количества хиральной добавки к нематической матрице) положение стоп-зоны подгонялось под спектр люминесценции (точнее ASE) Родамина-640. В этих условиях можно обеспечить более щадящий режим работы генератора по интенсивности накачки за счет большей длины усиления света в растворе красителя. На рисунке видно, что края лазерной (CLC) и усилительной (Rh) ячеек выступают за пределы их перекрытия, и это позволяет изучать их свойства независимо, без разборки всей структуры [43].

На вставке рис. 28б видны спектры входящего в усилитель излучения генератора ( $1$ ) и усиленного излучения ( $2$ ) на длине волны  $\lambda = 613.7$  нм при плотности энергии накачки  $I_p = 45$  мДж/см<sup>2</sup>. При усилении многомодовый спектр входного излучения заметно сужается, поскольку в нелинейном процессе “выживают” наиболее сильные моды. Отношение пиковых значений интенсивности двух спектров составляет величину 17, но за вычетом поглощения получим лишь величину 6–7. Это хорошо видно на основном графике рис. 28б. Здесь на оси ординат отложен показатель усиления изотропного раствора  $\alpha$  в зависимости от плотности энергии накачки  $I_p$  на длине волны  $\lambda \approx 614$  нм. При низких  $I_p$  этот показатель отрицате-

лен, так что на  $\lambda \approx 614$  нм входной пучок ( $1$ , вставка) уже потерял часть энергии на поглощение в усиливающем растворе.

При высокой плотности накачки ( $\approx 40$  мДж/см<sup>2</sup>) величина  $\alpha$  достигает  $100$  см<sup>-1</sup> (или  $0.01$  мкм<sup>-1</sup>), что в 5 раз ниже, чем для предыдущего примера, хотя это тоже очень высокая цифра, показывающая хорошие перспективы для разработки тонкопленочных усилителей.

## 5.2. Спектры усиления

В предыдущем разделе мы обсуждали усилители для ЖК лазеров, фактически генерирующих только конкретную длину волны света. Однако из физики лазеров на красителях известно, насколько важен спектр усиления света  $\alpha(\lambda)$ . Для усилителей на жидких кристаллах дополнительные возможности открываются в связи с их анизотропией поглощения и усиления света. Кроме того, рассеяние света в усиливающей жидкокристаллической среде также имеет интересные особенности.

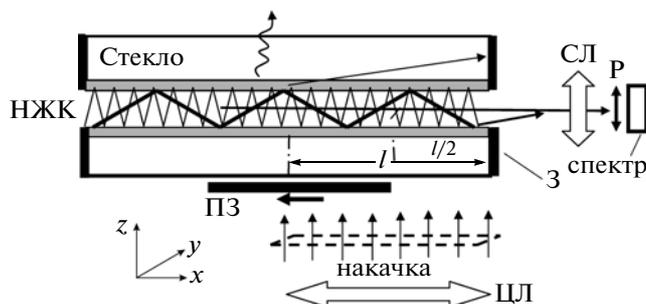
Спектр усиления измеряется довольно просто. Как обычно, нужна импульсная накачка с лучом, сформированным цилиндрической линзой, в форме узкой протяженной полосы: например, в данном случае длина  $l = 7$  мм, ширина  $w = 0.6$  мм (рис. 29). Усиливающая среда, т.е. допированный красителем ЖК, при слабой накачке люминесцирует более или менее во всех измерениях (спонтанное излучение), но с увеличением эффективности накачки роль вынужденного излучения возрастает по мере возрастания длины пути фотонов. Теперь уже ASE распространяется в основном вдоль оси максимального размера пятна на-

качки. И тогда нужно только изменять длину светового пути  $l$  (с помощью подвижной заслонки ПЗ, рисунок) и каждый раз снимать спектр ASE. В простейшем случае, если не интересоваться анизотропией  $\alpha(\lambda)$ , можно снять лишь два спектра  $I_l$  и  $I_{l/2}$  (при длине  $l$  и  $l/2$ ) и взять их отношение:

$$\alpha(\lambda) = \frac{2}{l} \ln \left( \frac{I_l(\lambda)}{I_{l/2}(\lambda)} - 1 \right). \quad (14)$$

Для ЖК-ячеек желательно снимать поляризационные спектры ASE и тогда количество труда удваивается [44]. Ячейка, показанная на рис. 29, отличается от той, что обсуждалась ранее (рис. 21а), только наличием подвижной заслонки (ПЗ) и неподвижных заслонок (З), экранирующих выходы нежелательных вытекающих мод. Кроме того, имеются поляроиды, управляющие поляризацией света накачки и выходного излучения. Спектры ASE и показателя усиления при разных поляризациях света в геометрии (рис. 29) вначале снимались на изотропных растворах Родамина-640 в глицерине, чтобы понять особенности этого хорошо известного лазерного красителя в тонких ячейках (2–100 мкм), ранее не использовавшихся для этой цели [45]. Были получены  $\alpha(\lambda)$  при разных концентрациях красителя и разных интенсивностях и поляризациях накачки.

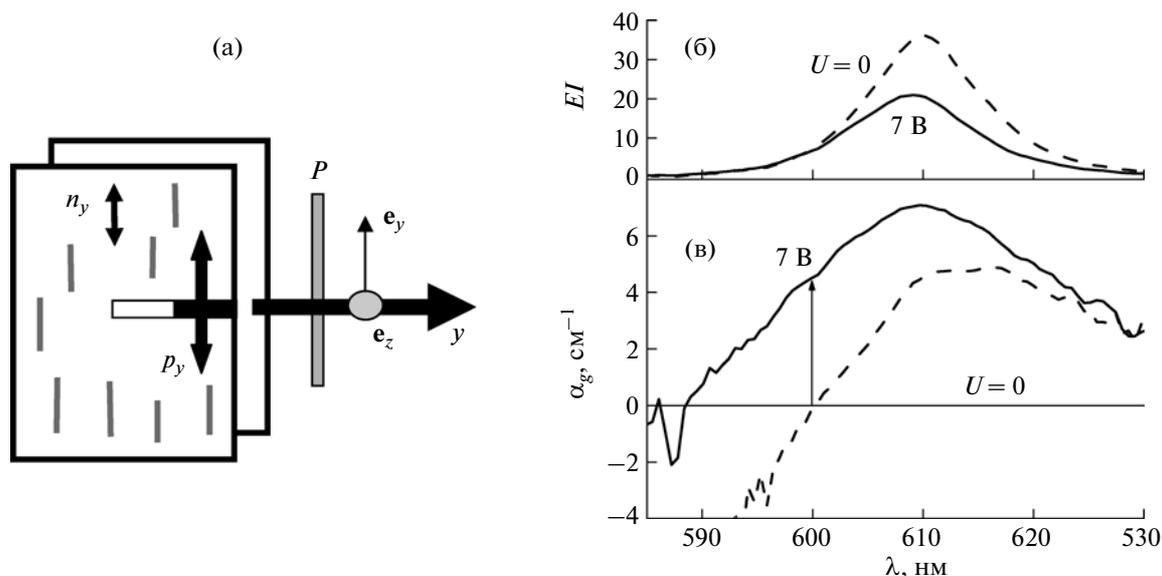
Эти исследования упростили интерпретацию спектров  $\alpha(\lambda)$  в анизотропной усиливающей среде, какой являются нематические ЖК. В них из-за анизотропии поглощения спектры усиления могут заметно сдвигаться при переориентации жидкого кристалла. Это наблюдается просто при повороте поляроида, находящегося на выходе усиленного пучка, или при приложении напряжения к ячейке, показанной на рис. 30а. В ней луч накачки ( $p_y$ ) поляризован параллельно оси  $y$ , и пятно (под вертикальной стрелкой) имеет длину  $l$  или ее половину  $l/2$ . Поляроид установлен в  $e_y$ -положение, и в нулевом поле директор  $\mathbf{n}$  направлен вдоль  $y$ . Приложенное напряжение переориентирует директор из направления  $n_y$  ( $U = 0$ , штриховые линии на рис. 30б, 30в по направлению  $n_z$  ( $U = 7$ В, сплошные линии), что приводит к еле заметному сдвигу спектра ASE (б), но значительному сдвигу спектра показателя усиления (в) в сторону коротких длин волн. Этот эффект открывает интересную возможность переключения генерации. Если, например, лазер работает на  $\lambda \approx 600$  нм, то в отсутствие внешнего поля его излучение не усиливается:  $\alpha(\lambda = 600 \text{ нм}) = 0$ . При подаче на электроды напряжения  $U = 7$  В усиление поднимается до  $\alpha(\lambda = 600 \text{ нм}) \approx 4.3 \text{ см}^{-1}$ , а это означает, что на длине  $L = 1$  см интенсивность света усиливается примерно в  $e^{\alpha L} \approx 75$  раз [44]. Таким образом, на основе жидких кристаллов можно создавать эффективные усилители лазерного



**Рис. 29.** Схема измерения спектра  $\alpha_g(\lambda)$  в волноводной геометрии. Нематический ЖК (НЖК), допированный красителем, находится между двумя стеклами с прозрачными электродами для подачи напряжения и заглушками (З) на торцах для отсеки вытекающих мод. Излучение накачки фокусируется цилиндрической линзой (ЦЛ) в узкое длинное пятно, касающееся правого края стекла. Подвижная заглушка (ПЗ), экранируя левую половину пятна накачки, устанавливает одну из длин усиления,  $l$  или  $l/2$ . Свет, излучаемый НЖК, собирается сферической линзой (СЛ) и после поляроида (Р) регистрируется спектрометром. Спектр показателя усиления  $\alpha_g(\lambda)$  получается из отношения спектров ASE для длин  $l$  и  $l/2$ .

излучения, а анизотропия усиливающих свойств нематических ЖК может быть использована для управления ими с помощью электрического поля.

Еще одна интересная проблема связана с усилением света в рассеивающих средах, какими являются и жидкие кристаллы. Например, когда усиливаемое излучение распространяется на расстояние порядка нескольких миллиметров, рассеяние в усиливающей среде может играть двойную роль. С одной стороны, оно приводит к потерям, снижающим показатель усиления среды, а с другой стороны, оно может приводить к обратной связи и возникновению генерации. Второй эффект широко дискутируется в связи с возможностью создания так называемых хаотических (*random*) лазеров без зеркал и каких-либо периодических структур. В таких случаях речь идет об усиливающих средах на суспензиях микро- или наночастиц в растворах лазерных красителей. Действительно, в тонких ячейках, заполненных такими суспензиями с большой концентрацией наночастиц, при увеличении интенсивности накачки резко сужается спектр ASE [46]. Нематические ЖК – это тоже рассеивающие среды, хотя механизм рассеяния в них особый: в них рассеяние возникает на ориентационных флуктуациях директора. При этом диаграммы рассеяния света на ЖК сильно отличаются от диаграмм релеевского рассеяния на частицах. В [47] как раз и изучалось различие в характере усиления света в двух различных материалах, имеющих примерно одинаковые длины свободного пробега фотонов (порядка 1 мм) при разных механизмах рассеяния. В ячейках, показанных на рис. 29, измеря-



**Рис. 30.** Геометрия измерения интенсивности ASE ( $EI$ ) и показателя усиления  $\alpha_g$  (вид сверху на рис. 29а). Зависимости интенсивности ASE (б) и показателя усиления (в) от напряжения, приложенного к ячейке. Нематическая смесь E7/DCM (0.16%), плотность энергии импульса накачки  $W_p = 3.8$  мДж.

лись показатели усиления смесей допированного красителем нематического ЖК и суспензии наночастиц  $TiO_2$  в глицерине, в такой же степени допированном красителем. Основной результат работы состоит в следующем. Оказалось, что при равных интегральных сечениях рассеяния двух материалов свет рассеивается частицами, грубо говоря, равномерно по всем направлениям, в то время как в жидком кристалле свет в основном рассеивается вперед, в конус углов менее  $15^\circ$ . Важно, что в ЖК рассеянный вперед свет может быть использован для дальнейшего усиления, особенно в волноводном режиме. Это очень благоприятный фактор для использования нематических ЖК в управляемых электрическим полем усилителях и генераторах света на тонкопленочных фотонных структурах.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Фундаментальные исследования фотонных жидкокристаллических структур имеют очевидную практическую направленность. Детальное изучение физики геликоидальных структур открывает новые возможности для создания элементной базы устройств фотоники. Так, на холестерических ЖК с относительно коротким шагом спирали (разд. 3.1) можно реализовать рекордное быстродействие дисплеев в широком спектральном интервале, в том числе и 3D-дисплеев нового поколения. С другой стороны, структуры с более длинным шагом (хиральные нематические ЖК, разд. 3.3) перспективны для создания оптических элементов памяти, “умных” (smart) карточек и

дисплеев типа “электронной бумаги”. Привлекательность подобных устройств заключается в значительном снижении потребляемой энергии, которая расходуется лишь в процессе переключения между долгоживущими состояниями, не требующими никакой энергии. Гибридные структуры на основе ЖК и фотополимеров (разд. 3.3) уже сейчас находят применение для управляемых полем дифракционных решеток в поляриметрах, спектрометрах кругового дихроизма и устройствах обработки информации.

Применение ЖК для генерации (разд. 4) и усиления (разд. 5) лазерного излучения представляет собой совершенно новое перспективное направление. Лазеры на ЖК, имеющие малые габариты и низкие пороги генерации, уже сегодня перекрывают весь диапазон излучения от УФ- до ИК-области, с возможностью плавной перестройки длины волны низким (до 10 В) электрическим напряжением. Точность такой подстройки может оказаться востребованной для медицинской диагностики или, совместно с усилителями на ЖК, даже для лазерной хирургии. Что касается информационных технологий, то на жидкокристаллических лазерах имеется возможность создания лазерных панелей с большой оптической апертурой и множеством пикселей, управляемых с помощью электрического поля. Это может лечь в основу создания нового поколения лазерных информационных дисплеев.

Работа в области фотоники жидкокристаллических структур (ИК РАН) выполнены при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований ОФН РАН, Российского

фонда фундаментальных исследований (№ 11-02-00899-а).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Палто С.П. // УФН. 2005. Т. 175. Вып. 7. С. 784.
2. Палто С.П. // ЖЭТФ. 2006. Т. 130. С. 544.
3. Штыков Н.М., Барник М.И., Блинов Л.М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. Вып. 12. С. 734.
4. Blinov L.M., Cipparrone G., Pagliusi P. et al. // Appl. Phys. Lett. 2006. V.89. P. 0311114.
5. Blinov L.M., Cipparrone G., Mazzulla A. et al. // J. Appl. Phys. 2008. V. 104. P. 103115.
6. Bartolino R., Blinov L.M. Liq. Cryst. Microlasers (introductory notes) // Ch. 1. In Liquid Crystal Microlasers / Eds. Blinov L.M., Bartolino R. Transworld Research Network, Kerala (India), 2010.
7. Palto S.P., Blinov L.M. // J. Soc. Elect. Mat. Eng. 2005. V. 14. P. 115.
8. Blinov L.M., Palto S.P. // Liq. Cryst. 2009. V. 36. № 10. P. 1037.
9. De Gennes P.-G. // Solid. State Commun. 1968. V. 6. P. 163.
10. Barnik M.I., Palto S.P. // Ferroelectrics. 2004. V. 310. P. 11.
11. Палто С.П. // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. С. 638.
12. Палто С.П. // Кристаллография. 2003. Т. 48. С. 130.
13. Палто С.П., Барник М.И., Блинов Л.М. и др. // ЖЭТФ. 2010. Т. 138. № 3. С. 544.
14. Беляков В.А. Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры. М.: Наука, 1988.
15. De Gennes P.G., Prost J. Physics of Liquid crystals, 2nd ed., Oxford: Clarendon Press, 1993.
16. Blinov L.M. Structure and Properties of Liquid Crystals, Springer, Dordrecht-Heidelberg-London-New York, 2011, Ch. 11.
17. Палто С.П., Барник М.И. // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. С. 220.
18. Палто С.П., Барник М.И. // ЖЭТФ. 2006. Т. 129. С. 1132.
19. Berreman D.W., Heffner W.R. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. P. 3032.
20. Blinov L.M., Cipparrone G., Mazzulla A. et al. // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 89. P. 061105.
21. Blinov L.M., Palto S.P., Yudin S.G. et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. P. 16.
22. Palto S.P., Barnik M.I., Arbuзов A.V. et al. // J. Nonlinear Opt. Phys. Mater. 2006. V. 15. P. 23.
23. Kogelnik H., Shank C.V. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. P. 2327.
24. Goldberg L.S., Schnur J.M. Tunable internal feedback LC laser. US patent 3,771,065. 1973.
25. Ильчишин И.П., Тихонов Е.А., Тищенко В.Г., Шпак М.Т. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 27.
26. Kopp V.I., Zang Z.-Q., Genack A.Z. // Opt. Lett. 1998. V. 23. P. 1707.
27. Taheri B., Palffy-Muchoray P., Kabir H. // ALCOM Symp. Chiral materials and applications. 1999. Cuayahoga Falls, OH. P. 18.
28. Liquid Crystal Microlasers / Eds. Blinov L.M., Bartolino R. Published by Transworld Research Network, 2010.
29. Кац Е.И. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. С. 1854.
30. Yeh P., Gu C. Optics of Liquid Crystal Displays. John Wiley & Sons. Inc., 1999.
31. Bendickson J.M., Dowling J.P., Scalora M. // Phys. Rev. E. 1996. V. 53. P. 4107.
32. Блинов Л.М. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. С. 184.
33. Blinov L.M. // J. Nonlinear Opt. Phys. Mater. 2010. V. 19. P. 15.
34. Palto S.P. Lasing mode leakage in nematic and cholesteric layers // Ch. 8. In Liquid Crystal Microlasers / Eds. Blinov L.M., Bartolino R. Published by Transworld Research Network, 2010.
35. Palto S.P., Shtykov N.M., Umansky B.A. et al. // Opt. Electron. Rev. 2006. V. 14. № 4. P. 323.
36. Blinov L.M., Cipparrone G., Mazzulla A. et al. // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. P. 053104.
37. Blinov L.M., Palto S.P., Lazarev V.V. et al. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2007. V. 465. P. 37.
38. Палто С.П., Штыков Н.М., Барник М.И., Уманский Б.А. // Кристаллография. 2010. Т. 55. № 2. С. 298.
39. Blinov L.M., Cipparrone G., Mazzulla A. et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. P. 131103.
40. Blinov L.M., Lazarev V.V., Palto S.P. et al. // J. Nonlinear Opt. Phys. Mater. 2007. V. 16. P. 75.
41. Barnik M.I., Blinov L.M., Lazarev V.V. et al. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 123113.
42. Blinov L.M., Cipparrone G., Lazarev V.V., Umansky B.A. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 061102.
43. Shtykov N.M., Barnik M.I., Lazarev V.V. et al. // MCLC 2008. V. 494. P. 258.
44. Blinov L.M., Lazarev V.V., Cipparrone G. et al. // Opt. Express. 2008. V. 16. P. 6625.
45. Blinov L.M., Cipparrone G., Lazarev V.V. et al. // J. Nonlinear Opt. Phys. Mater. 2007. V. 16. P. 519.
46. Blinov L.M., Cipparrone G., Chidichimo G. et al. // J. Nonlinear Opt. Phys. Mater. 2008. V. 17. P. 1.
47. Блинов Л.М. // Письма в ЖЭТФ 2008. Т. 88. С. 189.