

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ**

Коншина Е.А.

Оптика жидкокристаллических сред



Санкт-Петербург

2012

Коншина Е.А. Оптика жидкокристаллических сред.

Учебное пособие – СПб: СПб НИУ ИТМО, 2012.– 99 с.

Содержание учебного пособия охватывает круг вопросов, касающихся нематических жидких кристаллов и их оптических свойств. В нем даются общие представления о деформации жидких кристаллов в электрическом поле и электрооптических эффектах, а также модуляции интенсивности и фазы излучения в ЖК устройствах. Рассматриваются способы ориентации жидких кристаллов и влияния граничных условий на характеристики ЖК устройств. Учебное пособие предназначено для магистров, изучающих дисциплину «Оптика жидкокристаллических сред», которая является вариативной частью профессионального цикла дисциплин подготовки в рамках Магистерской программы 200700.68.05 «Оптика наноструктур» по направлению подготовки студентов 200700 «Фотоника и оптоинформатика».

Рекомендовано к изданию Ученым советом факультета Фотоники и оптоинформатики. Протокол №9 28.11.2012.

В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена программа его развития на 2009–2018 годы. В 2011 году Университет получил наименование «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики».



© Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 2012

© Коншина Е.А., 2012

ОГЛАВЛЕНИЕ

Обозначения и сокращения.....	5
ВВЕДЕНИЕ.....	7
ГЛАВА 1. СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И АНИЗОТРОПИЯ СВОЙСТВ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ	
§ 1.1. Особенности структуры и физических свойств нематических жидких кристаллов.....	11
§ 1.2. Параметр ориентационного порядка.....	14
§ 1.3. Диэлектрическая и оптическая анизотропии жидких кристаллов.....	15
ГЛАВА 2. ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ	
§2.1. Деформация нематического жидкого кристалла в электрическом поле.....	19
§2.2. Двулучепреломление в слое жидкого кристалла и факторы, влияющие на величину фазовой задержки.....	23
§2.3. Порог электрооптического эффекта Фредерикса.....	29
§2.4. Твист–эффект нематического жидкого кристалла.....	33
ГЛАВА 3. ДИНАМИКА ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА И РЕЛАКСАЦИИ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА	
§ 3.1. Особенности оптического отклика и релаксации для splay- и twist-деформации нематического жидкого кристалла	39
§ 3.2. Динамикой переориентации директора и время оптического отклика.....	43
§ 3.3. Влияние начального угла наклона директора на динамику электрооптического отклика жидкого кристалла.....	49
§ 3.4. Особенности управления переключением оптического отклика двухчастотного нематического жидкого кристалла.....	52
§ 3.5. Управление пропусканием твист ячеек с двухчастотным жидким кристаллом	59
§ 3.6. Вариация начального угла наклона директора в ячейках с двухчастотным жидким кристаллом	63

ГЛАВА 4. ОРИЕНТАЦИИ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

- § 4.1. Вариация начального угла наклона директора с помощью
полиимидных ориентирующих слоев70
- § 4.2. Вариация начального угла наклона директора с помощью
текстурированных ориентирующих поверхностей76

ГЛАВА 5. ОПТИЧЕСКИЕ КОМПОНЕНТЫ НА ОСНОВЕ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ ДЛЯ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ СИСТЕМ

- § 5.1. Фотонные устройства на основе жидких кристаллов.....83
- §5.2. Оптические компоненты на основе двухчастотного
нематического жидкого кристалла.....88
- ЛИТЕРАТУРА.....92

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

- \mathbf{n} – *директор* жидкого кристалла – преимущественное направление длинных осей молекул;
- K_{11} , K_{22} и K_{33} – коэффициенты упругости Франка, относящиеся к *splay*, *torsion* и *bend* деформациям;
- F – свободная энергия жидкого кристалла;
- F_v – объемная составляющая свободной энергии жидкого кристалла;
- F_s – поверхностная составляющая свободной энергии жидкого кристалла;
- F_{elast} – упругая энергия жидкого кристалла;
- F_{elect} – энергия электрического поля, приложенного к слою;
- n_o – показатель преломления для обыкновенного луча;
- n_e – показатель преломления необыкновенного луча;
- $\Delta n = n_o - n_e$ – оптическая анизотропия жидкого кристалла;
- $\Delta \epsilon = \epsilon_{\perp} - \epsilon_{\parallel}$ – диэлектрическая анизотропия, соответствует разности между перпендикулярной ϵ_{\perp} и параллельной ϵ_{\parallel} директору составляющими диэлектрической проницаемости жидкого кристалла;
- θ – угол наклона *директора* относительно оси z , перпендикулярной границе раздела фаз с ориентирующей поверхностью;
- θ_p – начальный угол наклона директора жидкого кристалла относительно оси x , лежащей в плоскости подложки;
- d – толщина слоя жидкого кристалла;
- Φ – разность фаз или фазовая задержка света;
- Φ_o – максимальное изменение фазы;
- λ – длина волны света;
- I – интенсивность света, прошедшего через слой жидкого кристалла;
- I_o – интенсивность поляризованного света, падающего на ячейку;
- β – угол между вектором поляризации падающего луча и исходным направлением *директора* ЖК;
- T – пропускание света с длиной волны λ через слой жидкого кристалла толщиной d ;
- φ_t – угол закрутки твиста;
- U – напряжение, приложенное к ЖК ячейке;
- U_{th} – пороговое напряжение электрооптического эффекта Фредерикса;
- ϵ_o – диэлектрическая проницаемость воздуха;
- U_{LC} – эффективное напряжение на слое жидкого кристалла;
- ϵ_{LC} – эффективная диэлектрическая постоянная жидкого кристалла;
- ϵ_{AL} – диэлектрическая постоянная ориентирующего слоя;
- d_{AL} – толщина ориентирующего слоя;
- d_{LC} – толщина слоя жидкого кристалла;
- U_{op} – оптический порог твист-эффекта;

K – коэффициент контраста, характеризующий ослабления пропускания;
 τ_{on} – время оптического отклика или время включения– «on»;
 τ_{off} – время релаксации или время выключения – «off»;
 γ_1 – вращательная вязкость ЖК;
 τ_d – время оптического спада (decay time);
 $E = U/d$ – напряженность электрического поля;
 τ_r – время подъема *директора* (rise time);
 φ – угол между *директором* $\mathbf{n}(z)$ и осью x , вблизи подложки в точках $z = 0$ и $z = d$;
 W – энергия сцепления жидкого кристалла с поверхностью;
 S – площадь электрода;
 C – емкость ЖК ячейки;
 Θ – угол между поляризатором и анализатором;
 f_c – переходная частота двухчастотного жидкого кристалла;
 ИТО – (Indium Tin Oxide) покрытие на основе окислов In_2O_3 и SnO_2 ;
 ЖК – жидкие кристаллы;
 НЖК – нематические жидкие кристаллы;
 СЖК – смектические жидкие кристаллы;
 ПВС – поливиниловый спирт;
 ПИ – полиимид;
 GeO – моноокись германия;
 $\alpha\text{-C:H}$ – аморфный гидрогенизированный углерод;
 ПАВ – поверхностно-активное вещество;
 HAN – (hybrid alignment nematic) гибридно-ориентированный нематический жидкий кристалл;
 SONET – (synchronous optical network) стандарт синхронных оптических сетей;
 MEMS - (microelectromechanical systems) оптические микроэлектромеханические системы;
 VOA – (variable optical attenuator) перестраиваемый оптический аттенюатор;

ВВЕДЕНИЕ

Жидкие кристаллы это функциональный наноструктурированный материал, широко используемый в различных дисплеях и представляющий интерес как для фундаментальных, так и для прикладных научных исследований в области фотоники и оптоинформатики. Технические потребности в оптических компонентах на основе жидких кристаллов не только стимулируют исследование проблем, связанных с практическими приложениями, но часто заставляют переосмыслить общее отношение к соответствующему разделу науки

История жидких кристаллов началась более 100 лет назад с открытия австрийского биолога Фридриха Рейнитцера и работ известного немецкого физика Отто Лемана, обратившего свое внимание на необычные оптические свойства некоторых жидкостей. Леман показал, что эти соединения являются новым фазовым состоянием вещества - жидкими кристаллами, которое проявляет одновременно свойства жидкости и кристалла. Хронология событий, связанных с этим открытием, и драматические страницы истории жидких кристаллов, подробно описаны в работе А. С. Сонины [1].

Позже были выяснены и многие другие удивительные свойства жидких кристаллов. Так, некоторые виды жидких кристаллов обладали необычно высокой оптической активностью, т.е. способностью вращать плоскость поляризации проходящего через них света. Это означает, что линейно поляризованный свет, распространяясь в таких средах, изменяет ориентацию плоскости поляризации. Причем величина вращательной способности для жидких кристаллов могла в сотни и тысячи раз превосходить эту величину для наиболее оптически активных кристаллов, таких, как, например, кварц. Для жидких кристаллов характерно изменение знака вращения плоскости поляризации в зависимости от длины волны света, или инверсия знака оптической активности.

Эффект изменения ориентации молекул ЖК в электрическом поле был открыт и подробно исследован В.К. Фредериксом с сотрудниками в 30-е годы прошлого века. В первых работах, посвященных исследованию влияния электрического поля на поглощение света и двулучепреломление нематических жидких кристаллов, основное внимание уделялось механизму ориентации молекул электрическим полем и интерпретации этого явления.

В 60-е годы 20 века были начаты исследования по использованию жидких кристаллов в устройствах индикации для систем отображения информации благодаря малому потреблению мощности. В 80-х годах были

созданы часы и микрокалькуляторы с жидкокристаллическими индикаторами. Современная история жидких кристаллов связана с развитием на их основе дисплеев, которые стали эпохальным техническим достижением 20-го века. Подробно историю развития жидкокристаллических дисплеев описал Хирохиса Кавамото [2]. Развитию дисплеев способствовало открытие эффектов гость-хозяин и динамического рассеяния, а также создание твист-нематиков и супер-твист нематиков, полевого транзистора на аморфном кремнии и жидких кристаллов, работающих при комнатной температуре. ЖК-дисплеи постепенно вытеснили с рынка катодно-лучевые трубки, а в начале 21 века составили конкуренцию плазменным дисплеям.

Дисплеи – это не единственное применение жидких кристаллов. Созданные на основе нематических и смектических жидких кристаллов светоправляемые модуляторы света нашли применение в оптических схемах адаптивной оптики и голографии. Электроуправляемые устройства на основе жидких кристаллов используются в качестве переключателей и аттенуаторов оптического сигнала.

Исследованиями по физике жидких кристаллов и применением их свойств в настоящее время занимаются ученые ведущих университетов США, Англии, Германии, Франции, Японии, Китая, Кореи и других стран. В России исследованиями жидких кристаллов занимаются в ряде институтов РАН таких как Институт Кристаллографии им. Шубникова, Физический институт им. Лебедева, а также учебных заведениях: Государственных Московском и Санкт-Петербургский Университетах в Национальном исследовательском университете ИТМО и других. Ежегодно проводятся несколько конференций по жидким кристаллам, включая конференции, устраиваемые международным и европейскими химическими и физическими обществами, такими как SPIE, SID, и другие.

Пособие включает в себя пять глав. В первой главе даются общие представления о структурных особенностях и анизотропии свойств нематических жидких кристаллов, включая понятия параметра ориентационного порядка, диэлектрической и оптической анизотропии. Вторая глава посвящена особенностям деформации слоя жидкого кристалла в электрическом поле, порога эффекта Фредерикса, модуляции излучения и изменению фазовой задержки света в слое жидкого кристалла. В третьей главе рассматривается динамика переориентации директора жидкого кристалла в электрическом поле и временные характеристики оптического отклика и релаксации жидкого кристалла в случаях *splay*-, *bend*-и *twist*-деформации, а также влияние на них начального угла наклона директора. В четвертой главе рассматриваются способы ориентации жидких кристаллов поверхностью твердого тела и возможности вариации

начального угла наклона на поверхности полиимидных ориентирующих слоев и текстурированной поверхности. В пятой главе дается описание оптических компонентов на основе жидких кристаллов для телекоммуникационных систем.

Студентам и аспирантам, занимающимся экспериментальными и теоретическими исследованиями в этой области, для более глубокого изучения свойств жидких кристаллов автор рекомендует обратиться к книге Льва Михайловича Блинова «Жидкие кристаллы. Структура и свойства» [2], которая рассчитана на широкий круг читателей. В ней даются теоретические объяснения физических свойств и электрооптических явлений в жидких кристаллах в доступной для понимания форме. В настоящее учебное пособие включены результаты экспериментальных исследований устройств на основе нематических жидких кристаллов, включая двухчастотный жидкий кристалл, полученные автором совместно с коллегами и учениками за период с 2006 по 2012 годы в НИУ ИТМО.

ГЛАВА 1

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И АНИЗОТРОПИЯ СВОЙСТВ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

В природе встречаются вещества, находящиеся в трех агрегатных состояниях: твердом, жидком и газообразном, в зависимости от подвижности отдельных атомов или молекул. Твердое тело сохраняет определенную форму благодаря тому, что атомы и молекулы находятся на фиксированном расстоянии друг от друга. В жидком состоянии молекулы способны перемещаться, и жидкость принимает форму сосуда, который она заполняет. В газообразном состоянии между молекулами и атомами существует пространство, что позволяет сжимать его, заполняя определенный объем. Несмотря на существенные отличия этих трех основных состояний вещества границы между ними не всегда четкие. Жидкие кристаллы представляют собой промежуточное состояние вещества (мезофазу), сочетающее свойства твердого и жидкого состояний. Благодаря текучести можно создавать тонкие слои жидкого кристалла толщиной от нескольких до десятков микрон. В отличие от обычных жидкостей молекулы жидкого кристалла обладают способностью к упорядочению в пространстве и формированию дальнего порядка пространственной ориентации молекул. От обычных твердых кристаллов жидкие кристаллы отличает отсутствие жесткой кристаллической решетки.

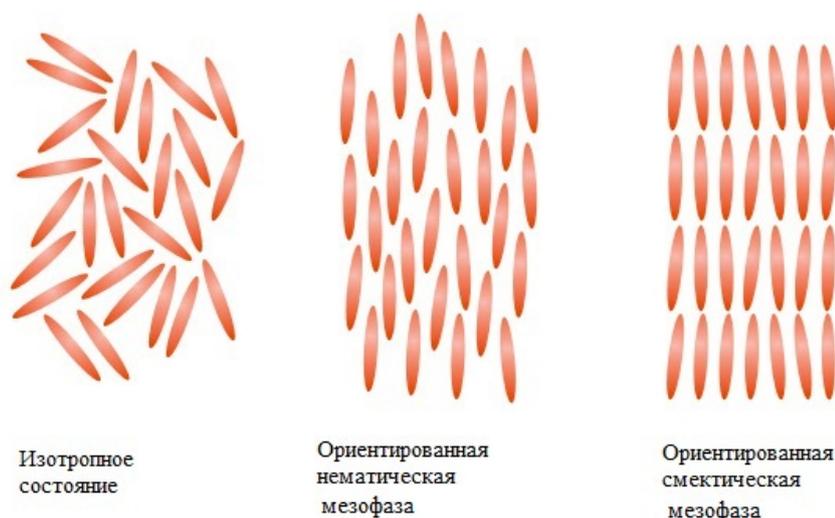


Рис. 1. Ориентация молекул жидких кристаллов в изотропном состоянии, нематической и смектической мезофазах.

Жидкие кристаллы состоят из сложных органических молекул продолговатой формы. В зависимости от упорядочения осей молекул жидкие кристаллы разделяются на три разновидности: нематические,

смектические и холестерические. При температурах выше температуры перехода из изотропного состояния в нематическую фазу молекулы ориентированы произвольно, образуя изотропную жидкость (рис. 1). В определенном интервале температур молекулы жидкого кристалла демонстрируют ориентационный порядок благодаря своей продолговатой форме, соответствующей нематической фазе. Молекулы по-прежнему способны передвигаться в жидкости, но их длинные оси в слое нематического жидкого кристалла ориентированы в определенном направлении. Более сложный позиционный порядок молекул характерен для смектических (smectic) жидких кристаллов, в которых центры молекулярной массы расположены в слоях, а движение ограничено главным образом внутри этих слоев. В холестерических жидких кристаллах молекулы расположены в слоях, а продольные оси одного слоя развернуты на небольшой угол относительно соседнего слоя. Угловое смещение нарастает от слоя к слою по спирали. Порядок расположения молекул жидких кристаллов определяет анизотропию их механических, электрических, магнитных и оптических свойств.

§1.1. Особенности структуры и физических свойств нематических жидких кристаллов

Принято считать, что определяющую роль в образовании жидкокристаллического состояния играют дисперсионные Ван-дер-Ваальсовы силы притяжения и отталкивания между молекулами. В этом смысле предпочтительнее длинные стержнеподобные молекулы с расположенными в ряд бензольными кольцами, как показано на рис. 2. Положительным фактором является наличие цепи сопряжения (чередования одиночных и двойных химических связей) вдоль всего скелета молекулы, поскольку сопряжение увеличивает продольную компоненту молекулярной поляризуемости.

Наличие у молекул постоянного дипольного момента не определяет способность вещества образовывать жидкие кристаллы, но зачастую определяет их электрическое и электрооптическое поведение. Весьма существенной является форма концевых групп молекулы, определяющая стерический фактор. Однако, наиболее важной молекулярной характеристикой, определяющей тенденцию конкретного вещества к образованию жидкокристаллического состояния, является анизотропия электронной поляризуемости.



Рис. 2. Схематическая структура молекулы нематического жидкого кристалла.

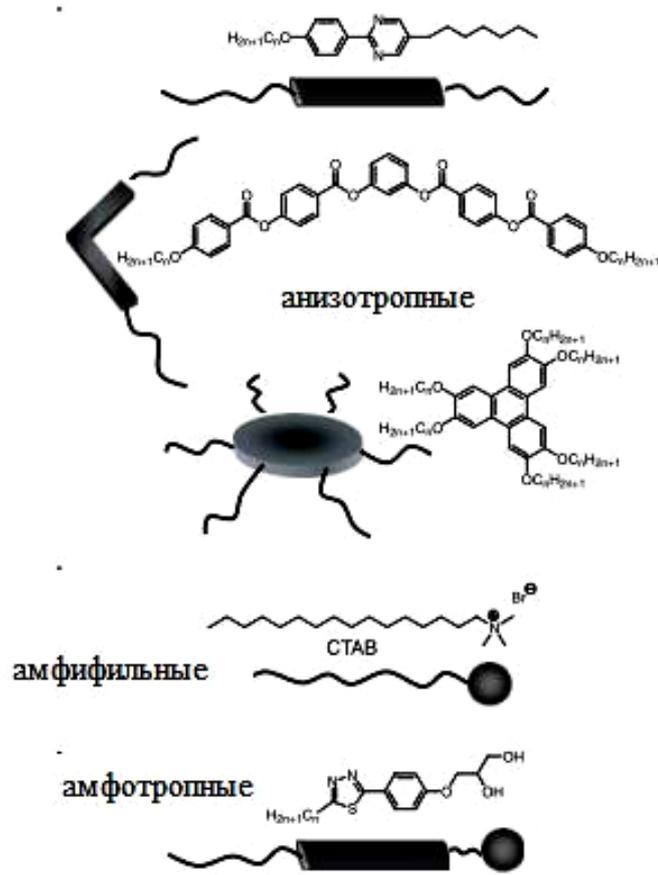


Рис. 3. Типичные формы молекул, формирующих нематическую фазу [4]

Традиционно, вещества или материалы, способные формировать жидкокристаллическую фазу, делят на две основные категории: нерастворимые асимметричные мезогены (non-amphiphilic anisometric mesogens), представляющие в общем случае термотропную фазу; растворимые мезогены (amphiphilic mesogens), которые обычно образуют лиотропную фазу. Третья категория амфотропные жидкие кристаллы

(amphotropic) охватывает все материалы, формирующие как лиотропную, так и термотропные фазы (рис. 3). Термотропные жидкие кристаллы образуются только при термическом воздействии на вещество путем нагревания или охлаждения. В отличие от термотропных жидких кристаллов лиотропные жидкие кристаллы образуются при растворении ряда амфифильных соединений в определенных растворителях и имеют, как правило, более сложную структуру, чем термотропные жидкие кристаллы.

Форма и структура молекул может быть классифицирована, используя элементы симметрии и степень дальнего порядка. Если формирование мезофазы в лиотропных ЖК управляется разделением (сегрегацией) гидрофобных и гидрофильных областей растворимых молекул из раствора, то формирование термотропных жидких кристаллов управляется разделением химически не совместимых элементов друг с другом, таких как жестких ароматических колец от гибких алкильных хвостов в молекуле [5]

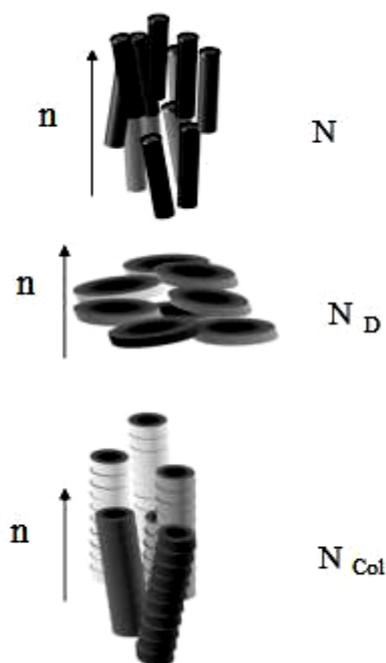


Рис. 4. Основные типы нематиков и позиционно упорядоченные термотропные фазы, образованные стержне-подобными, диско-подобными и столбчатыми структурами амфифильных молекул. N – одноосная, N_D – дисковая (discotic), N_{Col} – столбчатая (columnar) нематические фазы [4].

Ориентационная упорядоченность структуры нематической фазы обусловлена ориентацией длинных осей молекул (рис. 4). Преимущественное направление выравнивания длинных осей молекул, называемое директором \mathbf{n} , принято характеризовать единичным вектором, для которого выполняется условие $\mathbf{n} = -\mathbf{n}$.

Нематические жидкие кристаллы (НЖК) получили наибольшее практическое применение. Они представляют собой вязкие жидкости с

диэлектрическими свойствами, для которых характерен дальний ориентационный порядок и полная свобода перемещения центров тяжести отдельных молекул в пространстве. Преимущественное направление ориентации молекул НЖК можно получить в результате их межфазного взаимодействия с твердой анизотропной поверхностью, которая выравнивает молекулы вблизи поверхности вдоль определенного направления. Силы межмолекулярного взаимодействия выравнивают в том же направлении молекулы в объеме. В результате однородной ориентации молекулярных осей в слое жидкий кристалл приобретает свойства одноосного монокристалла и становится прозрачным. Кристаллографическая структура НЖК является неполярной, так как направления концов молекул имеют равномерное распределение, к тому же молекулы вращаются как вокруг длинной, так и вокруг короткой осей.

§1.2. Параметр ориентационного порядка

Молекулы нематических жидких кристаллов можно рассматривать как физические объекты стержнеобразной формы благодаря их возможности свободного вращения вокруг своих длинных осей. Количественно степень упорядоченности жидкого кристалла определяется параметром ориентационного порядка S_{op} , введенным Цветковым. Для неполярной нематической фазы при симметрии $\mathbf{n} = -\mathbf{n}$ он определяется как

$$S_{op} = 1/2(3\cos^2 \varphi - 1) \quad (1.1)$$

здесь φ — угол между осью индивидуальной молекулы жидкого кристалла и преимущественным направлением всего ансамбля. Преимущественное направление совпадает с оптической осью жидкого монокристалла и задается внешним воздействием (поверхностью твердого тела, полем или потоком). Степень упорядоченности для твердых кристаллов $S_{op}=1$, а для изотропно-жидкой фазы $S_{op}=0$. В жидком кристалле с параллельным расположением молекул $0 < S_{op} < 1$ и этот параметр полностью определяет анизотропию электрических и оптических свойств. Анизотропия диэлектрической проницаемости, а также электронной части диэлектрической проницаемости нематического жидкого монокристалла определяется через анизотропию тех же параметров, что и для твердых веществ. Анизотропными являются так же вязкость и упругость жидких кристаллов. При $S_{op} \rightarrow 0$ монотонно снижаются оптическая Δn и диэлектрическая $\Delta \epsilon$ анизотропии. Микроскопический и макроскопический подход к определению параметра ориентационного порядка подробно дан в [3].

§1.4. Диэлектрическая и оптическая анизотропии жидких кристаллов

Нематические жидкие кристаллы, длинные оси молекул которых выровнены в одном направлении, являются анизотропной конденсированной средой. Диэлектрическая проницаемость анизотропной среды является тензором, характеризуемым двумя главными значениями диэлектрической проницаемости параллельной ϵ_{\parallel} и перпендикулярной ϵ_{\perp} директору жидкого кристалла. Директор, заданный в некоторой пространственной точке, определяет преимущественное направление ориентации молекулярных осей в окрестности этой точки, а также задает собственную локальную систему координат. Диэлектрическая анизотропия $\Delta\epsilon$ определяется как разность между параллельной ϵ_{\parallel} и перпендикулярной ϵ_{\perp} директору составляющими диэлектрической проницаемости жидкого кристалла. Знак диэлектрической анизотропии зависит от химической структуры молекул. Для молекул с продольным дипольным моментом величина $\Delta\epsilon$ положительна. В области частот дебаевской релаксации диполей знак $\Delta\epsilon$ может измениться. У стержнеобразных молекул жидкого кристалла наибольшее значение диэлектрической проницаемости в оптическом спектральном диапазоне, как правило, обеспечивается электронной поляризуемостью вдоль директора. Однако в низкочастотной области спектра, где существенен вклад от других релаксационных мод, диэлектрическая проницаемость вдоль директора может быть меньше, чем в перпендикулярном направлении. В этом случае ЖК имеет отрицательную диэлектрическую анизотропию.

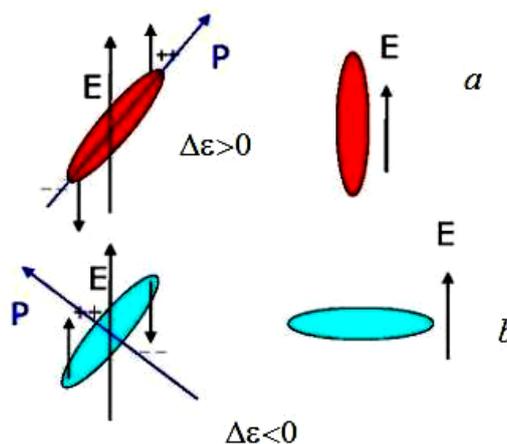


Рис. 5. Схема изменения ориентации молекул в электрическом поле в зависимости от знака диэлектрической анизотропии: параллельное (а) и перпендикулярное (b) направление директора [5].

Поведение жидких кристаллов в электрическом поле зависит от знака $\Delta\epsilon$. Индуцируемая поляризация создает дипольный момент молекул,

который в зависимости от знака диэлектрической анизотропии регулирует параллельное (*a*) или перпендикулярное (*b*) направлению поля (рис. 5) [5]. При приложении электрического поля к слою ЖК происходит изменение поляризации молекул, которое приводит к переориентации *директора* \mathbf{n} . Если ЖК имеет положительную диэлектрическую анизотропию, т.е. $\epsilon_{//} > \epsilon_{\perp}$ *директор* будет иметь тенденцию ориентироваться параллельно полю, приложенному перпендикулярно слою ЖК и, наоборот, при отрицательной диэлектрической анизотропии, когда $\epsilon_{//} < \epsilon_{\perp}$ приложение электрического поля приводит к ориентации *директора* перпендикулярно его направлению. Диэлектрическая проницаемость одноосной фазы не зависит от азимутального угла и может быть выражена как

$$\epsilon(\theta) = (\epsilon_{\perp}^2 \sin^2 \theta + \epsilon_{//}^2 \cos^2 \theta)^{1/2} \quad (1.2)$$

где θ - полярный угол. Структура этой формулы будет верна для любых свойств одноосных фаз, которые описываются формулой тензора, таких как магнитная восприимчивость, термо- и электропроводность, диффузия и другие [3]. Жидкий монокристалл из-за анизотропии диэлектрической проницаемости и электропроводности испытывает вращающий момент, стремящийся понизить энергию анизотропного тела в электрическом поле. Вследствие относительно небольшой вязкости и внутреннего трения жидкости вращающий момент приводит к переориентации *директора* жидкого монокристалла за относительно короткое время (этого не случилось бы с твердыми кристаллами из-за сил трения). Любое изменение структуры жидкого кристалла легко фиксируется оптически в полной аналогии со свойствами твердых кристаллов, благодаря большой анизотропии оптических свойств (показателей преломления и коэффициента поглощения).

Показатель преломления n_e связан с параллельной *директору* поляризацией света. Он отличен от показателя преломления n_o , перпендикулярного поляризации, из-за анизотропной формы молекул нематического жидкого кристалла. Оптическая анизотропия Δn определяется как разница между показателем преломления для обыкновенного луча n_o и показателем преломления для необыкновенного луча n_e . Следует отметить, что $\Delta n > 0$ во всех известных жидких кристаллах в соответствии с анизотропией электронной поляризуемости молекул. Величина Δn может уменьшаться с увеличением температуры из-за снижения параметра порядка. Изменение *директора* жидкого кристалла в электрическом поле, вызванное вращением молекул, приводит к изменению величины составляющей n_e параллельной вектору поля, что

вызывает осцилляции оптического пропускания света, проходящего через ЖК слой. Это свойство жидкого кристалла используется для переключения оптического пропускания света между «светлым» и «темным» состояниями в ЖК устройствах.

Разнообразие возможных структур, анизотропии таких параметров, как $\Delta\epsilon$, Δn , проводимости, вязкости и упругости, а также возможность вариации граничных условий межфазного взаимодействия с поверхностью твердого тела способствуют реализации различных электрооптических эффектов в жидких кристаллах.

ГЛАВА 2.

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

Для создания анизотропии свойств жидкого кристалла и исследования деформации его в электрическом поле необходимо задать определенную ориентацию тонкого слоя молекул на стенках плоскопараллельной ячейки, собранной из двух подложек. Молекулы последующих слоев в результате действия сил межмолекулярного взаимодействия будут ориентироваться таким же образом в объеме. Ориентация молекул на поверхности характеризуется углом наклона директора θ_p относительно плоскости поверхности, ограничивающей слой ЖК. В зависимости от угла наклона различают гомогенную (планарную) ориентацию $\theta_p=0$, когда молекулы параллельны поверхности. При гомеотропной ориентации длинная ось молекул перпендикулярна поверхности $\theta_p=\pi/2$. При углах $0<\theta_p<\pi/2$ наблюдается промежуточная наклонная ориентация молекул. Схематически эти типы ориентации показаны на рис. 6. Преимущественное направление ориентации молекулярных осей в некоторой пространственной точке описывается единичным вектором *директором* \mathbf{n} , задающим в окрестности этой точки собственную локальную систему координат.

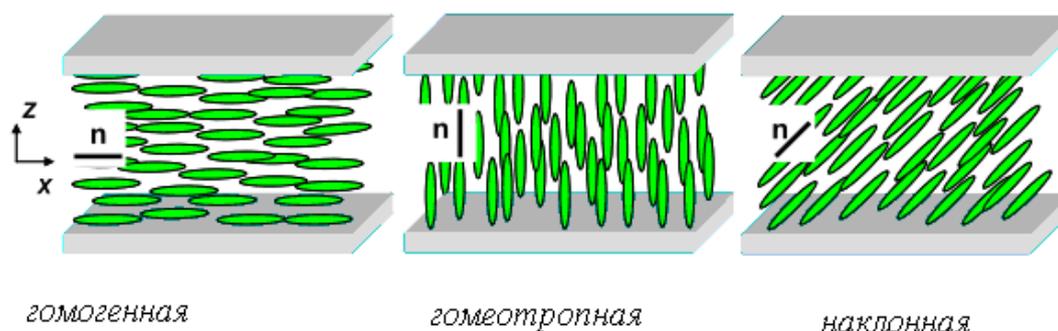


Рис. 6. Схемы ориентации молекул НЖК.

Межфазное взаимодействие между молекулами жидкого кристалла с твердой поверхностью играет важную роль. Оно определяет сцепление молекул жидкого кристалла, характеризуемое энергией сцепления W , и ориентацию директора непосредственно на границах слоя. Различают

случаи жесткого сцепления (strong anchoring), когда $W \rightarrow \infty$. И слабого сцепления, когда энергия сцепления имеет конечную величину.

§ 2.1. Деформация нематического жидкого кристалла в электрическом поле

При приложении к слою жидкого кристалла электрического или магнитного поля происходит его упругая деформация. Упругость жидких кристаллов связана с локальным изменением ориентации длинных осей молекул. Деформация жидкого кристалла отличается от деформации растяжения или сжатия при изгибах и поступательного движения частиц при кручении твердого тела, так как она происходит в результате проскальзывания одних слоев относительно других.

Жидкие кристаллы благодаря их подвижной структуре изменяют свою ориентацию под влиянием слабых внешних воздействий. Вследствие анизотропии диамагнитной $\Delta\chi$ и диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$ свободная энергия ансамбля молекул НЖК во внешнем магнитном или электрическом поле имеет минимум при вполне определенной ориентации директора \mathbf{n} относительно поля. При положительных значениях $\Delta\chi$ и $\Delta\epsilon$ директор стремится установиться вдоль поля, при отрицательных – перпендикулярно ему (рис. 6). Поэтому в зависимости от знака диэлектрической анизотропии жидкого кристалла формируется соответствующая исходная ориентация молекул. Так для жидкого кристалла с положительной $\Delta\epsilon$ используется исходная гомогенная ориентация молекул, а для ЖК с отрицательной диэлектрической анизотропией начальная ориентация молекул в слое должна быть гомеотропной.

Если в исходном состоянии направления вектора электрического поля и *директора* жидкого кристалла не соответствуют условию минимума свободной энергии, то в электрическом поле, способном преодолеть силы межфазного взаимодействия и упругости жидкого кристалла, произойдет переориентация молекул. Основным типам деформации твердого тела соответствуют три типа деформации слоя жидкого кристалла.

• **Растяжению** соответствует *splay*-деформация. Если $\Delta\epsilon > 0$, а *директор* жидкого кристалла в исходном состоянии параллелен поверхности электрода, то действие внешнего поля вызывает *S*-эффект. В результате этого эффекта длинные оси молекул стремятся развернуться вдоль вектора электрического поля.

• **Изгибу** соответствует *bend*-деформация. Если $\Delta\varepsilon < 0$ и в исходном состоянии *директор* жидкого кристалла направлен перпендикулярно поверхности электродов. При приложении к слою жидкого кристалла внешнего поля длинные оси молекул стремятся переориентироваться из исходного в вертикальное положение, перпендикулярно направлению вектора электрического поля и наблюдается *B*-эффект.

• **Кручению** соответствует *torsion*-деформация или *twist*-эффект. Если при $\Delta\varepsilon > 0$ и в исходном состоянии ориентация *директоров* близки поверхностям, ограничивающих слой жидкого кристалла, взаимно перпендикулярны, то возникает закрученная структура, которая поворачивает плоскость поляризации проходящего пучка света на 90° . Внешнее поле, приложенное к этому слою, вызывает деформацию кручения, которая разворачивает *директор* вдоль вектора электрического поля.

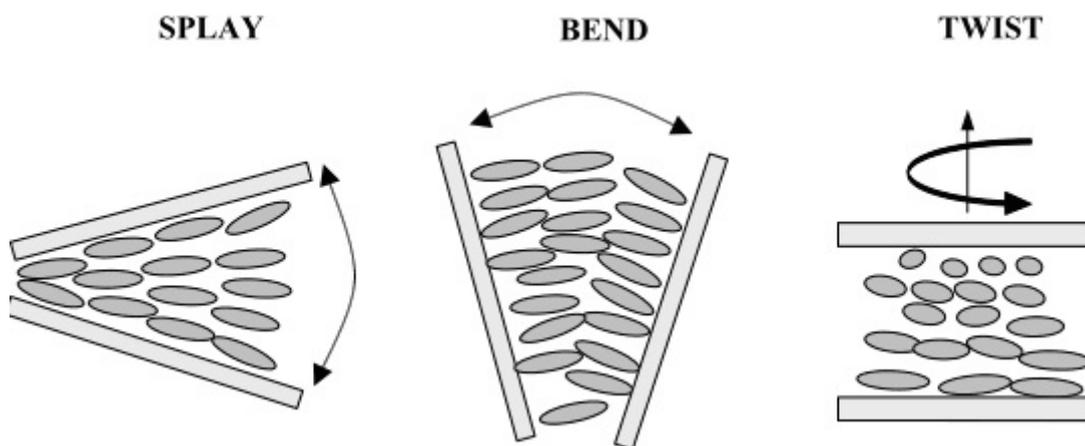


Рис. 7. Схемы, иллюстрирующие деформацию директора нематического жидкого кристалла [5].

На рис. 7 приведены схемы иллюстрирующие деформацию директора нематического жидкого кристалла в случаях *splay*-, *bend*-деформации и *twist*-эффекта. Жидкокристаллическая среда предполагает однородное распределение *директора*. Деформация поля *директора* $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ происходит благодаря упругим силам, возникающим под действием внешнего электрического поля в жидком кристалле в соответствии с его диэлектрической анизотропией. Изменение положения *директора* в пространстве вызывает увеличение свободной энергии. Для того чтобы минимизировать свободную энергию на единицу объема образца молекулы будут переориентироваться при приложении электрического поля к слою

жидкого кристалла, заключенному между двумя ограничивающими его ориентирующими поверхностями. Это условие лежит в основе феноменологической теории упругости, используемой для определения ориентации *директора* внутри данной ЖК структуры. Согласно континуальной теории упругости для жидких кристаллов упругая энергия, относящаяся к изменению *директора* в пространстве, может быть записана в векторных обозначениях как

$$F_{\text{elast}} = 1/2 K_{11} [\nabla \cdot \vec{n}]^2 + 1/2 K_{22} [\nabla \cdot \vec{n}]^2 + 1/2 K_{33} [\vec{n} \cdot \nabla \cdot \vec{n}]^2 \quad (2.1)$$

Это выражение дисторсии энергии Франка-Озеена [6,7] является основой для рассмотрения практически всех электро- и магнитооптических явлений в нематическом жидком кристалле. Первый член описывает *S*-эффект, второй – *twist*-эффект и третий – *B*-эффект. Коэффициенты упругости Франка, относящиеся к *splay* (K_{11}), *torsion* (K_{22}) и *bend* (K_{33}) деформациям аналогичны константам для пружины в законе Гука и соответствуют разным пространственным искривлениям *директора*. Все три коэффициента по своей величине порядка 10^{-11} Н и обычно $K_{33} > K_{11} > K_{22}$. В ряде расчетов для простоты пренебрегают анизотропией модулей упругости, считая $K_{11} = K_{22} = K_{33}$. В этой «изотропной» аппроксимации формула Франка-Озеена приобретает простой вид:

$$F = 1/2 K (\nabla \cdot \vec{n})^2 \quad (2.2)$$

Свободная энергия жидкого кристалла включает в себя объемную и поверхностную составляющие

$$F = F_v + F_s = \int_V (F_{\text{elast}} + F_{\text{field}}) dV + F_s \quad (2.3)$$

Объемная энергия складывается из упругой энергии жидкого кристалла и энергии электрического поля, приложенного к слою. Поверхностная составляющая F_s соответствует энергии межфазного взаимодействия на границе раздела слоя жидкого кристалла с поверхностью.

В большинстве практических случаев для создания определенной ориентации *директора* достаточно анизотропно-упругого межфазного взаимодействия между молекулами жидкого кристалла и ориентирующей поверхностью. Когда действие электрического поля прекращается, происходит процесс релаксации – возвращение *директора* в равновесное состояние. Возвращающий момент, который возникает при этом, зависит

от соответствующих коэффициентов упругости и режима обратного течения жидкого кристалла. Баланс между электрическим моментом, вызывающим переориентацию молекул, и упругим возвращающим моментом, определяет динамику процесса деформации жидкого кристалла. Влияние этих моментов на направление *директора* \mathbf{n} , определяется минимизацией плотности свободной энергии.

Характерной особенностью деформации жидкого кристалла является влияние на нее вязкости и температуры, которые определяют режим течения. Эти режимы течения являются более сложными, чем для обычных изотропных жидкостей, и могут быть нарушены изменением ориентации, например, путем приложения внешнего электрического поля. С теоретической точки зрения согласование между ориентацией и течением является очень важным моментом.

Свободная энергия ансамбля молекул нематического жидкого кристалла во внешнем электромагнитном поле минимальна только при определенной ориентации *директора* относительно поля. Если в исходном состоянии направления поля и директора не соответствуют минимуму свободной энергии, то в сильном поле, способном преодолеть силы упругости жидкого кристалла, устанавливается его новое стационарное состояние. Этот эффект изменения положения *директора* в результате деформации слоя жидкого кристалла путем приложения к нему электрического или магнитного поля был открыт и носит имя эффекта Фредерикса. В первых работах, посвященных исследованию влияния электрического поля на поглощение света и двулучепреломление нематических жидких кристаллов, основное внимание уделялось механизму ориентации молекул электрическим полем и интерпретации этого явления. Молекулы нематического жидкого кристалла стремятся сориентироваться вдоль вектора электрического поля безотносительно к его знаку, так чтобы *директор* совпал с вектором этого поля. Геометрия исходной ориентации *директора* и знак диэлектрической анизотропии определяют тип перехода Фредерикса. Способы наблюдения этого эффекта основаны на измерении зависимости какого-либо анизотропного параметра вещества: диэлектрической постоянной, электропроводности, теплопроводности, дихроизма – в результате приложения к слою жидкого кристалла внешнего поля. Переориентация *директора* в электрическом поле сопровождается изменением оптической анизотропии или двулучепреломления среды. Модуляция интенсивности монохроматического света в результате изменения оптической анизотропии наиболее часто используется для контроля параметров жидкого кристалла.

§ 2.2. Двулучепреломление в слое жидкого кристалла и факторы, влияющие на величину фазовой задержки

Прохождение световой волны через вещество – результат последовательного переизлучения света электронами. Электрическое поле световой волны, проникая в вещество, вызывает вынужденные колебания электронов в атомах и молекулах среды. Колеблющиеся электроны, в свою очередь, являются источником вторичного излучения света. В анизотропном веществе колебания электронов легче возбуждаются в некоторых определённых направлениях. Явление двойного лучепреломления связано с разными скоростями распространения волн с различной поляризацией в анизотропной среде. Луч света, падающий перпендикулярно к поверхности анизотропного кристалла, распадается на два луча. Обыкновенный луч продолжает путь без преломления, как в изотропной среде, а необыкновенный луч отклоняется в сторону, нарушая обычный закон преломления света.

Направление колебаний электрического вектора у необыкновенного луча лежит в плоскости главного сечения (проходящей через оптическую ось и световой луч), которая является плоскостью поляризации. Для обыкновенной волны, поляризованной в плоскости, перпендикулярной главному сечению, показатель преломления n_o одинаков для всех направлений. Скорость распространения необыкновенной волны, а, следовательно, и её показатель преломления n_e зависят от направления.

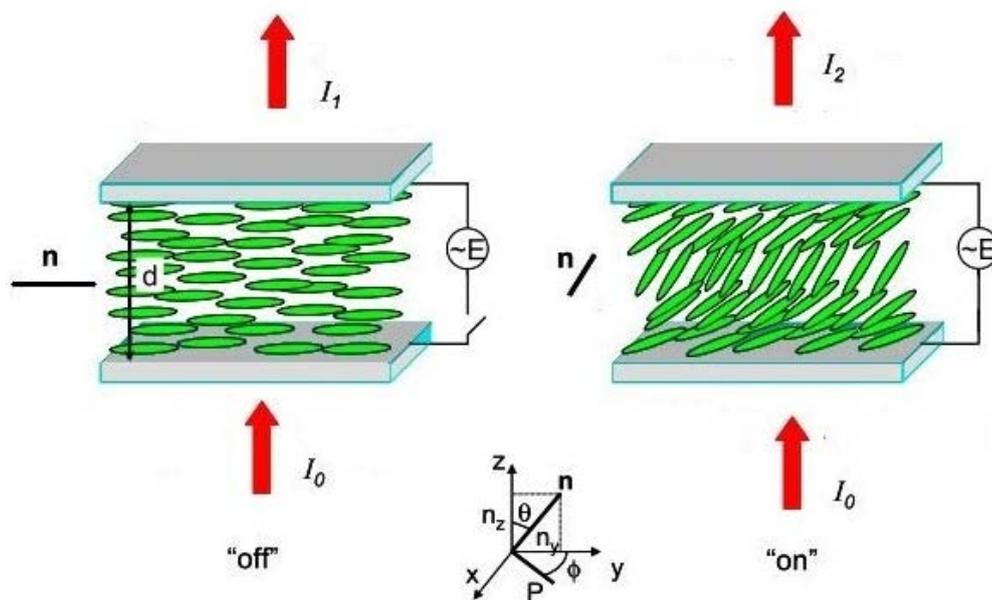


Рис. 8. Схема переориентации ансамбля молекул НЖК из состояния выключено «off» в состояние включено «on» при приложении электрического поля (S-эффект).

При переходе Фредерикса переориентация молекул нематического жидкого кристалла сопровождается изменением двулучепреломления среды, что используется для модуляции монохроматического света. Рассмотрим явление двулучепреломления в нематическом жидком кристалле, когда в исходном состоянии директор \mathbf{n} в слое НЖК направлен параллельно подложке, а диэлектрическая анизотропия $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{\parallel} > 0$. При напряженности электрического поля, превышающей пороговую величину, молекулы начинают отклоняться от первоначального положения в направлении оси z (рис. 8) и происходит продольная деформация слоя ЖК или S-эффект.

С ростом напряжения увеличивается угол наклона директора θ относительно оси z и двулучепреломление уменьшается. При этом коэффициент преломления для обыкновенного луча остается неизменным, а для необыкновенного луча уменьшается, т.е. $n_e \rightarrow n_o$. Изменение показателя преломления $n(z)$ и оптической анизотропии Δn описываются следующими формулами

$$n(z) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 \theta(z) + n_e^2 \sin^2 \theta(z)}} \quad (2.4)$$

$$\Delta n = (1/d) \int_0^d (n(z) - n_o) dz, \quad (2.5)$$

Изменение оптической анизотропии можно наблюдать по изменению фазы светового потока, распространяющегося перпендикулярно слою ЖК толщиной d . Разность фаз Φ для монохроматического света с длиной волны λ определяется соотношением:

$$\Phi = 2\pi d \Delta n / \lambda, \quad (2.6)$$

Для экспериментальных исследований используют плоскопараллельные ячейки с толщиной слоя жидкого кристалла от нескольких единиц до десятков микрон. Слой жидкого кристалла в них размещен между двумя стеклянными подложками. Схема типичной ЖК ячейки показана на рис. 9. Внутренние поверхности подложек покрыты тонким слоем оксидов индия и олова (Indium Tin Oxide – ITO), используемым в качестве прозрачного электрода, на который осаждают ориентирующий слой.

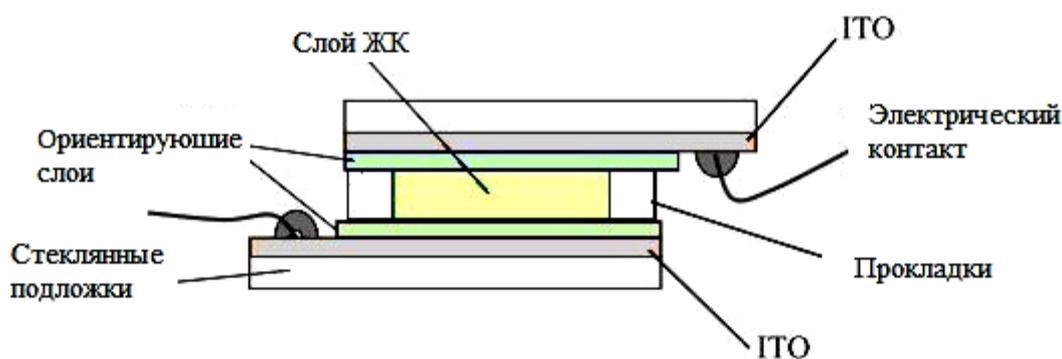


Рис. 9. Схема электроуправляемой ЖК ячейки.

Капиллярный зазор между электродами фиксируется с помощью тонких тефлоновых прокладок или специальных спейсеров. К электродам через электрические контакты прикладывается электрическое напряжение.

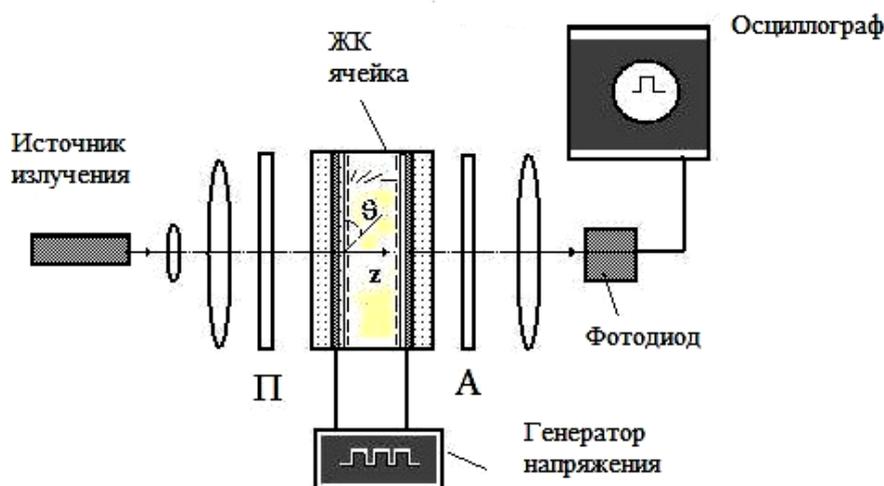


Рис. 10. Электрооптическая схема для измерения характеристик НЖК ячеек: электрическое поле приложено перпендикулярно поверхности подложки и параллельно оси z .

Для измерения электрооптических характеристик используется принципиальная схема, показанная на рис. 10. В качестве источника монохроматического излучения в ней используют лазеры с разной длиной волны, например, He-Ne лазер с длиной волны 632,8 нм. Для наблюдения пропускания поляризованного света через ЖК ячейку её размещают между поляризатором и скрещенным с ним анализатором, каждый из которых пропускает свет, поляризованный в одной плоскости.

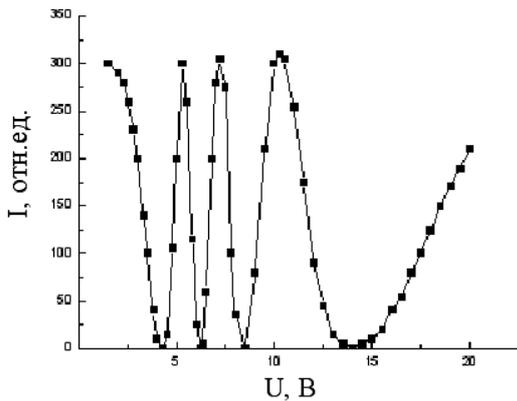


Рис .11. Оптическое пропускание ЖК ячейки в зависимости от приложенного переменного напряжения, подаваемого с частотой 1 кГц.

Изменение разности фаз в свою очередь приводит к осциллирующей зависимости оптического пропускания на выходе анализатора (рис.11). Максимальное пропускание ячейки соответствует углу $\beta = 45^\circ$. Число максимумов пропускания при полной переориентации директора будет равно $\Delta n d / \lambda$. Если поляризаторы скрещены, то свет через них не проходит, но, если на пути света разместить ЖК ячейку, то в результате изменения

поляризации на выходе будет наблюдаться световой пучок. Интенсивность света, прошедшего через ячейку, зависит от угла β между вектором поляризации падающего луча и исходным направлением директора ЖК:

$$I = I_0 \sin^2 2\beta \sin^2 (\Phi / 2) \quad (2.7)$$

где I_0 –интенсивность падающего на ячейку линейно поляризованного света.

Рассмотрим плоскую ячейку, в которой ЖК ориентируется параллельно с начальным углом наклона директора θ_p . При напряжении U , превышающем пороговое значение U_{th} величина фазовой задержки между необыкновенным и обыкновенным лучами после прохождения света через слой ЖК, выражается

$$\Phi(U) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d [n_e(\theta(z)) - n_o] dz, \quad (2.8)$$

Угол наклона $\theta(z)$ зависит от внешнего напряжения. С увеличением напряжения угол θ увеличивается, а разница фаз двух ортогональных волн постепенно уменьшается. Когда приложенное напряжение будет достаточно высоким, все молекулы в слое ЖК будут сориентированы перпендикулярно подложкам, а директор ЖК будет параллелен направлению поля, общая фазовая задержка двух ортогональных компонент стремиться к нулю.

Максимальное значение фазовой задержки Φ_m света в слое НЖК будет равно:

$$\Phi_m = 2\pi/\lambda (n_e^{eff} - n_o) \cdot d \quad (2.9)$$

где

$$n_e^{eff} = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_e^2 \sin^2 \theta_p + n_o^2 \cos^2 \theta_p}} \quad (2.10)$$

Если начальный угол наклона директора θ_p мал, то n_e^{eff} почти приближается к n_e . [8].

Начальный угол наклона директора жидкого кристалла является одной из немаловажных параметров, влияющих как на оптические, так и на динамические характеристики жидкокристаллических устройств. Это угол наклона директора в отсутствии электрического поля, обусловленный межфазным взаимодействием между молекулами жидкого кристалла и ориентирующей поверхностью. Он соответствует углу между директором и его проекцией на плоскость подложки ЖК ячейки. необходим обязательный контроль этого угла очень важен при проведении исследований и разработке ЖК устройств.

Угол θ_p можно определить, зная толщину слоя жидкого кристалла, его показатели преломления n_o и n_e и максимальную фазовую задержку, с помощью теоретической зависимости

$$\Phi(\theta_p) = \frac{2\pi d n_o}{\lambda} \left[\frac{n_e}{\sqrt{n_e^2 \sin^2 \theta_p + n_o^2 \cos^2 \theta_p}} - 1 \right] \quad (2.11)$$

Пример расчетной зависимости фазовой задержки от угла наклона приведен на рис. 12. Расчетная зависимость $\Phi(\theta)$ была получена для жидкого кристалла VL 37 (фирмы Merck) с $n_o = 1,53$ и $n_e = 1,79$ для толщины слоя $d = 14,5$ мкм. Значение максимальной фазовой задержки определялось из зависимости Φ от обратного напряжения, т.к. при $1/U \rightarrow 0$ $\Phi \rightarrow \Phi_{max}$.

Этот способ позволяет определять углы наклона директора более 20° , и на точность определения угла θ_p этим методом влияет точность определения величины d . При отклонении зазора ЖК ячейки на $\pm 0,5$ мкм, ошибка определения угла $\Delta\theta$ может достигать 10° при углах $\theta_p \leq 15^\circ$ [9].

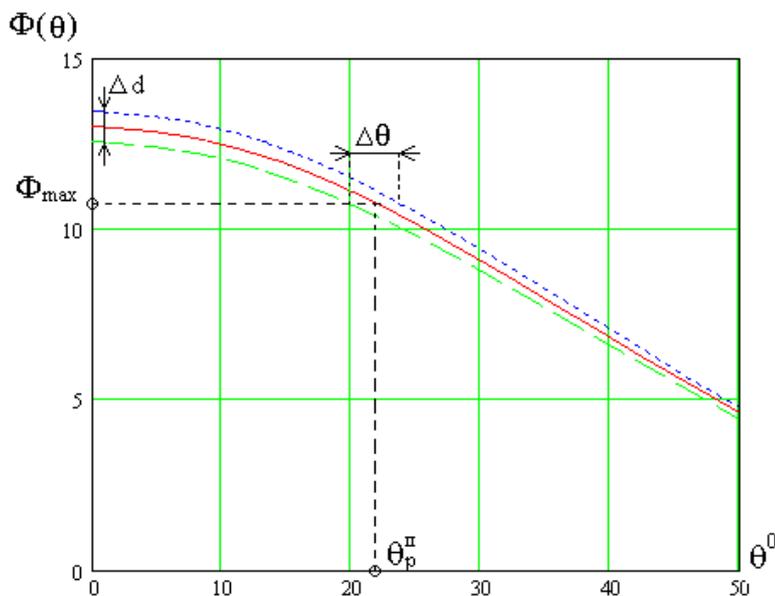


Рис. 12. Расчетная зависимость фазовой задержки от угла наклона директора и схема определения угла θ_p .

Граничные условия влияют на фазовую задержку света в слое ЖК из-за вариации начального угла наклона директора. Экспериментально было показано, что уменьшение начального угла наклона директора способствует увеличению фазовой задержки света в слое ЖК при той же толщине слоя ЖК. Изменение *директора* жидкого кристалла и соответствующее изменение фазовой задержки от напряжения, имеют нелинейный характер.

На рисунке 13 приведены зависимости $\Phi(U)$ для ячеек, имеющих одинаковую толщину слоя ЖК, но разные условия на межфазной границе с ориентирующей поверхностью. Влияние граничных условий на фазовую задержку сохраняется и с увеличением толщины слоя жидкого кристалла, как видно на рис. 14. Механизм взаимодействия ЖК с ориентирующей поверхностью, имеющей явно выраженный нанорельеф, в случае наклонно осажденных слоев монооксида германия GeO, обусловлен действием анизотропно-упругих сил. Поверхность GeO обеспечивает слабое сцепление на межфазной границе и наклонную ориентацию ЖК с начальным углом наклона директора $\theta_p \geq 22^\circ$. Сглаживание рельефа текстурированной поверхности GeO в результате осаждения тонкого слоя a-C:H привело к уменьшению угла θ_p и увеличению фазовой задержки света при той же толщине слоя ЖК (кривая 2 на рис. 13). С увеличением толщины слоя жидкого кристалла фазовая задержка в ячейках с комбинированными слоями остается более высокой (рис. 14), чем в ячейках со слоем GeO, наклонно напыленным в вакууме [10].

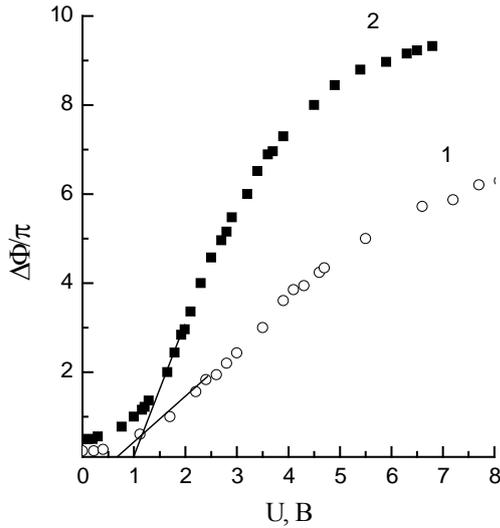


Рис. 13. Зависимости $\Phi(U)$ для ЖК ячеек с ориентирующими поверхностями GeO (кривая 1) и GeO / a-C:H (кривая 2).

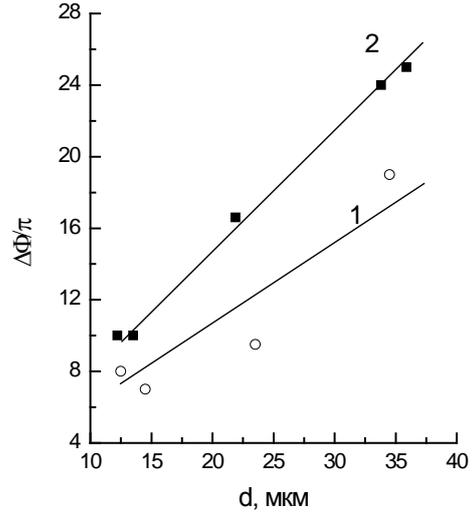


Рис. 14. Влияние на изменение $\Phi(d)$ ориентирующей поверхности в ЖК ячейках. GeO (прямая 1) и GeO / a-C:H (прямая 2).

§ 2.3. Порог электрооптического эффекта Фредерикса

Переход Фредерикса имеет пороговый характер. Напряжение электрического поля, при котором происходит переориентация длинных осей молекул относительно плоскости подложки, что сопровождается изменением угла наклона директора $\theta(z)$ жидкого кристалла, соответствует порогу электрооптического эффекта. Пороговое напряжение U_{th} зависит от свойств жидкого кристалла – диэлектрической анизотропией $\Delta\epsilon$ и коэффициента упругости Франка. В случае *splay*-деформации, когда $\Delta\epsilon > 0$ оно определяется по формуле

$$U_{th} = \pi \frac{\sqrt{K_{11}}}{\sqrt{\epsilon_o \Delta\epsilon}} \quad (2.12)$$

В результате диссоциации примесей или компонентов жидкокристаллической смеси могут образовываться ионы обоих знаков. Процесс диссоциации и рекомбинации ионов в объеме жидкого кристалла находится в равновесии, так что плотность положительных и отрицательных зарядов в нем постоянна [11]. Разделение зарядов происходит при приложении к слою жидкого кристалла постоянного потенциала в результате адсорбции и десорбции зарядов ионов и вблизи электродов формируется пространственный заряд, который экранирует

приложенное напряжение. Экранирующий эффект зависит от толщины слоя жидкого кристалла и ориентирующего слоя, а также их диэлектрических проницаемостей [12]. Отношение между эффективным напряжением на слое жидкого кристалла U_{LC} и напряжением U , приложенным к ячейке, описывается формулой:

$$U_{LC} = \frac{U}{\left(1 + \frac{2\varepsilon_{LC}d_{AL}}{\varepsilon_{AL}d_{LC}}\right)} \quad (2.13)$$

где – ε_{LC} (liquid crystal) эффективная диэлектрическая постоянная для ЖК слоя и ε_{AL} (alignment layer) диэлектрическая постоянная ориентирующего слоя при данном напряжении; d_{AL} и d_{LC} – толщины этих слоев, соответственно. Выражение (2.13) показывает, что чем больше толщина ориентирующего слоя и его диэлектрическая проницаемость, тем значительней экранирующий эффект. Увеличение толщины слоя диэлектрика приводит к повышению его активного сопротивления, что должно способствовать замедлению стекания пространственного заряда формирующегося вблизи стенок ячейки. Таким образом, к моменту начала деформации гомогенно ориентированного слоя ЖК вблизи границы раздела фаз генерируется остаточный потенциал [13], который приводит к увеличению начального угла наклона директора и уменьшению фазовой задержки в слое ЖК [14].

Для толстых слоев ЖК, для которых $d_{AL} < d_{LC}$, влияние экранирующего эффекта менее существенно по сравнению с более тонкими слоями и $U_{LC} \rightarrow U$. С уменьшением толщины слоя жидкого кристалла экранирование приложенного напряжения усиливается, что сопровождается повышением порогового напряжения электрооптического эффекта. Экспериментальные исследования электрических и оптических характеристик ячеек, заполненных нематическим жидким кристаллом, показали, что экранирование приложенного напряжения усиливалось с увеличением толщины а-С:Н слоя. При этом повышение порогового напряжения сопровождалось уменьшением начального угла наклона директора ЖК. Это свидетельствует о влиянии пространственного заряда вблизи границы раздела фаз на межфазное взаимодействие между жидким кристаллом и ориентирующим слоем [15].

Влияние условий межфазного взаимодействия на границе раздела фаз жидкий кристалл – ориентирующая поверхность на порог электрооптического эффекта иллюстрирует рис. 15, на котором приведены зависимости фазовой задержки света от напряжения, приложенного к

ячейкам с разными ориентирующими поверхностями и одинаковой толщиной слоя жидкого кристалла.

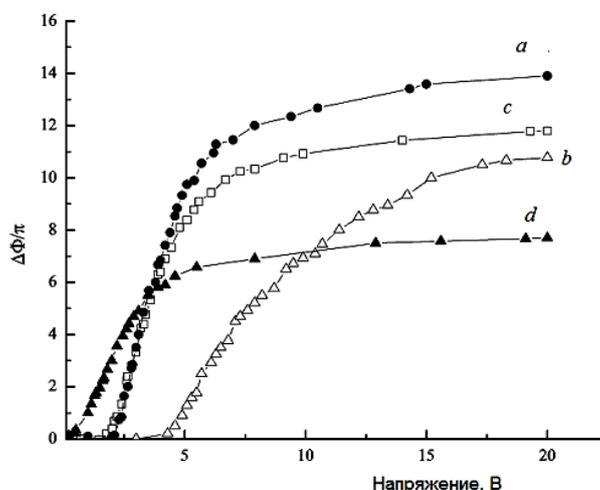


Рис. 15. Изменение фазовой задержки излучения с длиной волны 633 нм в зависимости от переменного напряжения, подаваемого с частотой 1 кГц, в ЖК ячейках со слоями: *a* - а-С:Н, *b* - поливинилового спирта, *c* - полиимида и *d* - GeO.

Пороговое напряжение для одного и того же жидкого кристалла изменяется в зависимости от свойств материала ориентирующего слоя, как видно из таблицы 1, в которой приведены параметры ячеек со слоями а-С:Н (*a*) поливинилового спирта (*b*), полиимида (*c*) и GeO (*d*).

Таблица 1. Параметры НЖК ячеек.

ЖК ячейки	d , мкм	$\Delta\Phi_{\max}/\pi$	θ_p , град.	U_{th} , В
<i>a</i>	15,7	15,2	3	2,2
<i>b</i>	15,4	13	12	2,7
<i>c</i>	15,4	13,2	11	1,9
<i>d</i>	13,5	9,3	22	0,7

Наименьшее значение порога и наибольший угол $\theta_p = 22^\circ$ наблюдался в случае ориентации молекул на текстурированной поверхности слоя GeO в ячейке «*d*». Наибольший порог, равный 2,7 В, был получен в случае ориентации этого жидкого кристалла на поверхности поливинилового спирта [16]. Оба параметра θ_p и U_{th} зависят от условий анизотропно-упругого межфазного взаимодействия на границе раздела фаз.

Одним из способов понижения порогового напряжения является использование гибридно-ориентированных структур нематического жидкого кристалла (hybrid alignment nematic- HAN) с асимметричными условиями межфазного взаимодействия на противоположных границах раздела с ориентирующей поверхностью. В HAN ячейке молекулы гомогенно (параллельно) ориентированы на одной границе раздела поверхности с жидким кристаллом и гомеотропно (перпендикулярно поверхности) – на другой. Такая геометрия в первом приближении оказывает одинаковое влияние на гомогенную и гомеотропную ориентации молекул, вызывая нелинейную вариацию наклона директора вдоль слоя жидкого кристалла в ячейке [17]. На рисунке 16 сравниваются зависимости фазовой задержки для планарной ячейки, с пороговым напряжением около ~ 2 В и HAN ячейки.

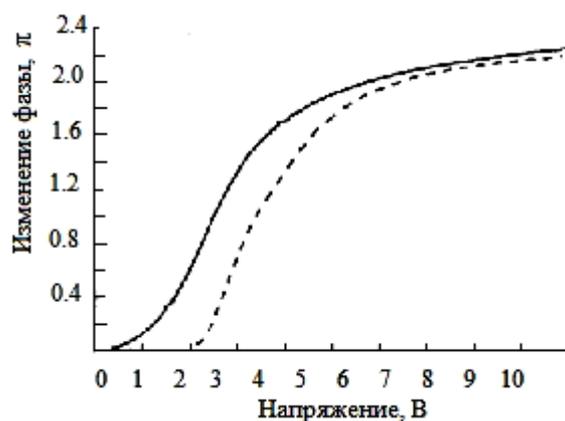


Рис. 16. Изменение фазовой задержки для двух ЖК ячеек, толщиной 8,5 мкм. Сплошная линия – HAN ячейка, пунктирная – планарная ячейка [18].

Порог электрооптического эффекта при приложении напряжения к HAN ячейке существенно ниже [18]. Для достижения изменения фазы на 1π в HAN ячейке требуется меньшее напряжение, чем в соответствующей планарной ячейке.

Другим способом снижения порога электрооптического эффекта является добавление в нематический жидкий кристалл наночастиц, что приводит к уменьшению их диэлектрической проницаемости и коэффициента упругости [19]. При добавлении в нематический жидкий кристалл полупроводниковых квантовых точек CdSe/ZnS типа ядро/оболочка (с диаметром ядра $\sim 3,5$ нм) с концентрацией 0,1-0,2 вес. % наблюдалось существенное снижение порогового напряжения и одновременное уменьшение в два раза диэлектрической проницаемости [20]. Изменение порогового напряжения иллюстрирует рис. 17.

Добавление в жидкий кристалл КТ приводила к понижению порога электрооптического эффекта для *splay*-деформации по сравнению с эталонной ЖК ячейкой, у которой порог был явно выражен и равен 2 В.

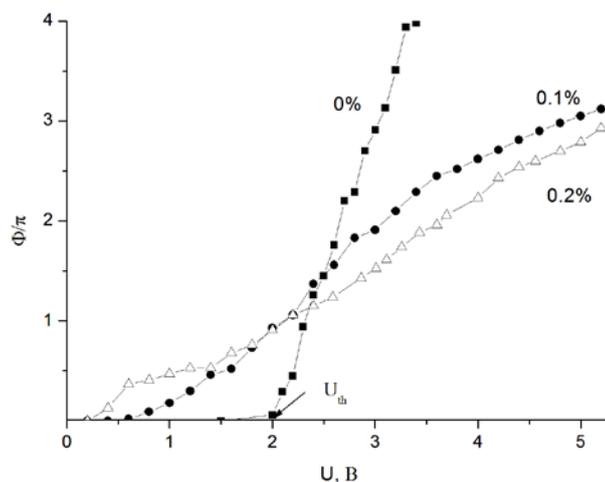


Рис. 17. Изменение фазовой задержки в исследуемых ячейках в области напряжений электрического поля ниже порога электрооптического эффекта.

Наночастицы, добавленные в жидкий кристалл, могут стать ловушками ионов, что должно уменьшать потоки ионов к подложкам ячейки и таким образом снижать экранирующий эффект, связанный с ростом совокупности ионных зарядов на межфазной границе.

§ 2.4. Твист–эффект нематического жидкого кристалла

Твист-структуры нематика широко используются в различных дисплейных устройствах, ноутбуках, компьютерах и других коммуникационных устройствах, из-за возможности достижения с их помощью более высокого быстродействия и контраста. Схема изменения ориентации молекул ЖК при приложении электрического поля к твист ячейке для случая показана на рис. 18. Твист-структура поворачивает вектор поляризации света на угол 90° и свет проходит через слой жидкого кристалла в скрещенных поляризаторах. При приложении к ячейке электрического поля директор разворачивается и происходит ослабление пропускания. Когда директор находится в вертикальном положении ($\theta_p = 90^\circ$) свет не проходит через эту структуру.

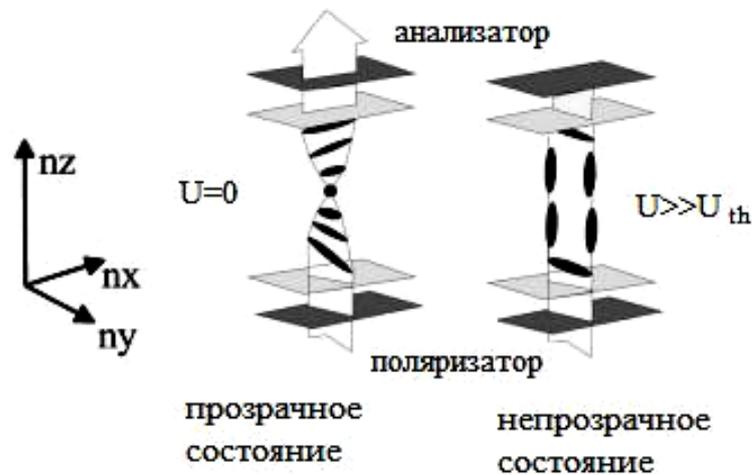


Рис. 18. Схема переориентации молекул в ЖК твист ячейке, иллюстрирующая изменение пропускания света в скрещенных поляризаторах в начальный момент, когда плоскость поляризации развернута на 90° , и в результате переориентации молекул при приложении напряжения электрического поля к твист ячейке [5].

Если направление директора на фронтальной подложке ЖК-ячейки, помещенной между поляризатором и параллельным ему анализатором, совпадает с осью поляризатора, то интенсивность света, прошедшего через ячейку будет равна [21].

$$I = \frac{\sin^2(\varphi\sqrt{1+q^2})}{1+q^2} \quad (2.14)$$

где φ - угол закрутки твиста, а $q = \pi d \Delta n / \lambda \varphi$. Для 90° твист-эффекта $\varphi = \pi/2$. Интенсивность пропускания I является осциллирующей функцией параметра d/λ . Полагая, что для первого минимума кривой пропускание $I = 0$, при решении уравнение (2.14), минимальная толщина слоя ЖК, при котором достигается максимальный контраст

$$d_{\min} = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{\lambda}{\Delta n} \quad (2.15)$$

Изменение интенсивности пропускания твист ячейкой в зависимости от толщины слоя иллюстрирует рис. 19. Для жидкого кристалла с $\Delta n \cong 0.21$

на длине волны 1,55 мкм минимальная толщина слоя для получения максимального контраста должна быть более 6,4 мкм. При изменении угла закрутки твист-структуры в электрическом поле интенсивность пропускания падает. Расчетная зависимость интенсивности прошедшего излучения от угла закрутки φ показана на рис. 20.

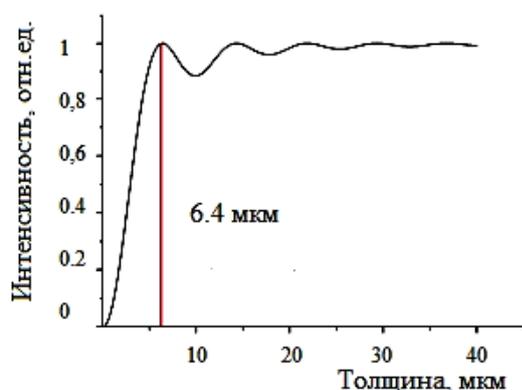


Рис. 19. Зависимость интенсивности от толщины твист ячейки для длины волны 1,55 мкм.

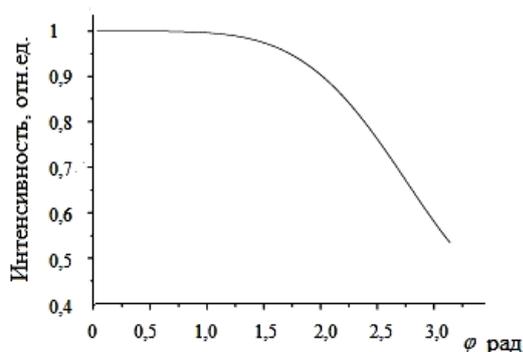


Рис. 20. Зависимость интенсивности излучения прошедшего через твист-структуру от угла закрутки.

Зависимость пропускания от напряжения для 90° твист-ячейки приведена на рис. 21. Напряжение, при котором начинается спад пропускания в твист ячейке, соответствует оптическому порогу U_{op} твист-эффекта. В области напряжений $U_{th} < U < U_{op}$ директор ЖК начинает наклоняться в результате действия *splay*-деформации слоя, а эффективное двулучепреломление ЖК и фазовая задержка в слое уменьшаются. При напряжении, превышающем оптический порог, в закрученной твист-структуре происходит изменение угла поворота плоскости поляризации линейно поляризованного излучения вдоль оси, перпендикулярной слою. Этот процесс сопровождается ослаблением пропускания твист ячейкой. При напряжении, существенно превышающем оптический порог эффекта, когда в центральной части слоя ЖК молекулы переориентируются перпендикулярно электродам, твист-структура перестает поворачивать плоскость поляризации света, ячейка становится непрозрачной в скрещенных поляризаторах (рис. 18). При снятии напряжения молекулы нематического ЖК возвращаются в исходное положение под действием упругих сил, и твист ячейка вновь начинает пропускать падающее на нее излучение.

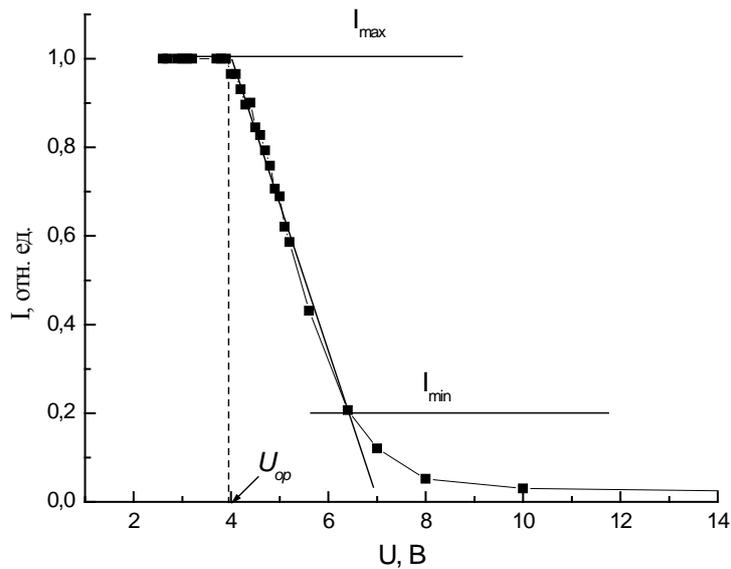


Рис. 21. Зависимость пропускания от напряжения на длине волны 0,63 мкм для симметричной твист ячейки с толщиной слоя.

Эффективность ослабления пропускания твист ячеек характеризуют коэффициентом контраста C . Для его определения на кривой пропускания $I(U)$ (рис. 21) берется линейный участок, между максимальной I_{max} и минимальной интенсивностью I_{min} . Коэффициент контраста рассчитывается по формуле:

$$K = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (2.16)$$

Изменение интенсивности оптического сигнала можно выразить в децибеллах как $-10 \log I_{min} / I_{max}$. Понятие динамического диапазона ослабления пропускания используется для характеристики устройств, предназначенных для регулирования сигнала в оптических сетях.

Зависимости $I(U)$ для $\lambda = 0,65$ мкм, измеренные под разными углами β у твист ячеек с симметричными (а) и ассиметричными (б) граничными условиями и разной толщиной слоя ЖК, приведены на рисунке 22. Эффективное двулучепреломление наблюдается при угле $\beta = 45^\circ$. Число максимумов и минимумов на кривых $I(U)$ соответствует фазовой задержке. В области напряжений более $U \gg 10$ В директор в объеме ЖК переориентирован полностью при угле $\beta = 0$, т.е. область рабочих напряжений не превышает 10 В. С увеличением толщины слоя жидкого кристалла в ячейках от 6,7 мкм до 13,6 мкм фазовая задержка изменяется от 2 до 4 π . В случае симметричных граничных условий кривые

пропускания, полученные при углах β , равных 90° , 45° и 135° соответственно, совпадают (рис. 22) [22].

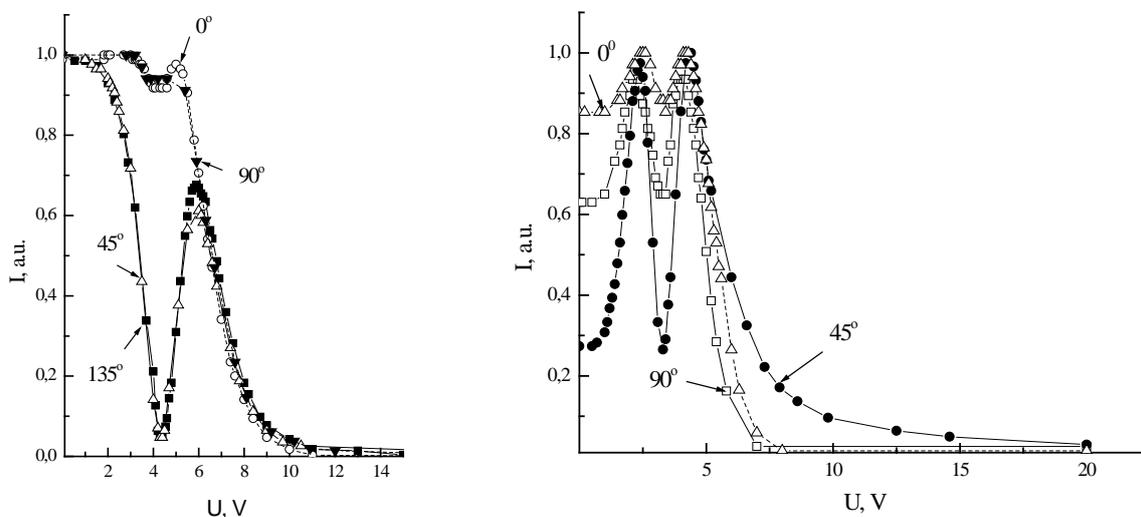


Рис. 22. Кривые пропускания в зависимости от напряжения, приложенного к твист ячейкам, полученные для $\lambda = 0,65$ мкм и разных углах β . (а) симметричная ячейка с толщиной ЖК слоя 6,7 мкм; (б) асимметричная ячейка толщиной 13,6 мкм.

Влияние межфазного взаимодействия на оптический порог твист-эффекта и область рабочих напряжений иллюстрирует рис. 23. Наименьший оптический порог, около 1 В, наблюдается у ячейки №1 с ориентирующим слоем GeO, а наибольший, соответствующий $U_{op} = 8,2$ В, в ячейке со слоем ПВС (табл. 2).

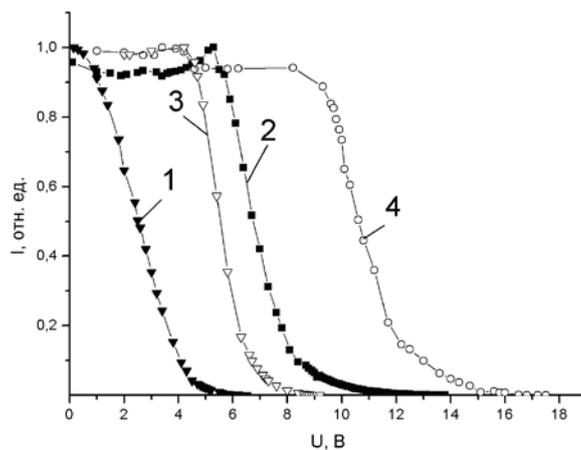


Рис. 23. Экспериментальные зависимости ослабления пропускания излучения с длиной волны 1,55 мкм твист ячейками. (Номера кривых соответствуют таблице).

Таблица 2. Характеристики твист ячеек на длине волны 1,55 мкм.

№ образца	Ориентирующие слои	d , мкм	U_{op} , В	Динамический диапазон, дБ
1	GeO	6,2	1	44,7
2	ПИ	7,5	5,3	41,6
3	ПИ	8,2	4,2	39,8
4	ПВС	8,5	8,2	41,8

Уменьшение толщины ориентирующего слоя полиимида в ячейке №3 по сравнению с ячейкой №2 привело к снижению порога на длине волны 1,55 мкм (рис. 23). Разный экранирующий эффект ориентирующего слоя приводит к наблюдаемому в таблице 2 отличию оптического порога у сравниваемых ячеек. Для полимерных слоев, имеющих высокое удельное сопротивление, таких как ПИ и ПВС, происходит значительное падение на них приложенного к ЖК ячейкам напряжения. Наибольший динамический диапазон в 44 дБ (табл. 2) наблюдался у образца №1, что связано с минимальным отклонением толщины слоя жидкого кристалла в этой ячейке от оптимального ее значения для данной длины волны (рис. 23).

ГЛАВА 3.

ДИНАМИКА ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА И РЕЛАКСАЦИИ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

§ 3.1. Особенности оптического отклика и релаксации при splay- и twist-деформации нематического жидкого кристалла

При приложении напряжения электрического поля к слою жидкого кристалла происходит электронная поляризация молекул и образование диполей, которые стремятся развернуться вдоль вектора поля. Процесс переориентации молекул в электрическом поле, который сопровождается изменением составляющей диэлектрической проницаемости параллельной директору, приводит к изменению показателя преломления необыкновенного луча в соответствии с изменением угла наклона директора. В результате этого наблюдается модуляция оптического излучения по интенсивности и фазе при splay-деформации и изменение поляризации при твист-эффекте. После снятия приложенного напряжения происходит процесс релаксации жидкого кристалла и молекулы возвращаются в исходное положение под действием упругих сил. Динамика протекания этих процессов важна, т.к. характеризует быстрдействие переключения ЖК устройств из исходного состояния в состояние «включено» и обратно в исходное состояние «выключено».

Основными динамическими характеристиками ЖК устройств являются время отклика τ_{on} (время включения – «on») и время релаксации τ_{off} (время выключения – «off»), которые в сумме соответствуют времени реакции электроуправляемого устройства.

Время отклика τ_{on} зависит от вязкости, константы упругости и толщины слоя ЖК, а также от параметров приложенного электрического поля в соответствии с формулой:

$$\tau_{on} = \frac{4\pi\gamma_1}{\Delta\varepsilon(f_l)} \frac{d^2}{(U^2 - U_{th}^2)} \quad (3.1)$$

где γ_1 – вязкость ЖК, $\Delta\varepsilon(f)$ – диэлектрическая анизотропия, зависящая от частоты питания, d – толщина слоя ЖК, U – приложенное управляющее напряжение [23].

Более медленный процесс естественной упругой релаксации после прекращения действия электрического поля определяет время выключения ЖК устройства в соответствии с формулой:

$$\tau_{off} = \gamma_1 d^2 / \pi^2 K_{11} \quad (3.2)$$

Ускорить процесс переключения ЖК устройств, как следует из формул (3.1) и (3.2), можно, уменьшив толщину слоя нематического жидкого кристалла или его вязкость путем повышения температуры. Ускорению процесса переориентации молекул из состояния «off» в «on» способствует увеличение амплитуды приложенного напряжения U или понижение порогового напряжения электрооптического эффекта U_{th} в соответствии с формулой (3.1). Для достижения наибольшего эффекта различные способы повышения быстродействия ЖК устройств могут комбинироваться.

Повышение быстродействия до микросекундного уровня является актуальным как для дисплейных, так и других применений ЖК устройств. Поэтому большинство исследований и разработок в этой области направлены на поиск новых путей улучшения их временных характеристик. Наибольшее распространение получили известные способы ускорения оптического отклика, основанные на повышении напряжения и уменьшении толщины слоя жидкого кристалла. Ускорить процесс релаксации позволяет использование так называемых двухчастотных нематических жидких кристаллов благодаря двухчастотной адресации [24]. Дополнительные возможности для повышения быстродействия ЖК устройств открывает многообразие электрооптических эффектов, имеющих место в нематических ЖК.

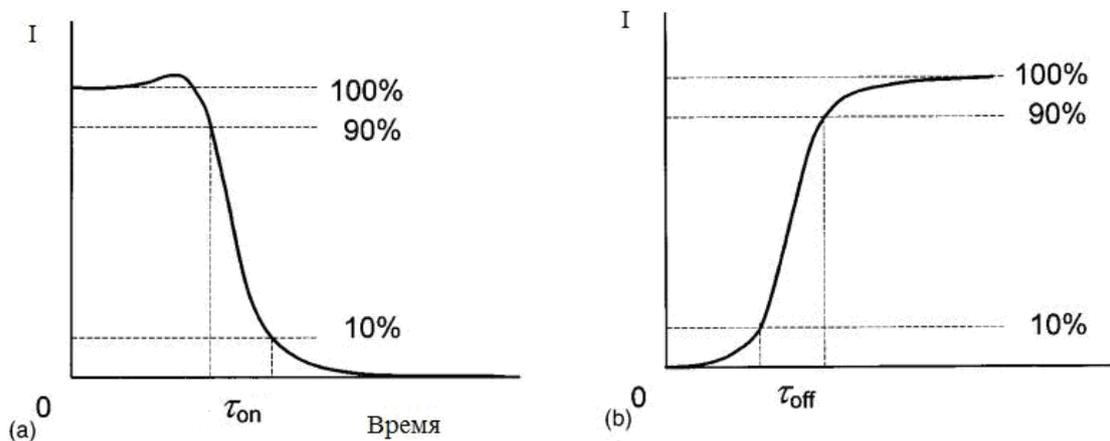


Рис. 24. Определение времени спада и подъема интенсивности пропускания в твист ячейках по осциллограммам.

Экспериментально времена переключения ЖК устройств определяются длительностью изменения пропускания света на осциллограмме электрооптического отклика в интервале 10% – 90% от максимального уровня (рис. 24). За время спада пропускания в твист

ячейке, расположенной между скрещенными поляризаторами, принимается время, необходимое для ослабления интенсивности от 90% до 10%. Время подъема тогда соответствует времени, необходимому для подъема интенсивности пропускания от 10% до 90%. (рис. 24, б).

Фазовая модуляция света при приложении к слою жидкого кристалла напряжения электрического поля происходит в результате переориентации директора в относительно вектора электрического поля. Изменение угла наклона директора от θ_p до 90° при *splay*-деформации слоя приводит к уменьшению показателя преломления для необыкновенного луча, в то время как для обыкновенного луча показатель остается неизменным. В результате разность фаз (двулучепреломление) светового потока, распространяющегося перпендикулярно слою жидкого кристалла изменяется. Осциллограмма оптического отклика в этом случае представляет собой осциллирующую кривую, суммарное количество максимумов и минимумов k (π , 2π , $3\pi, \dots$) на которой соответствует фазовой задержке в слое жидкого кристалла $k\pi$ (рис. 25). За время включения и выключения при модуляции интенсивности оптического сигнала целесообразно принимать время фазовой задержки кратное π .

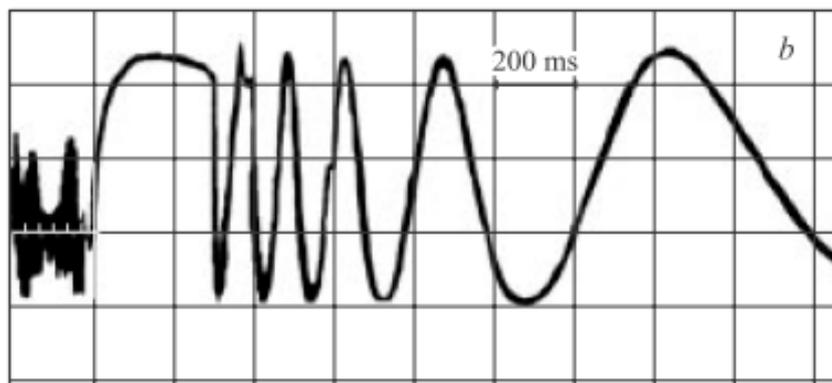


Рис. 25. Осциллограмма оптического отклика в результате S-деформации слоя жидкого кристалла.

В качестве примера рассмотрим ячейки, заполненные жидким кристаллом BL-37 (фирмы Merck) с $\Delta\epsilon = 16,9$ $\Delta n = 0,28$. Для получения оптического отклика к слою жидкого кристалла прикладывался импульс напряжения с амплитудой 20 В длительностью 0,5 с. При этом время отклика жидкого кристалла в результате S-эффекта составило около 8 мс для ячеек «а», «b» и «d» (табл. 3). Вместе с тем величина фазовой задержки излучения с длиной волны 632,8 нм была разной. Это связано с влиянием граничных условий, генерирующих разные начальные углы наклона *директора*. Повышение фазовой задержки и времен τ_{on} и τ_{off} у ячейки «d»

обусловлено увеличением толщины слоя жидкого кристалла [10]. Приведенный пример показывает, что формулы (3.1) и (3.2) не учитывают влияние начального угла наклона *директора* на динамику его переориентации в электрическом поле.

Таблица 3. Характеристики ЖК ячеек.

ЖК ячейка	Ориентирующая поверхность	d , мкм	U_{th} , В	θ_p , Град.	τ_{on} , мс	τ_{off} , с	Φ/π
<i>a</i>	GeO	13,5	0,8	35	8	10	6
<i>b</i>	GeO / a-C:H	12,5	1	7	8	10	10
<i>c</i>	GeO	13,5	0,7	22	7	2,8	6
<i>d</i>	GeO / a-C:H	13,5	1,1	6	8	4	12

Наблюдаемое увеличение фазовой задержки света у ячейки «*d*» в электрическом поле эквивалентно увеличению в два раза толщины слоя жидкого кристалла в соответствии с формулой (2.6). Этот эффект можно объяснить значительным уменьшением начального угла наклона *директора* у ячеек «*c*». При этом времена τ_{on} мало отличаются, а время τ_{off} у ячейки «*d*» уменьшилось (табл. 3).

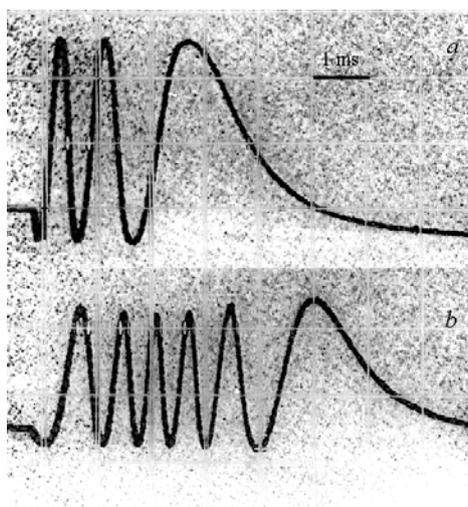


Рис. 26. Осциллограммы модуляции интенсивности света с длиной волны $\lambda = 632,8$ в ячейках «*c*» (кривая *a*) и «*d*» (кривая *b*), при подаче импульса напряжением 20 В и длительностью 0,5 с.

Из приведенного примера следует, что формулы (3.1) и (3.2) для времен τ_{on} и τ_{off} не учитывают влияние на переориентацию директора граничных условий и угла наклона директора, которые при одной и той же толщине слоя жидкого кристалла могут изменять фазовую задержку. На рис. 26 приведены осциллограммы оптического отклика при модуляции света в ЖК ячейках «с» и «d» кривые (a) и (b), соответственно. При той же толщине ЖК слоя фазовая задержка света в ЖК ячейке «d» (табл. 3) увеличилась в два раза в результате осаждение на поверхность слоя GeO тонкого a-C:H слоя.

Увеличение фазовой задержки света при S-деформации директора в электрическом поле эквивалентно увеличению в два раза толщины слоя жидкого кристалла. Этот эффект можно объяснить разными начальными углами в ячейках «с» и «d». При этом время τ_{on} мало для этих ячеек отличалось незначительно, а время τ_{off} у ячейки «d» было больше. Увеличение количества осцилляций сопровождалось уменьшением контраста (разницы между их максимумами и минимумами) и увеличением времени τ_{off} [10].

§ 3.2. Динамика переориентации директора и время оптического отклика

Время оптического отклика является одним из ключевых параметров активных ЖК устройств. Динамический отклик жидкого кристалла в случае твист-эффекта связан с изменением пропускания за время его спада и подъема, как показано на рис. 24. В случае *splay*- или *bend*-деформации слоя жидкого кристалла время отклика соответствует изменению фазы (рис. 25). Без сомнения время отклика при модуляции интенсивности и фазы оптического сигнала определяются временем переориентации *директора* в слое жидкого кристалла. В связи с этим важно установить корреляцию между временем переориентации *директора* и временем оптического отклика [25].

Динамика переориентации *директора* жидкого кристалла без учета обратного потока и влияния инерционных эффектов описывается уравнением Эриксона-Лесли [26,27]

$$\begin{aligned} & (K_{11} \cos^2 \theta + K_{33} \sin^2 \theta) \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + (K_{33} - K_{11}) \sin \theta \cos \theta \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^2 + \\ & \varepsilon_0 \Delta \varepsilon E^2 \sin \theta \cos \theta = \gamma_1 \frac{\partial \theta}{\partial t}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

где γ_1 является вращательной вязкостью, K_{11} and K_{33} коэффициенты упругости для *splay*- и *bend*-упругой деформации; $\varepsilon_o \Delta \varepsilon E^2$ – плотность энергии электрического поля, $\Delta \varepsilon$ – диэлектрическая анизотропия ЖК; θ – угол наклона *директора* ЖК.

Когда угол наклона мал, можно использовать малоугловую аппроксимацию $\sin \theta \sim \theta$. В этом случае уравнение Эриксона-Лесли для $K_{11} = K_{33}$ имеет вид:

$$K_{33} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \varepsilon_o \Delta \varepsilon E^2 = \gamma_1 \frac{\partial \theta}{\partial t}. \quad (3.4)$$

При определенных условиях время подъема и спада интенсивности оптического сигнала имеют простое аналитическое решение. Когда электрическое поле выключено $E = 0$, уравнение (3.7) можно упростить

$$K_{33} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = \gamma_1 \frac{\partial \theta}{\partial t}. \quad (3.5)$$

Решение уравнения (3.5), можно записать как

$$\theta(z, t) \cong \theta_m \sin\left(\frac{\pi z}{d}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_o}\right), \quad (3.6)$$

$$\tau_o = \frac{\gamma_1 d^2}{K_{33} \pi^2},$$

где θ_m является максимальным углом наклона ЖК директора в результате приложения напряжения, τ_o – время переориентации директора ($1 \rightarrow 1/e$). Следует заметить, что в уравнении Эриксона-Лесли предполагается сильное сцепление жидкого кристалла с поверхностью и нулевой угол наклона *директора* на границе раздела фаз. При таких условиях существует порог перехода Фредерикса. Временная зависимость изменения фазы ассоциирует с изменением угла и описывается следующим образом:

$$\Phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d \left[\frac{n_e n_o}{(n_o^2 \cos^2 \theta + n_e^2 \sin^2 \theta)} - n_o \right] dz, \quad (3.7)$$

Если к ячейке с гомеотропной ориентацией вначале приложить напряжение смещения (U_b), которое незначительно выше порогового

напряжения U_{th} , и если это смещение происходит мгновенно $t=0$, переходные изменения фазы могут быть аппроксимированы из (3.7) как

$$\Phi(t) \cong \Phi_o \exp\left(-\frac{2t}{\tau_o}\right), \quad (3.8)$$

где Φ_o – чистое изменение фазы от $U = U_o$ к $U = 0$. Из уравнения (3.8) константа времени спада фазы ($1 \rightarrow 1/e$) есть $\tau_o/2$, которая в два раза быстрее, чем время переориентации директора жидкого кристалла.

Таким образом, численное решение уравнения Эриксона-Лесли при использовании для расчета простой модели показало, что время оптического спада пропускания в два раза меньше, чем время переориентации молекул в гомеотропной ЖК ячейке. Полученные результаты свидетельствуют о том, что время оптического отклика пропорционально времени переориентации и слабо зависит от напряжения, приложенного первоначально [25].

Для того чтобы найти время оптического отклика, необходимо рассчитать временную зависимость изменения интенсивности $I(t)$ ячейки в скрещенных поляризаторах, используя следующее отношение:

$$I(t) = \sin^2\left(\frac{\Phi(t)}{2}\right). \quad (3.9)$$

Подставляя уравнение (3.8) в (3.9) получаем

$$I(t) = \sin^2\left(\frac{\Phi_o \exp\left(-\frac{2t}{\tau_o}\right)}{2}\right). \quad (3.10)$$

Нормируем пропускание при $t=0$ на основе уравнения (3.10) и получаем следующее простое выражение:

$$I_o = \sin^2\left(\frac{\Phi_o}{2}\right). \quad (3.11)$$

Принимая, что t_1 и t_2 время спада пропускания от $I_1=90\%$ к $I_2=10\%$. I_1 и I_2 из уравнения (3.10) можно получить следующие формулы для спада пропускания:

$$I_1 = 0.9I_o = \sin^2 \left(\frac{\Phi_o \exp\left(-\frac{2t_1}{\tau_o}\right)}{2} \right), \quad (3.12)$$

$$I_2 = 0.1I_o = \sin^2 \left(\frac{\Phi_o \exp\left(-\frac{2t_2}{\tau_o}\right)}{2} \right). \quad (3.13)$$

Используя уравнения (3.10), (3.12) и (3.13) можно определить время оптического спада (decay time) τ_d (90% - 10%) как

$$\tau_d = t_2 - t_1 = \frac{\tau_o}{2} \ln \left(\frac{\sin^{-1}\left(\sqrt{0.9} \sin(\Phi_o/2)\right)}{\sin^{-1}\left(\sqrt{0.1} \sin(\Phi_o/2)\right)} \right). \quad (3.14)$$

Из формулы (3.14) следует, что время оптического спада для вертикальной ориентации ЖК ячейки линейно пропорционально времени спада директора. Начальная фазовая задержка при этом играет не существенную роль (3.7).

Время подъема пропускания выразить гораздо сложнее, чем время спада пропускания. Малоугловая аппроксимация используемая в (3.6) для времени подъема пропускания является слишком большим упрощением, т.к. предположение, что угол наклона директора увеличивается экспоненциально со временем, справедливо только в очень коротком промежутке времени. Блинов рассмотрел производную второго порядка и учел то обстоятельство, что директор жидкого кристалла со временем достигает стадии равновесия [29]. Таким образом, уравнение (3.4) запишется

$$\xi^2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \theta - \frac{1}{2} \theta^3 = \eta \frac{\partial \theta}{\partial t}, \quad (3.15)$$

где

$$\eta = \frac{\gamma_1}{\varepsilon_o \Delta \varepsilon E^2}, \quad (3.16)$$

$$\xi^2 = \frac{K_{33}}{\varepsilon_o \Delta \varepsilon E^2}. \quad (3.17)$$

В уравнениях (3.16) и (3.17) интенсивность электрического поля E выражается как

$$E = U/d, \quad (3.18)$$

где напряжение смещения U должно соответствовать $(U - U_{th})/U_{th} < 1$. При таких условиях решение уравнения (3.15) может быть аппроксимировано как

$$\theta = \theta_m(t) \sin\left(\frac{\pi z}{d}\right). \quad (3.19)$$

Подстановкой уравнения (3.19) в уравнение (3.15), мы получаем

$$\left[1 - \left(\frac{U_{th}}{U}\right)^2\right] \theta_m - \frac{\theta_m^3}{2} = \lambda \frac{d\theta_m}{dt}. \quad (3.20)$$

Уравнение (3.20) имеет следующее решение:

$$\theta_m = \frac{\theta_\infty^2}{1 + \left[\frac{\theta_\infty^2}{\theta_o^2} - 1\right] \exp\left(-\frac{2t}{\tau_r}\right)}, \quad (3.21)$$

где $\Phi_\infty = \Phi(t \rightarrow \infty)$. Установившаяся величина Φ_m соответствует приложенному напряжению, $\Phi_o = \Phi(t=0)$ начальная флуктуация директора и τ_r время подъема (rise time) директора.

$$\tau_r = \frac{\gamma_1}{\left|\varepsilon_o |\Delta \varepsilon| E^2 - \frac{\pi^2}{d^2} K\right|} = \frac{\tau_o}{\left|\left(\frac{U}{U_{th}}\right)^2 - 1\right|}. \quad (3.22)$$

При аппроксимации малого угла, нестационарные фазовые изменения соответствуют

$$\Phi(t) \cong \frac{\Phi_o}{1 + \left[\frac{\theta_\infty^2}{\theta_o^2} - 1 \right] \exp\left(-\frac{2t}{\tau_r}\right)}, \quad (3.23)$$

где Φ_o общее изменение фазы от напряжения в состоянии «off» к напряжению в состоянии «on». Путем подстановки уравнения (3.23) в уравнение (3.11) мы получаем переходное состояние пропускания.

$$I(t) = \sin^2 \left(\frac{\Phi_o/2}{1 + \left[\frac{\theta_\infty^2}{\theta_o^2} - 1 \right] \exp\left(-\frac{2t}{\tau_r}\right)} \right). \quad (3.24)$$

При $t \rightarrow \infty$ экспоненциальная составляющая в уравнении (3.24) обращается в ноль и $I(t)$ достигает плато.

$$I(\infty) = \sin^2 \left(\frac{\Phi_o}{2} \right). \quad (3.25)$$

Для того, чтобы определить время подъема пропускания, можно предположить, что подъем пропускания от I_1 к I_2 соответствует увеличению времени от t_1 к t_2 . Подставляя t_1 и t_2 в уравнение (3.24), мы получим изменение пропускания от 10% до 90%:

$$I_1 = 0.1I_o = \sin^2 \left(\frac{\Phi_o/2}{1 + \left[\frac{\theta_\infty^2}{\theta_o^2} - 1 \right] \exp\left(-\frac{2t_1}{\tau_r}\right)} \right), \quad (3.26)$$

$$I_1 = 0.9I_o = \sin^2 \left(\frac{\Phi_o/2}{1 + \left[\frac{\theta_\infty^2}{\theta_o^2} - 1 \right] \exp\left(-\frac{2t_2}{\tau_r}\right)} \right). \quad (3.27)$$

Используя решения t_1 и t_2 из уравнения (3.26) и (3.27), мы получаем время подъема оптического пропускания τ_r (rise) от 10% \rightarrow 90% как

$$T_r = t_2 - t_1 = \frac{1}{2} \frac{\tau_o}{\left(\frac{U}{U_{th}}\right)^2 - 1} \ln \left(\frac{\frac{\Phi_o / 2}{\sin^{-1}\left(\sqrt{0.1} \sin\left(\frac{\Phi_o}{2}\right)\right)} - 1}{\frac{\Phi_o / 2}{\sin^{-1}\left(\sqrt{0.9} \sin\left(\frac{\Phi_o}{2}\right)\right)} - 1} \right). \quad (3.28)$$

Уравнение (3.28) устанавливает соотношение между временем подъема пропускания T_r и временем переориентации директора ЖК τ_r , которое описывает уравнение (3.22). По существу оно является линейным соотношением за исключением дополнительного логарифмического компонента фазовой зависимости, которая является относительно слабой.

Корреляции между временем переориентации директора жидкого кристалла и временем оптического отклика, полученные для вертикальной ориентации директора в работе [20], показывают, что времена подъема и спада оптического отклика линейно пропорциональны времени переориентации директора. При этом начальное смещение напряжения, приложенного к слою жидкого кристалла, не оказывает на эти времена сильного влияния. В то время как начальный угол наклона директора вносит значительный вклад в динамику переориентации жидкого кристалла.

§ 3.3. Влияния начального угла наклона директора на динамику электрооптического отклика жидкого кристалла

Одним из факторов, оказывающих существенное влияние на динамику переориентации молекул жидкого кристалла и время оптического отклика, является начальный угол наклона директора [29]. Он зависит от условий взаимодействия ЖК с ориентирующей поверхностью. Увеличение угла наклона и уменьшение энергии сцепления ЖК с поверхностью способствуют ускорению процесса переориентации молекул нематика. Поэтому его влияние необходимо учитывать при оценке динамики процессов переориентации молекул жидкого кристалла. Количественные корреляции между начальным углом наклона и временем отклика были теоретически и экспериментально исследованы для случая вертикально ориентированного нематического ЖК с отрицательной диэлектрической анизотропией в работе [31].

Если слой нематического ЖК размещен между двумя параллельными подложками, то $z = -d/2$ и $+d/2$ расстояние между нижней и верхней подложками. Ось z – перпендикулярна плоскости подложки и электрическое поле E приложено вдоль этой оси. Если пренебречь эффектами обратного потока и инерции, то из решения уравнения Эриксона-Лесли (3.3) угол наклона θ , определяемый как угол между осью z и директором ЖК, можно выразить как

$$\theta = [\theta_p \sin(\beta z) + \theta_m \cos(\beta z)] \exp(-t / \tau). \quad (3.29)$$

Если молекулы ЖК ориентированы вертикально, и граничные условия у верхней и нижней поверхностей ячейки симметричные, то угол θ_s равен 0. Наибольший угол наклона θ_m при данном напряжении в центре ЖК ячейки. Если условия на верхней и нижней подложках не симметричные, то $\theta_s \neq 0$, и тогда оба компонента должны учитываться. Для упрощения рассмотрим случай, когда углы наклона на противоположных подложках симметричные. Когда угол наклона θ_p равен нулю и энергия сцепления сильная, поддерживаются следующие граничные условия:

$$\theta_{z=\frac{d}{2}, \frac{d}{2}} = \theta_p = 0. \quad (3.30)$$

Уравнения (3.29) и (3.30) приводят к следующему хорошо известному аналитическому решению для подъема τ_r (3.22) и времени спада $\tau_d = \tau_o$, в котором пороговое напряжение определяется как

$$U_{th} = \pi \frac{\sqrt{K_{33}}}{\sqrt{\epsilon_o |\Delta \epsilon|}}. \quad (3.31)$$

Если начальный угол отклоняется от нуля, то

$$\theta_{z=\frac{d}{2}, \frac{d}{2}} = \theta_p \neq 0. \quad (3.32)$$

Уравнению (1.29) должны удовлетворять граничные условия, описанные (1.32) при $z = -(d/2)$ и $(d/2)$. Из выражений (3.29) и (3.32) можно найти параметр, имеющий следующую формулу:

$$\mathcal{G} = \frac{2}{d} \cos^{-1} \left(\frac{\theta_p}{\theta_m} \right). \quad (3.33)$$

Время отклика с учетом угла наклона можно вывести из Ур. (3.4):

$$\tau_d^* = \tau_o^* = \frac{\gamma_1}{g^2 K_{33}}, \quad (3.34)$$

$$\tau_r = \frac{\gamma_1}{|\varepsilon_o \Delta \varepsilon| E^2 - g^2 K_{33}} = \frac{\tau_o}{\left[\left(\frac{U}{U_{th}} \right)^2 - 1 \right]}. \quad (3.35)$$

Максимальный угол наклона, как правило, много больше, чем начальный угол $\theta_m \gg \theta_p$. При этих условиях компонент $\cos^{-1}(\)$ в формуле (3.33) может быть аппроксимирован как

$$\cos^{-1}\left(\frac{\theta_p}{\theta_m}\right) \approx \frac{\pi}{2} - \frac{\theta_p}{\theta_m}. \quad (3.36)$$

Тогда время спада и подъема выводится следующим образом

$$\tau_d^* = \tau_o^* = \frac{\gamma_1}{g^2 K_{33}} = \frac{\gamma_1 d^2}{4K_{33} \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\theta_p}{\theta_m} \right)^2}, \quad (3.37)$$

$$\tau_r^* = \frac{\gamma_1}{|\varepsilon_o \Delta \varepsilon| E^2 - \frac{4K_{33}}{d^2} \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\theta_p}{\theta_m} \right)^2}. \quad (3.38)$$

Пороговое напряжение снижается, если начальный угол наклона отличен от нуля, хотя характер зависимости пропускания от напряжения сохраняется. Для упрощения можно считать, что пороговое напряжение пока существует, и в этих условиях (3.38) можно записать как:

$$\tau_r^* = \frac{\tau_o^*}{\left[\frac{U}{\left(1 - \frac{2\theta_p}{\pi\theta_m}\right) U_{th}} - 1 \right]^2}. \quad (3.39)$$

Как предполагалось, формулы (3.37) и (3.39) приводятся к (3.22), когда начальный угол θ_p равен нулю. Из полученных уравнений следует, что время отклика зависит не только от угла θ_p , но так же от угла θ_m , который

возникает при приложении напряжения. Влияние начального угла становится более заметным, когда U приближается к U_{th} . Выведенное выражение подтверждает влияние напряжения на время отклика, поскольку θ_m уменьшается с понижением напряжения.

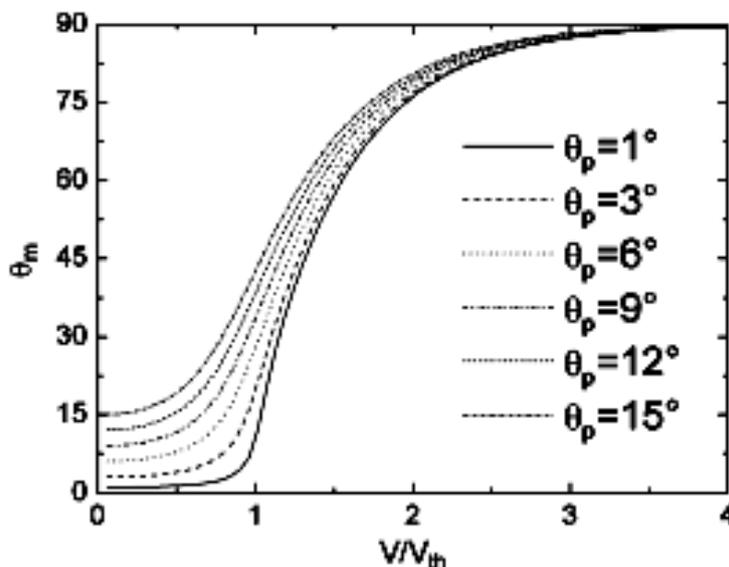


Рис. 27. Расчетная зависимость изменения угла θ_m от напряжения для жидкого кристалла с параметрами $\Delta\varepsilon = -1,2$, $U_{th} = 2,19$ В, $K_{11} = 16,7 \cdot 10^{-12}$ Н и $K_{33} = 18,1 \cdot 10^{-12}$ Н [31].

На рис. 27 показаны результаты расчета зависимости θ_m от напряжения [31]. В области $U_{th} < U < 4U_{th}$, угол θ_m значительно увеличивается с повышением приложенного напряжения и, в конечном счете, приближается к 90° при $U \sim 4U_{th}$. Начальный угол наклона θ_p также влияет на угол θ_m , в особенности в области, когда U не превышает U_{th} . В ЖК устройствах обычно рассматривается общее время отклика, которое соответствует сумме времен подъема и спада. Время подъема сильно зависит от приложенного напряжения и обычно много меньше, чем время спада. Представленные в этой главе теоретические методики позволяют удовлетворительно оценить времена подъема и спада пропускания в ЖК устройствах при модуляции амплитуды и фазы оптического сигнала с заданной фазовой задержкой в результате переориентации молекул во внешнем электрическом поле.

§ 3.4. Особенности управления переключением оптического отклика двухчастотного нематического жидкого кристалла

Одним из способов снижения времени реакции ЖК устройств является управление процессом релаксации с помощью электрического поля. Это возможно при использовании нематического двухчастотного жидкого кристалла (ДЧЖК). В нематических жидких кристаллах с положительной или отрицательной анизотропией диэлектрической

проницаемости процесс релаксации занимает несколько секунд и зависит только от константы упругости и вязкости ЖК.

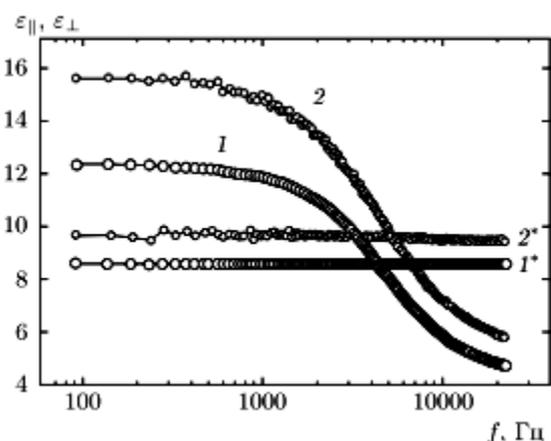


Рис. 28. Частотные зависимости главных тензоров диэлектрической проницаемости для двухчастотных жидких кристаллов [32].

В устройствах с ДЧЖК время подъема и время спада пропускания порядка нескольких миллисекунд и контролируется с помощью электрического поля разной частоты благодаря инверсии знака диэлектрической анизотропии двухчастотного жидкого кристалла. Это происходит в результате частотной дисперсии главных значений диэлектрической проницаемости.

Частота инверсии знака диэлектрической анизотропии, на которой $\Delta\epsilon \rightarrow 0$, называется переходной f_c частотой. Ниже этой частоты f_c диэлектрическая анизотропия $\Delta\epsilon > 0$, а выше — $\Delta\epsilon < 0$. Возможность инверсии знака диэлектрической анизотропии на некоторой переходной частоте позволяет управлять процессами переключения в жидком кристалле с помощью низких частот (НЧ) меньше f_c и высоких частот (ВЧ), когда они больше переходной частоты. Диэлектрическая проницаемость зависит от частоты поля, а в сильных электрических полях диэлектрическая проницаемость начинает зависеть от напряженности поля. На рис. 28 частотные зависимости тензоров диэлектрической проницаемости для двух жидкокристаллических материалов. Частота инверсии для данных ЖК лежит в диапазоне от 4 до 6 кГц [32]. Экспериментальные зависимости фазовой задержки $\Phi(U)$ для параллельно ориентированной ячейки с двухчастотным жидким кристаллом с толщиной слоя около 13 мкм от напряжения для разных частот приложенного напряжения приведены на рисунке 29. В интервале частот от 100 Гц до 7 кГц величина фазовой задержки на длине волны 0,63 мкм достигает 7π , а на частоте выше 10 кГц величина фазовой задержки резко падает до $0,5\pi$, что свидетельствует о переходе в область $\Delta\epsilon < 0$ [33].

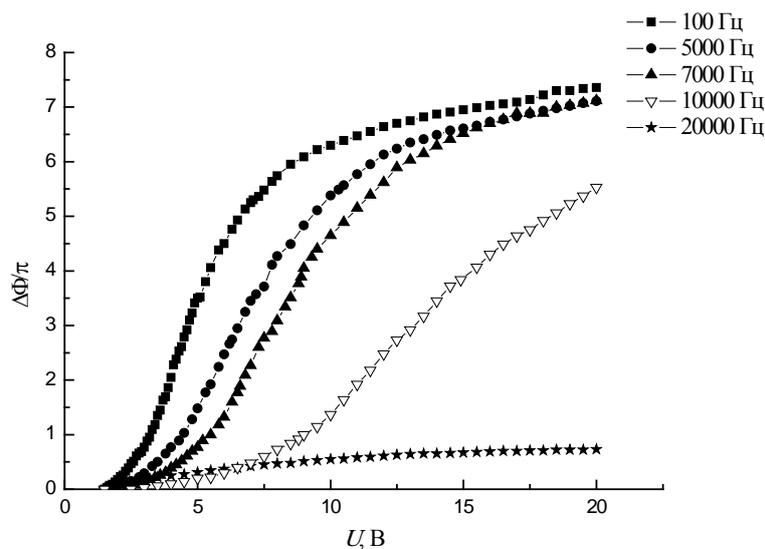


Рис. 29. Зависимости фазовой задержки от напряжения, приложенного с частотами 100 Гц, 5 кГц, 7 кГц, 10 кГц, 20 кГц к гомогенно ориентированной ячейки с двухчастотным НЖК-1001 (НИОПИК).

Экстраполяцией линейного участка зависимостей $\Phi(U)$ в области напряжений ниже 5 В (рис. 29) определяли при $U \rightarrow 0$ пороговое напряжение. На рисунке 30 приведены зависимости $U_{th}(f)$ для двух ячеек с разными граничными условиями межфазного взаимодействия. В интервале от 100 Гц до 5 кГц величина порога слабо зависит от частоты приложенного напряжения. Максимум зависимостей a и b (рис. 30) наблюдается на частоте 10 кГц, которую можно считать переходной для данного двухчастотного жидкого кристалла.

С увеличением частоты приложенного электрического поля $\epsilon_{//}$ уменьшается, в то время как ϵ_{\perp} остается постоянной (рис. 28). Таким образом, при приложении к слою ДЧЖК с параллельно-направленной ориентацией молекул напряжения с частотой $f_{НЧ} < f_c$ происходит переориентация диполей молекул с положительной диэлектрической анизотропией параллельно вектору электрического поля. Изменение направления директора ЖК при этом происходит за время отклика $\tau_{он}$. Приложение напряжения с частотой $f_{ВЧ} > f_c$ вызывает переориентацию диполей молекул с отрицательной диэлектрической анизотропией перпендикулярно вектору электрического поля. В результате этого происходит процесс релаксации молекул и возвращения директора ЖК в исходное положение. Время релаксации ДЧЖК τ_{off} определяется временем управляемого переключения полярного угла наклона директора к начальному углу наклона θ_p при приложении напряжения с частотой $f_{ВЧ}$.

Время τ_{off} для двухчастотного жидкого кристалла будет всегда меньше в несколько раз, чем время естественной релаксации в отсутствие электрического поля и зависит от величины приложенного напряжения, как и время отклика τ_{on} .

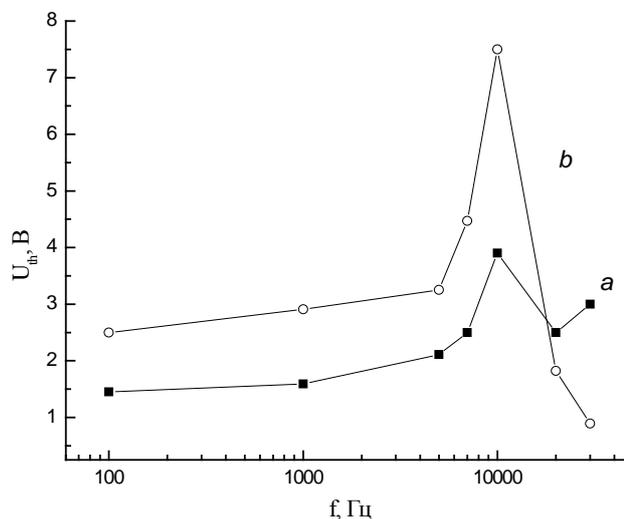


Рис. 30. Зависимости порогового напряжения от частоты синусоидального напряжения, приложенного к ЖК ячейкам, для S-эффекта.

На время подъема и спада оптического пропускания оказывает существенное влияние схема управления переключением, т.е. вариацией параметров напряжения постоянного и переменного электрического поля, прикладываемых к слою ДЧЖК. В оптических фазовых модуляторах света с исходной гомогенной ориентацией молекул ДЧЖК процесс подъема пропускания происходит в результате *splay* – деформации, приводящей к увеличению угла наклона директора относительно подложки в результате переориентации молекул ЖК вдоль направления электрического поля. Для управления процессом *splay* – деформации используют приложение постоянного или переменного НЧ напряжения. Процесс спада пропускания, связанный с релаксацией молекул, происходит в результате *bend* – деформации путем приложения переменного ВЧ напряжения.

При приложении к ячейке «а» с ДЧЖК ($\Delta n = 0,26$, $\Delta \varepsilon = 4,43$) синусоидального напряжения с амплитудой 32 В и частотой 1 кГц (рис. 31, *a*) время спада пропускания на длине волны 633 нм в результате упругой релаксации в слое толщиной 13 мкм составило 2,5 с. При управлении процессом релаксации путем приложения напряжения амплитудой 36 В и частотой 30 кГц (кривая *b* на рис. 31) происходил

процесс переориентации молекулярных диполей под действием упругих сил после прекращения действия HF поля.

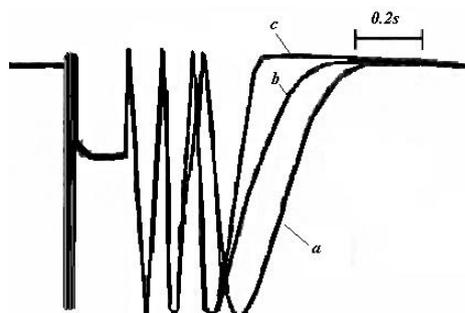


Рис. 31. Осциллограммы оптического отклика ячейки «а» с ДЧЖК при приложении синусоидального напряжения с амплитудой 32 В и частотой 1 кГц на длине волны 633 нм: *a* – естественная упругая релаксация; *b* и *c* управляемая релаксация в результате приложения синусоидального напряжения с амплитудой 36 В и частотой 30 кГц с разной длительностью 0,6с (*b*) и 1с (*c*).

Когда спад пропускания заканчивается полностью за время действия HF поля (кривая *c* на рис. 31), $\tau_{off} = 1$ с (табл. 4). При тех же напряжениях спад пропускания в ячейке «б» происходил в 4 раза быстрее за $\tau_{off} = 250$ ms (№5 в табл. 4).

Таблица 4. Схемы управления, амплитуды прикладываемых напряжений, времена отклика оптического пропускания и релаксации для ячеек с двухчастотным жидким кристаллом.

№ опыта	Ячейка	Схемы управления подъемом и спадом пропускания	$U_{nn}^{HЧ}$, U^* , В	τ_{on} , мс	$U_{nn}^{ВЧ}$, В	τ_{off}^{**} , с
1	а	Переменное напряжение с частотой 1 кГц	32	150	0	2,5
2	а	Переменное напряжение с частотой 1 кГц/ переменное напряжение с частотой 30 кГц	32	150	36	1
3	а	Прямоугольный импульс постоянного напряжения / переменное напряжение с частотой 30 кГц	30*	15	15	0,6
4	б	Переменное напряжение с частотой 1 кГц	32	90	0	2,5
5	б	Переменное напряжение с частотой 1 кГц/ переменное напряжение с частотой 30 кГц	32	90	36	0,25
7	б	Прямоугольный импульс постоянного напряжения / переменное напряжение с частотой 30 кГц	45*	6	33	0,6

* амплитуда постоянного напряжения;

** τ_{off} соответствует длительности действия ВЧ поля.

При приложении к ячейке «а» прямоугольного импульса постоянного напряжения амплитудой 30 В время подъема пропускания уменьшилось на порядок до 15 мс. Время спада в результате приложения синусоидального напряжения с амплитудой 15 В составило 0,6 с (табл. 4). Сравнимые ячейки отличались граничными условиями. В ячейке «б» на поверхность ориентирующего слоя GeO был нанесен тонкий слой а-С:Н, что привело у уменьшению начального угла наклона директора от 42 до 26 градусов и повышению порога электрооптического эффекта и увеличению фазовой задержки света в 1,5 раза. Использование схемы двухчастотного управления позволило на порядок уменьшить время τ_{off} у ячейки «б» по сравнению с временем естественной релаксации ДЧЖК (табл. 4) [34]

Время отклика и релаксации ДЧЖК обратно пропорционально квадрату приложенного напряжения. На рис. 32 показаны экспериментальные зависимости времени спада оптического пропускания для ячеек «а» и «б» от квадрата эффективного напряжения ВЧ поля, при условии, что τ_{off} соответствует длительности действия поля и постоянной амплитуде напряжения НЧ поля, приложенного для получения оптического отклика. Для управления процессом релаксации в ЖК ячейке «б» (кривая 1 на рис. 32) требуются более высокие напряжения по сравнению с ячейкой «а», что вызвано более высоким порогом электрооптического эффекта, который почти в два раза больше из-за присутствия на границе раздела фаз диэлектрического слоя а-С:Н.

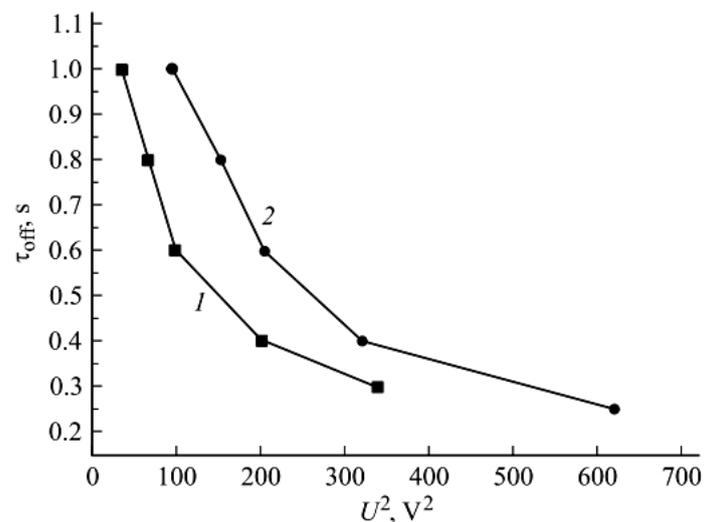


Рис.32. Зависимости времени релаксации от квадрата эффективного напряжения, приложенного к электродам НЖК ячеек «а» и «б» с частотой 30 кГц, полученные при $U_{m}^{НЧ} = 32$ В и условии, что τ_{off} соответствует длительности приложения ВЧ поля.

На рисунке 33 приведена осциллограмма электрооптического отклика модулятора с двухчастотным жидким кристаллом на длине волны 1,55 мкм. При приложении прямоугольного импульса напряжения постоянного тока с амплитудой 45 В время подъема пропускания с фазовой задержкой 2π составляло 2 мс. Время спада пропускания в результате релаксации ЖК при подаче ВЧ напряжения с амплитудой 70 В составило 17 мс. Время $\tau_{off} = 18$ мс было получено в гибридно-ориентированной ячейке с толщиной ДЧНЖК слоя в два раза меньше (8,5 мкм) с фазовой задержкой равной π на длине волны 1,55 мкм [35].

Результаты исследований свидетельствуют о том, что динамика процесса релаксации при двухчастотном эффекте представляет собой сложный процесс, на который влияют как внешние факторы (граничные условия, параметры управляющих электрических полей), так и сложные электрофизические процессы, происходящие в слое ЖК. Сравнение разных методов управления двухчастотным эффектом в фазовых модуляторах на длине волны 633 нм показало эффективность управления подъемом пропускания в двухчастотном жидком кристалле приложением прямоугольного импульса напряжения постоянного тока.

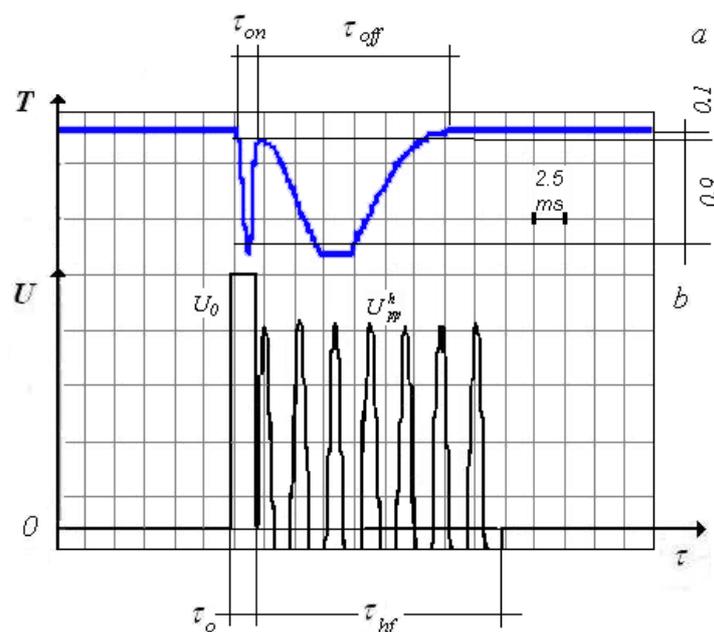


Рис. 33. Осциллограмма электрооптического отклика модулятора при фазовой задержке 2π на длине волны 1,55 мкм (а), полученная при приложении управляющих напряжений $U_0 = 45$ В и $U_{HF} = 70$ В (б). Толщина слоя ДЧНЖК 13,3 мкм.

Управление ДЧЖК с $f_c = 31$ кГц при температуре 32° путем включения специальных коротких импульсов с высокой амплитудой обеих управляющих частот для быстрой переориентации директора позволила

авторам работы [36] экспериментально получить время переключения в микросекундном диапазоне времени. Для ориентации ДЧЖК использовали наклонно напыленные в вакууме слои SiO₂, которые обеспечивали угол наклона директора около 45°. Быстрое включение ЖК ячейки было получено подачей короткого импульса напряжения амплитудой ~50 В и длительностью 100 мкс. Затем достигнутый уровень пропускания поддерживали подачей небольшого напряжения (2 В) с частотой 7 кГц. Процесс релаксации ускорялся при приложении импульса напряжения амплитудой 25 В с длительностью 120 мкс и $f_h=50$ кГц. При толщине слоя ЖК (MLC-2048), равной 14,5 мкм, изменение фазы на 4π для излучения с длиной волны $\lambda=633$ нм достигалось за 0,5 мс. Подача коротких импульсов напряжения с высокой амплитудой инициирует быструю переориентацию директора в НЧ и ВЧ полях. Однако увеличение амплитуды напряжения может приводить к электрическому пробое ЖК модулятора. В то же время высокие амплитуды приложенного напряжения могут вызывать избыточное вращение молекул при увеличении угла наклона директора НЖК.

§ 3.5. Управление пропусканием твист ячеек с двухчастотным жидким кристаллом

Использование электрооптического твист-эффекта в устройствах с двухчастотным жидким кристаллом позволяет существенно повысить их быстродействие [37]. Для переключения оптического пропускания твист ячеек с двухчастотным нематическим жидким кристаллом, используют различные схемы управления оптическим откликом.

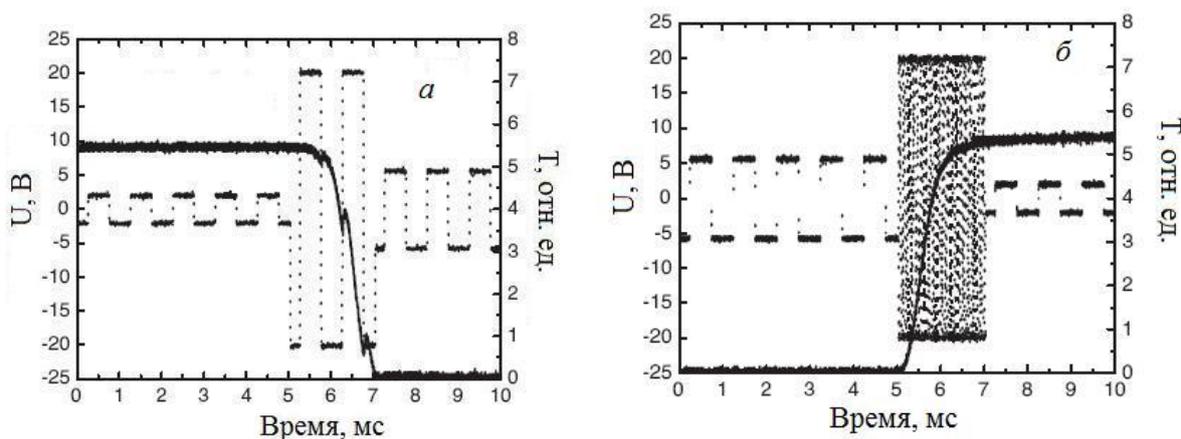


Рис. 34. Осциллограммы включения (а) и выключения (б) аттенуаторов с помощью пакетов НЧ и ВЧ импульсов.

В промежуточный период подавалось поддерживающее напряжение с меньшей амплитудой, удерживающее молекулы ЖК в состояниях, соответствующих минимуму рис. 34, (а), и максимуму пропускания (б) [38]. Так, например, в аттенуаторе с ДЧЖК была использована схема управления, которая включала в себя переключение НЧ и ВЧ пакетами напряжения.

Следует отметить, что процессы управляемой ВЧ электрическим полем релаксации, являются более сложными по сравнению с процессом естественной упругой релаксации. Экспериментально было установлено, что при управлении пропусканием модулятора на твист-эффекте с помощью внешних НЧ и ВЧ электрических полей, на заднем фронте осциллограммы электрооптического отклика возможно появление дополнительной осцилляции во время приложения или после снятия напряжения, которая приводила к увеличению времени релаксации.

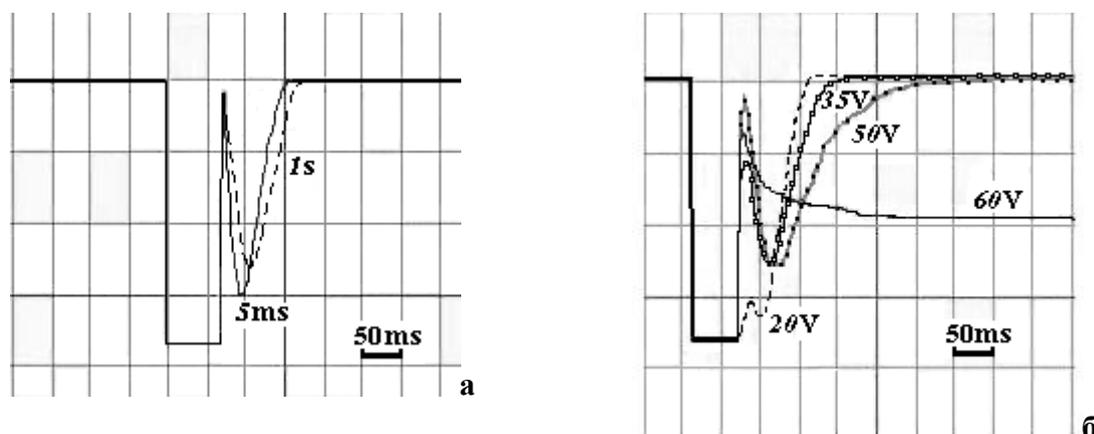


Рис. 35. Осциллограммы электрооптического отклика ЖК модулятора на длине волны 1,55 мкм в зависимости от параметров ВЧ поля: а) длительности действия при $U_{ВЧ} = 60$ В ($\tau_{ВЧ} = 60$ мс, $U_{ВЧ} = 10$ В); б) амплитуды напряжения при $\tau_{НЧ} = 50$ мс при $U_{ВЧ} = 60$ В и $\tau_{НЧ} = 50$ мс, $\tau_{ВЧ} = 1$ с.

На длине волны 1,55 мкм, дополнительная осцилляция наблюдалась на заднем фронте отклика во время действия ВЧ электрического поля (рис. 35 а), а не после снятия напряжения. Длительность действия ВЧ поля слабо влияла на положение максимума осцилляции (рис. 35 а) и вызывала лишь незначительное уменьшение его интенсивности. Более существенное влияние на интенсивность осцилляции оказывала амплитуда ВЧ напряжения. Слабая осцилляция на заднем фронте осциллограммы возникала при $U_{ВЧ} = 20$ В (рис. 35 б), при напряжениях более 30 В увеличивалось время релаксации. Если повышение $U_{ВЧ}$ до 60 В позволило избавиться от осцилляции на заднем фронте осциллограммы на длине волны 0,86 мкм, то на длине волны 1,55 мкм это не дало никакого положительного эффекта [39].

С уменьшением толщины слоя ЖК влияние НЧ и ВЧ полей на процесс релаксации усиливается. Путем введения промежуточного периода между действием НЧ и ВЧ полей порядка 10 мкс, во время которого никакое напряжение к НЖК не прикладывается, избыточное вращение может быть сведено до минимума [40]. Оптимизацией режимов управления оптическим пропусканием модуляторов и параметров НЧ и ВЧ электрических полей можно минимизировать время релаксации. Введение дополнительного периода в режим управления, между моментами снятием НЧ напряжения, поддерживающего пропускание, и подачей ВЧ напряжения, возвращающего директора ДЧЖК в исходное состояние, позволяют уменьшить время релаксации при твист-эффекте. Увеличение времени остановки τ_r (rest) привело к исчезновению осцилляции на заднем фронте осциллограммы для $\lambda = 0,86$ мкм, а на длине волны 1,55 мкм осцилляция на заднем фронте осциллограммы исчезла при $\tau_r = 100$ мс, однако при этом τ_{off} увеличилось.

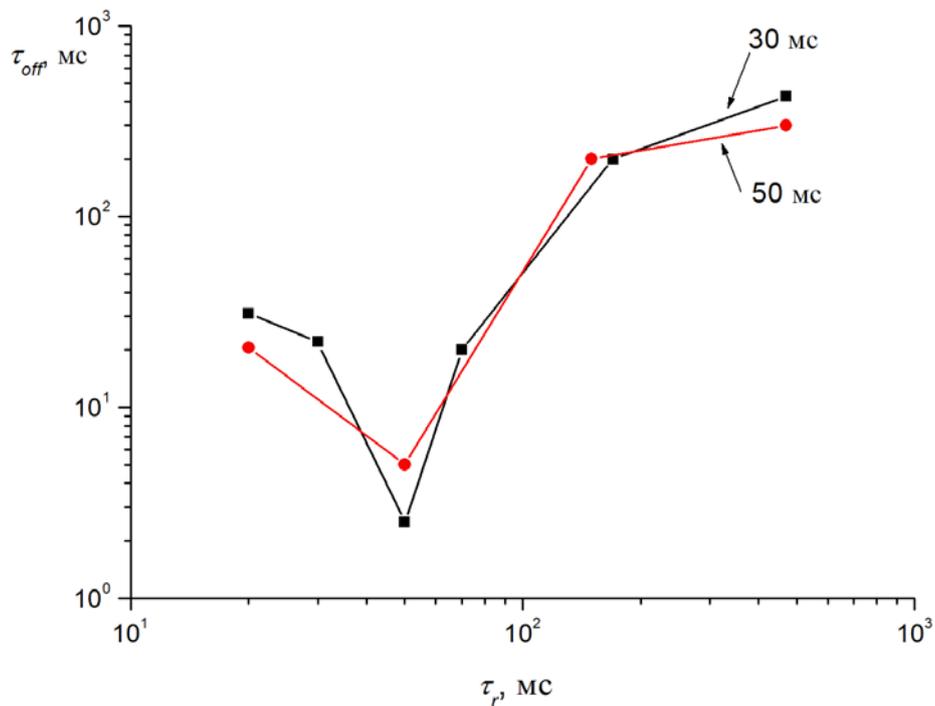


Рис. 36. Зависимость времени релаксации τ_{off} на длине волны 0,86 мкм от длительности паузы τ_r между моментами приложения НЧ и ВЧ напряжений к модулятору с толщиной слоя ЖК, равной 6,2 мкм.

Зависимости времени τ_{off} от τ_r для модулятора на длине волны 0,86 мкм, полученные при длительностях действия поддерживающего напряжения, соответствующих 30 мс и 50 мс приведены на рис. 36. Минимумы кривых свидетельствует о существовании оптимального времени $\tau_r = 50$ мс, обеспечивающее для данного модулятора минимальное

время $\tau_{off} = 2,5$ мс. Дальнейшее увеличение времени τ_r между состояниями «on» и «off» при твист-эффекте приводило к повышению времени τ_{off} . Если τ_r мало, то процесс вращения молекул мешает выключению. В схеме управления переключением, упругая релаксация молекул двухчастотного жидкого кристалла происходит до момента завершения обратного потока. Переключение директора в исходное положение осуществлялось путем приложения к слою жидкого кристалла пакета ВЧ синусоидальных колебаний напряжения. Когда τ_r большое, устройство переключается подачей ВЧ напряжения после установления равновесия профиля угла наклона, что приводит к замедлению процесса релаксации в состояние «off» и увеличению времени релаксации τ_{off} .

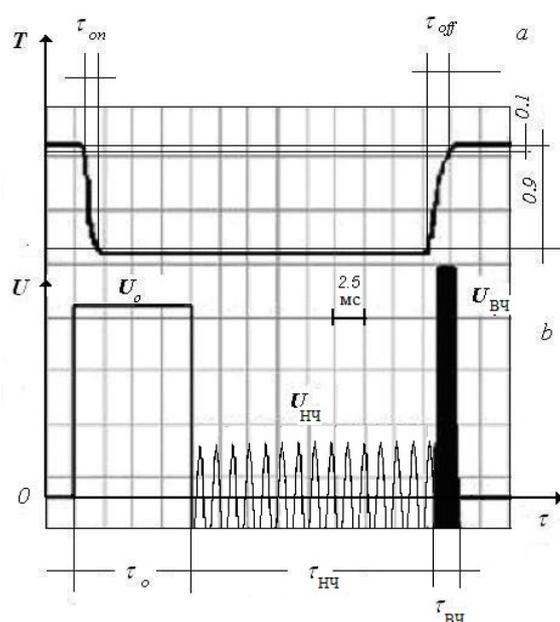


Рис. 37. Осциллограмма электрооптического отклика ЖК модулятора, работающего на твист-эффекте на длине волны 1,55 мкм (а), полученная при применении управляющих напряжений (б): $U_0=30$ В, $\tau_0=10$ мс, $U_{HЧ}=10$ В, $\tau_{HЧ}=20$ мс, $U_{ВЧ}=60$ В, $\tau_{ВЧ}=2.5$ мс.

Для ускорения переключения двухчастотного жидкого кристалла к ячейке с толщиной слоя 6,3 мкм последовательно прикладывали импульс постоянного напряжения, пакет НЧ колебаний для удержания пропускания на минимальном уровне и пакет ВЧ колебаний напряжения электрических полей. Изменение амплитуды и длительности управляющих напряжений, приложенных к модулятору, показаны на рис. 37, б. Осциллограмму электрооптического отклика ДЧЖК модулятора, полученную в оптимальном режиме управления твист эффектом, иллюстрирует рис. 37, а. Для переключения из исходного состояния "off", когда $U = 0$, в состояние "on", на модулятор подавали прямоугольный импульс напряжения U_0 постоянного тока длительностью τ_0 (рис. 37, б). Пропускание ЖК ячейки

при этом падало, как видно на рис. 37, а. Далее для поддержания пропускания ЖК-ячейки в состоянии "on" подавался пакет синусоидальных НЧ колебаний с частотой 1 кГц, амплитудой $U_{НЧ}$ и длительностью $\tau_{НЧ}$.

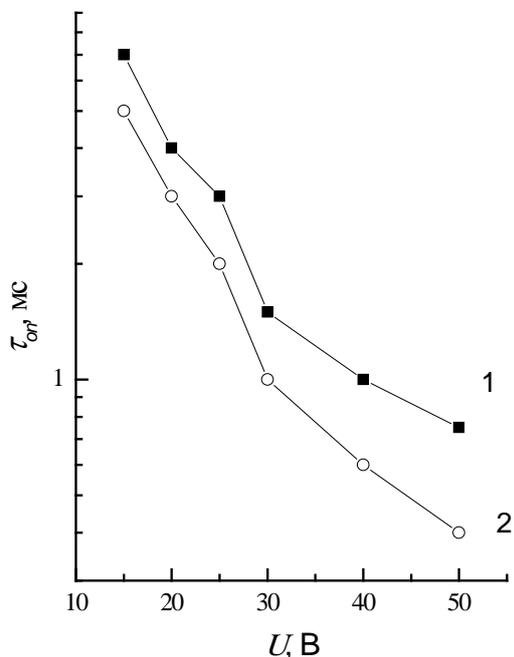


Рис. 38. Экспериментальные зависимости τ_{on} от U_0 , полученные для ЖК модулятора, работающего на твист-эффекте на длинах волн 0,65 мкм (а) и 1,55 мкм (б). Толщина слоя ДЧЖК 7 мкм.

Переключение ЖК-ячейки из состояния "on" в исходное состояние "off" осуществляли путем подачи пакета синусоидальных ВЧ колебаний с частотой 30 кГц, амплитудой $U_{ВЧ}$ и длительностью $\tau_{ВЧ}$. В результате этого пропускание восстанавливалось, как видно на рис. 37, а. На рисунке 38 приведены экспериментальные зависимости времени τ_{on} от напряжения постоянного тока U_0 (прямоугольный импульс с длительностью $\tau_0 = 10$ мс) для оптического отклика для длин волн $\lambda = 0,65$ мкм (кривая 1) и $\lambda = 1,55$ мкм (кривая 2). При увеличении амплитуды U_0 от 10 В до 50 В время отклика τ_{on} уменьшается в пять раз от 1,5 мс до 0,3 мс [22].

§ 3.6. Вариация начального угла наклона директора в ячейках с двухчастотным жидким кристаллом

Разработка устройств на основе двухчастотных жидких кристаллов требует теоретического и экспериментального изучения динамики процессов переориентации и релаксации молекул в электрическом поле и влияния на неё начального угла наклона директора. Исследование динамических характеристик ячейки с квазигомеотропной твист-структурой, сформированной в слое двухчастотного нематического жидкого кристалла показало, что увеличение начального угла наклона директора до 60° позволило уменьшить время отклика [41].

Квазигомеотропная твист-структура формировалась с помощью текстурированной поверхности слоя GeO, наклонно напыленного в вакууме. Осциллограмма оптического отклика такой ячейки с двухчастотным жидким кристаллом (ЖК-1001, НИОПИК, Москва) с

толщиной слоя, равной 6,4 мкм, полученная в результате оптимизации параметров ВЧ и НЧ электрических полей, приведена на рис. 39.

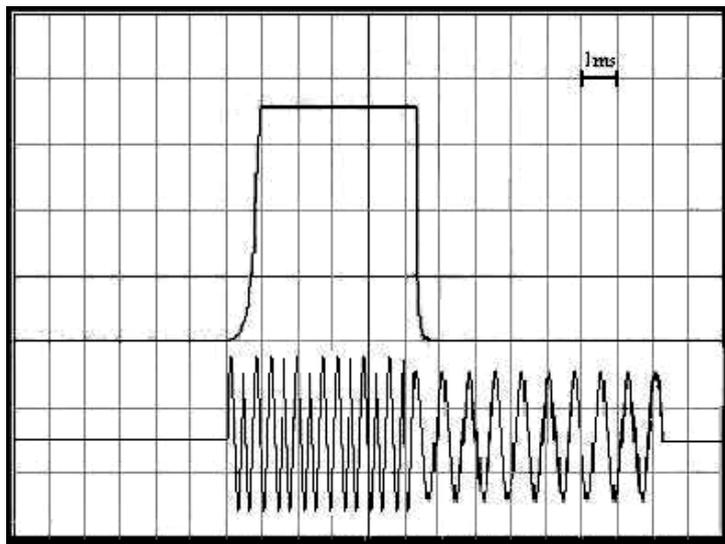


Рис. 39. Осциллограмма электрооптического отклика ЖК ячейки с квазигомеотропной твист-структурой, полученная при управлении процессом переориентации ДЧЖК с помощью переменных электрических полей с частотой 30 кГц и 1 кГц при $U_{ВЧ} = U_{НЧ} = 60$ В, $t_{ВЧ} = 4$ мс и $t_{НЧ} = 10$ мс.

Переключение ячейки с квазигомеотропной твист-структурой из-за большого начального угла наклона директора осуществлялось путем приложения напряжения с частотой 30 кГц. Достигнутый уровень пропускания поддерживался ВЧ полем с напряжением 60 В в течение 4 мс, а затем подавалось НЧ напряжение с частотой 1 кГц для возвращения директора в исходное состояние, как видно на рис. 39. Время отклика ЖК ячейки, соответствующее периоду подъема пропускания от 10% до 90% было равно 1 мс, а время релаксации 0,5 мс. Увеличение начального угла наклона директора ДЧЖК позволило не только повысить быстродействие твист-ячейки, но и упростить схему управления ее переключением по сравнению с результатами работы [41].

Однако недостатком квазигомеотропной твист-структуры, является ее неустойчивость, что вызвано слабой энергией сцепления на межфазной границе с ДЧЖК. Необратимый переход квазигомеотропной твист-структуры в гомеотропную структуру жидкого кристалла произошел в результате многократного переключения ячейки, о чем свидетельствует осциллограмма ее электрооптического отклика на рис. 40. Приложение ВЧ поля в этом случае вызывало только деформацию поперечного изгиба слоя жидкого кристалла в направлении вектора электрического поля. Возвращение молекул в исходное состояние под действием НЧ поля

происходило в результате продольной деформации слоя ЖК. При этом времена τ_{on} и τ_{off} значительно увеличились.

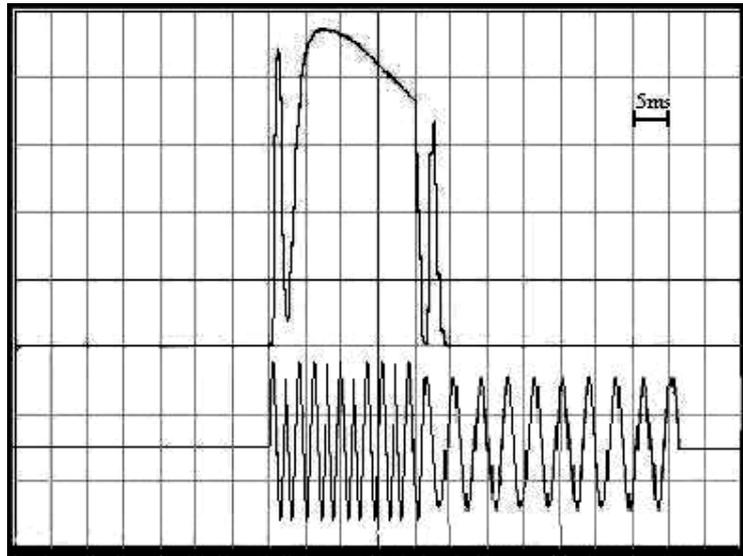


Рис. 41. Осциллограмма электрооптического отклика после перехода из квазигомеотропной твист-структуры в гомеотропную структуру в результате многократного переключения исследуемой ЖК ячейки. $U_{ВЧ} = U_{НЧ} = 60$ В, $t_{ВЧ} = 20$ мс и $t_{НЧ} = 100$ мс.

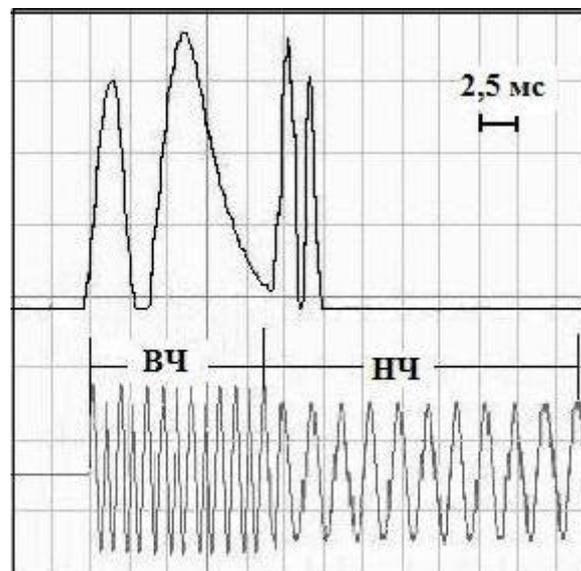


Рис. 42. Электрооптический отклик при переключении ЖК ячейки с ДЧЖК с $\theta_p = 84^\circ$ путем приложения ВЧ и НЧ напряжений, равных 65 В и 60 В длительностью 15 мс и 20 мс, соответственно.

Исследования динамика процессов процесс переориентации молекул двухчастотного нематического жидкого кристалла в результате упругой *bend*-деформаций в ВЧ поле происходит медленнее, чем процесс *splay*-

деформации в НЧ поле. Время τ_{on} при фазовой задержке, равной 4π было больше, чем время τ_{off} при одинаковых амплитудах приложенных напряжений, как видно на рис. 42. Причиной этого является более высокое пороговое напряжение для *bend*-деформации, которое было около 5 В, что значительно больше, чем для *splay*-деформация слоя т.к. $K_{33} \gg K_{11}$ у двухчастотного жидкого кристалла. Повышение порога электрооптического эффекта приводит к уменьшению знаменателя дроби в формуле (2.15) и увеличивает время отклика.

Зависимости времен переключения ячеек от начального угла наклона директора показаны на рис. 43. Исследования проводились на плоскопараллельных ячейках с толщиной слоя ДЧЖК около 8 мкм. Вариацию начального угла наклона директора получали, используя для ориентации молекул жидкого кристалла, слои двуокиси церия SeO_2 и монооксида германия GeO , имеющие текстурированную поверхность. Начальный угол наклона директора ЖК варьировали путем изменения угла наклона подложек относительно вертикальной оси вакуумной камеры, а также, изменяя толщину ориентирующего слоя [42]. Углы θ_p , полученные для случаев *bend*- и *splay* деформации слоя ДЧЖК в ячейках, составляли в сумме $90^\circ \pm 2^\circ$.

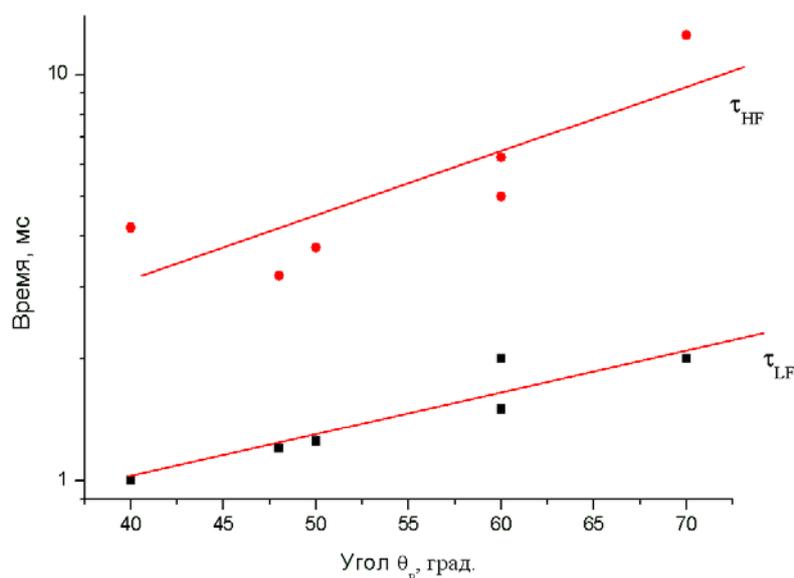


Рис. 43. Зависимости времени τ_{LF} (квадрат), τ_{HF} (круг) от начального угла наклона директора ДЧЖК.

Переключение ячеек использовались пакеты синусоидальных с частотой, равной 1 кГц или 30 кГц напряжением 60 В. Эффективное напряжение, приложенное к слою ЖК было в $\sqrt{2}$ раз меньше и составляло около 43 В. Последовательность приложения НЧ или ВЧ напряжения к

ячейкам зависела от начального угла наклона директора. Для углов θ_p близких к 45° вначале осуществляли *splay*-деформацию слоя, прикладывая к нему напряжение с частотой 1 кГц, а при углах θ_p более 45° для переориентации молекул использовали инвертированный режим, т.е. сначала осуществляли *bend*-, а затем *splay*-деформацию слоя ДЧЖК.

За время отклика и релаксации принимали время, соответствующее изменению фазовой задержки света в ЖК ячейке на 2π на длине волны 0,65 мкм. Времена *splay*-деформации соответствует $\tau_{HЧ}$ и *bend*-деформации – $\tau_{BЧ}$ на рис. 43. При приложении к ДЧЖК ячейкам напряжения с частотой 1 кГц время отклика изменялось от 1 мс до 2 мс. Тогда как при приложении напряжения с частотой 30 кГц время отклика было больше и изменялось от 3 до 9 мс с увеличением начального угла наклона директора ДЧЖК. Минимальные времена $\tau_{HЧ}$ и $\tau_{BЧ}$, равные 1 и 4 мс (рис. 43), соответствовали начальному углу наклона директора ДЧЖК около 40° . На рис. 43 видно, что независимо от начального угла наклона директора время *bend*-деформации двухчастотного жидкого кристалла больше [42]. При постоянной амплитуде приложенного напряжения и одинаковой толщине слоя ДЧЖК, разница времен $\tau_{HЧ}$ и $\tau_{BЧ}$ у ячеек, наблюдаемая в эксперименте, связана с разными порогами для *S* и *B* электрооптических эффектов.

ГЛАВА 4

ОРИЕНТАЦИЯ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Представленный в предыдущих главах материал свидетельствует о существенном влиянии граничных условий не только на начальный угол наклона директора жидкого кристалла и порог электрооптического эффекта Фредерикса, но и на динамику оптического отклика в результате процесса переориентации молекул в электрическом поле. Создание однородной ориентации молекул нематического жидкого кристалла для формирования одноосного монокристалла является одним из основных технологических процессов в изготовлении всех ЖК устройств. Направление ориентации директора в слое ЖК относительно границы раздела фаз может быть параллельным (гомогенная ориентация), наклонным или вертикальным (гомеотропная ориентация) и зависит от физико-химических свойств поверхности и жидкого кристалла, а также энергии сцепления на границе раздела фаз. Ориентация директора в слое нематического жидкого кристалла определяется конкурирующими процессами объемного и поверхностного взаимодействия молекул ЖК. Выравнивание молекул жидкого кристалла происходит в результате межфазного взаимодействия с поверхностью твердого тела, обладающей анизотропией свойств. Топология рельефа поверхности играет ключевую роль в механизме анизотропно-упругого взаимодействия на границе раздела фаз. Ориентация длинных осей молекул внутри слоя жидкого кристалла происходит благодаря их межмолекулярному взаимодействию. Исследование структуры поверхности и влияние ее на ориентацию

Способы ориентации жидких кристаллов на поверхности твердого тела можно разделить на две основные группы. К одной из них относятся способы, основанные на анизотропно-упругом взаимодействии молекул жидкого кристалла с поверхностью неорганических и органических материалов с искусственно созданной анизотропией рельефа. К другой группе относятся способы, основанные на межмолекулярном взаимодействии между молекулами ЖК и концевыми группами органических полимерных материалов и молекулярных слоев в результате образования химических или водородных связей, а также диполь – дипольного взаимодействия.

Одним из простых способов получения параллельной однонаправленной ориентации молекул жидкого кристалла является полировка поверхности в одном направлении посредством хлопчатобумажной ткани. Параллельную ориентацию можно получить,

нанеся предварительно изолирующий мягкий слой, на котором затем создают систему бороздок путем рифления, бомбардировкой частицами или при воздействии оптического излучения. Анизотропия рельефа может быть получена в результате вакуумного напыления тонкой термостойкой пленки, когда испаритель находится под углом к плоскости пластин. Равномерную ориентацию можно получить обработкой поверхности или слоя ориентирующего материала ионным пучком, направленным под углом к ней.

Исключить стадию натирки поверхности для создания анизотропии её свойств позволяет осаждение паров мономера, направленных под малым углом падения к поверхности пластин. Для этого могут быть использованы жидкие мономеры из группы метилакрилатов, метилметакрилатов, виниловых мономеров, силанов, хлорсиланов и силиоксанов. Длинноцепочечные молекулы полимера, образующиеся после нагрева в печи до температуры полимеризации, обеспечивают параллельную ориентацию ЖК. Полимерную ориентирующую пленку можно также получить испарением исходного полимера в вакууме [43]. Недостатком способов, основанных на осаждении мономера, является необходимость проведения полимеризации слоев путем процесса термообработки или фотополимеризации.

Традиционным способом получения гомеотропной ориентации ЖК является введение поверхностно-активных веществ (ПАВ) непосредственно в объем нематического ЖК или обработкой ПАВ поверхности подложек. Молекулы ПАВ при контакте с подложкой адсорбируются на поверхности и изменяют энергию межфазного взаимодействия. Известно много способов ориентации жидких кристаллов, основанных на использовании ПАВ [44]. Недостатком их является возможность понижения концентрации адсорбированных молекул ПАВ в направлении от заливочного отверстия к его периферии, что ведет к неравномерной ориентации жидкого кристалла.

Большинство ПАВ может быть нанесено непосредственно на подложку при адсорбции из растворов или по методу Лэнгмюра-Блоджетт [58]. Структура монослоев ПАВ и ориентация жидкого кристалла на их поверхности зависят от плотности адсорбированных молекул. ПАВ наносят обычно на подложку осаждением из органических или водных растворов. Монослои ПАВ на поверхности, полученные в результате физической адсорбции, нестабильны во времени. Взаимодействие полярных молекул нематических жидких кристаллов или примесей с молекулами ПАВ может приводить к изменению структуры ориентирующего слоя и нарушению ориентации.

Гомеотропную ориентацию нематических жидких кристаллов можно получить с помощью полимерных пленок на основе полисилоксанов и металорганических соединений кремния и титана [43]. Способ включает несколько основных стадий: приготовление пленкообразующего раствора, нанесение покрытия, сушка и отверждение. Используемые полимеры должны быть склонны к гидролизу и поликонденсации.

С расширением применения жидкокристаллических устройств и повышением требований к их качеству развиваются и совершенствуются способы получения ориентации молекул жидких кристаллов. Основным направлением развития этих методов является расширения возможности вариации начального угла наклона *директора*, т.к. от величины этого угла зависят оптические и динамические характеристики ЖК устройств.

§ 4.1. Вариация начального угла наклона директора с помощью полиимидных ориентирующих слоев

Метод натирания поверхности полимера остается доминирующим процессом выравнивания жидких кристаллов в производства ЖК-дисплеев. Различные полимеры, такие как акриловые и виниловые полимеры, а также на основе поливинилового спирта были протестированы для изготовления ЖК-дисплеев. Благодаря стабильности электрических характеристик наиболее подходящим материалом был признан полиимид, который широко используется в мировой практике. Для создания однонаправленной ориентации поверхность полимера натирают в одном направлении. Процесс формирования ориентирующей поверхности в этом случае включает в себя три основных стадии: нанесение на поверхность пластин (или экранов) тонкого слоя полиимидной смолы из раствора, термическую обработку слоя для удаления растворителя и сшивания структуры полимера с последующей натиркой поверхности для создания анизотропии ее свойств.

Полимерные слои наносят из раствора мономера методом центрифугирования или окунания. После термической обработки, которая увеличивает энергоемкость процесса, поверхность полиимида натирают для придания ей анизотропных свойств. Механизм получения анизотропии поверхности полимера и ориентации на ней молекул нематического жидкого кристалла иллюстрирует рис. 44. В производстве ЖК-дисплеев [45] подложки, покрытые полимером, натирают с помощью вращающегося барабана, покрытого тканью с короткими волокнами путем перемещения подложки. Типичная машина, используемая для натирания, состоит из

вращающегося барабана и перемещающейся платформы с подложкой. Принцип действия этого устройства иллюстрирует рис. 45.

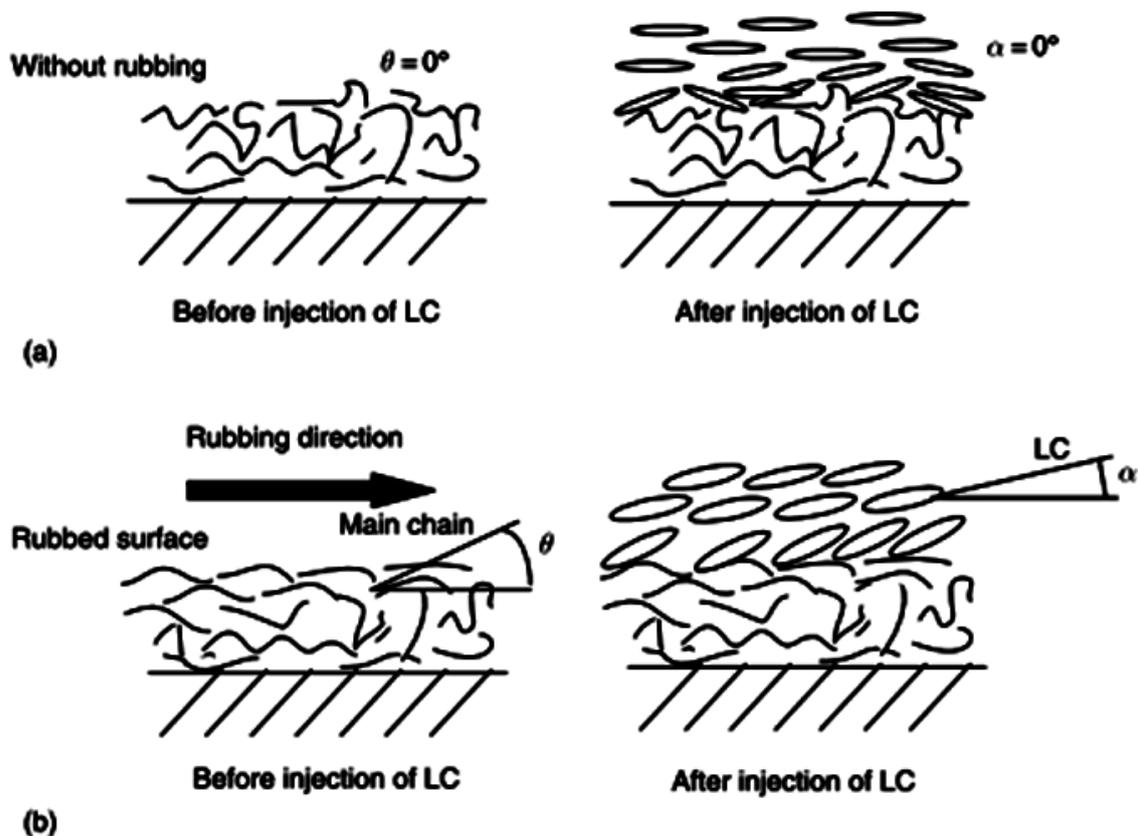


Рис. 44. Иллюстрация поверхности полимера и ориентации на ней молекул жидкого кристалла до и после её натирания.

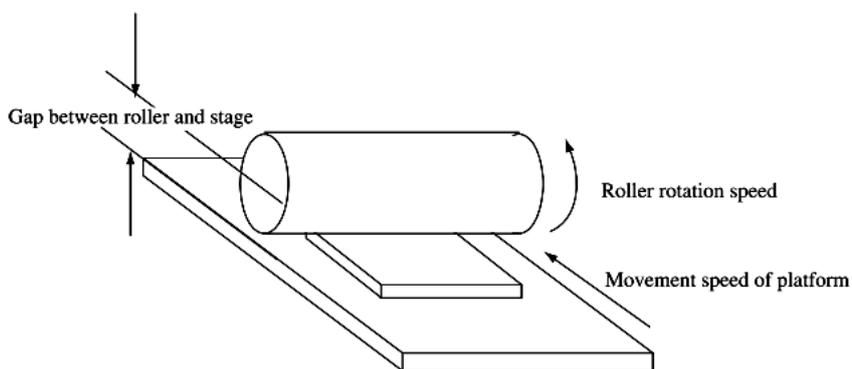


Рис. 45. Схематическое изображение натирающего устройства.

Барабан или подложка движутся с постоянной скоростью, но при этом скорость вращения барабана несколько сотен оборотов в минуту. Зазор между барабаном и платформой регулируется для изменения усилия

надавливания. Несмотря на недостатки этого метода, он позволяет осуществлять выравнивание молекул ЖК на большой площади. Качество ориентации жидких кристаллов влияет на качество изображения и надежность ЖК-дисплеев, и зависит от равномерности процесса натирания поверхности, а также усилия при трении. Сила и плотность натирания полиимидного слоя влияют на ориентацию жидкого кристалла.

Слабое усилие при натирании создает неомогенную, частично модифицированную поверхность ПИ и неоднородную ориентацию вдоль направления натирания. В режиме сильного натирания можно получить бездефектную ориентацию [46]. Дальнейшее увеличение усилия может вызвать уменьшение угла наклона и усиление энергии сцепления, а также способствует термостабильности угла наклона.

Для вариации начального угла наклона директора жидкого кристалла можно использовать смесь растворов вертикально и планарно ориентирующих полиимидных продуктов. Слой, полученный таким образом, затем отжигался для имидизации и натирался в соответствии с технологией получения анизотропии ориентирующих слоев.

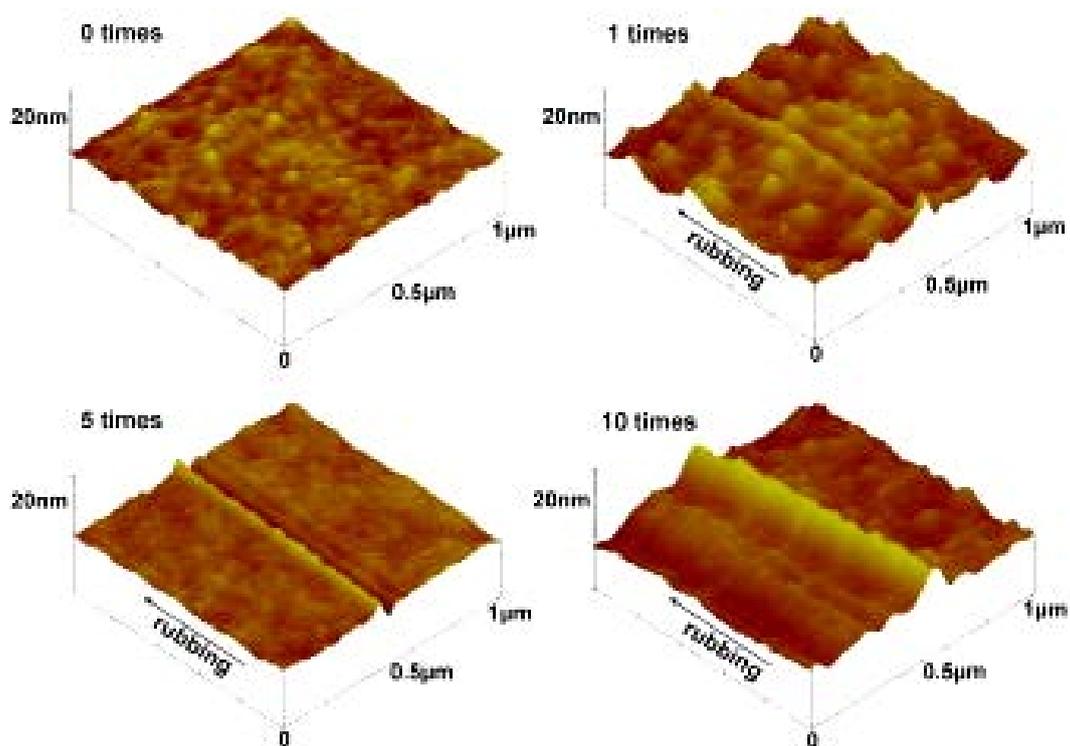


Рис. 46. АСМ изображение натертой поверхности полиимида в двойном ориентирующем слое для различного числа натираний.

Толщина слоев изменялась путем вариации концентрации раствора, что позволяло контролировать угол наклона в интервале $5,5^\circ \leq \theta_p \leq 87^\circ$. При этом поверхностная энергия как смешанных, так и вертикально-ориентирующих слоев в отличие от планарно-ориентированных слоев зависела от их толщины [47]. Используя двойной ориентирующий слой можно получить промежуточный угол наклона от 90° до 20° в результате контроля натирания [48]. Создание промежуточного угла наклона играет важную роль в снижении энергии активации и потребляемой мощности, а также позволяет ускорить оптический отклик ЖК-дисплеев. В результате натирания двойного ориентирующего слоя возникает конкуренция между областями гребня в пользу вертикального выравнивания и областями канавок в пользу плоского выравнивания, что приводит к вариации углов наклона (рис. 46). Двойной ориентирующий слой позволяет получить промежуточный угол наклона путем обычного процесса натирания без модификации полиимида или изменения процесса ориентации. В двойном ориентирующем слое оба верхний и нижний слой влияют на выравнивание молекул, тем самым, определяя угол наклона директора жидкого кристалла.

Трение поверхности диэлектрика вызывает электростатический эффект, который может приводить к загрязнению ее посторонними примесями и снижать качество ориентации. Даже слабое механическое натирание может вызывать локальные дефекты, которые обнаруживаются на конечной стадии изготовления ЖК-дисплеев. Поэтому в настоящее время уделяется большое внимание альтернативным методам создания анизотропии поверхности ориентирующих жидкие кристаллы слоев с помощью УФ излучения и ионных пучков, без контакта с поверхностью.



Рис. 47. Схема двухступенчатого процесса имидизации с помощью УФ излучения [49].

Для генерации угла наклона директора был использован метод глубокой ультрафиолетовой фотополимеризации двойного слоя горизонтально и вертикально ориентирующего полиимида. Метод позволяет увеличить энергию сцепления. Подложку со слоем помещали на горячую платформу с температурой 220°C для имидизации в вакууме (рис. 47). Во время этого процесса полиимид экспонировали поляризованным УФ излучением, индуцируя анизотропию азимутального направления на ориентирующем слое. Затем следовала экспозиция неполяризованным излучением, направленным под углом, чтобы вызвать анизотропию полярного угла наклона директора [49].

Параллельная ориентация в слое жидкого кристалла была получена обработкой слоев ПИ линейно поляризованным УФ излучением с длиной волны 266 нм и плотностью мощности 8 Дж/см². Средний угол наклона ЖК молекул относительно нормали к поверхности уменьшался с увеличением времени экспозиции в УФ поверхности ПИ [5]. Анизотропия поверхности ПИ пленки, определяемая по спектрам поглощения поляризованного ИК излучения, увеличивалась в результате разложения полиимидных цепей во время облучения линейно поляризованным УФ и достигала максимальной величины при плотности мощности 10⁵ Дж/см². Однако полученные значения были существенно меньше анизотропии, генерируемой натиранием ПИ. Причиной этого является незначительная разница между скоростями разложения полиимидных цепей, ориентированных параллельно и перпендикулярно направлению поляризации УФ света [51]. Исследование ИК спектров ПИ тонких пленок толщиной 10 нм в зависимости от времени экспозиции линейно-поляризованным УФ светом показали, что наибольшая анизотропия разложения наблюдается на начальной стадии процесса облучения [52].

Исследования поверхности полиимида, облученного ионным пучком, с помощью атомно-силового микроскопа (рис. 48), КР спектроскопии и спектральной эллипсометрии показали, что ЖК ячейки с гомогенной ориентацией демонстрировали электрооптическое поведение, подобное ориентации натертой поверхностью полиимида. Вместе с тем морфология поверхности и молекулярные связи после облучения поверхности ионным пучком отличались от механически натертой поверхности. На облученной поверхности формировалась гидрогенизированная аморфная углеродоподобная структура с короткими главными цепями, в то время как механическое натирание мало влияет на структуру и изменение состава полиимидных слоев. В результате обработки поверхности полиимида ионами толщина слоя уменьшалась от 120 нм до 18 нм, в то время как процесс натирания не влияет на толщину полиимидного слоя [53].

Угол наклона молекул жидких кристаллов можно контролировать, используя обычные полиимидные материалы, допированные наночастицами POSS (Polyhedral Oligomeric Silsequioxanes) в разной концентрации, которые спонтанно вызывают вертикальную ориентацию [54]. Добавление этих наночастиц в ПИ, обеспечивающий гомогенную ориентацию, изменяет поверхностную энергию ориентирующего слоя и вызывает вариацию угла наклона в интервале $0^\circ < \theta_p < 90^\circ$ в зависимости от изменения концентрации от 0 до 0,16 вес. %.

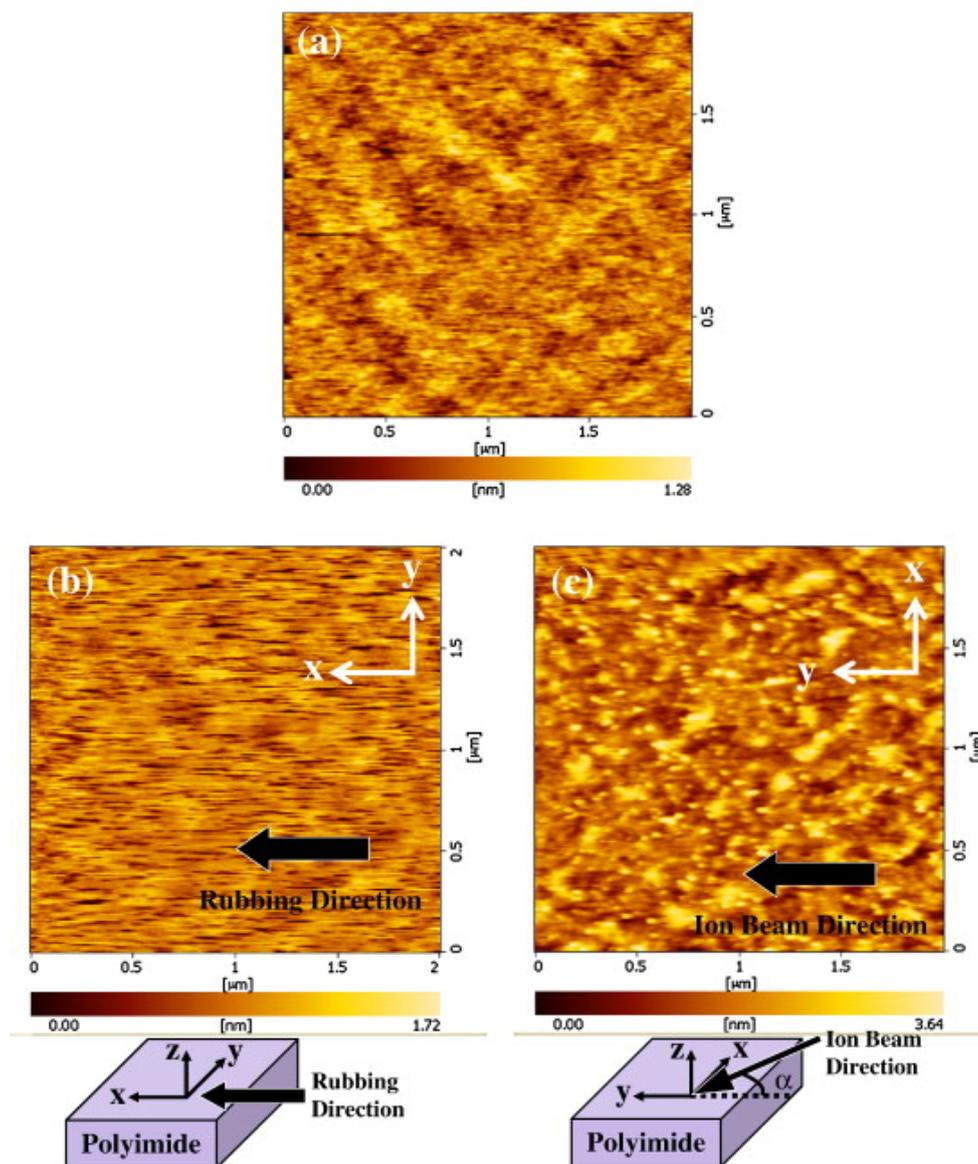


Рис. 48. Морфология поверхности полиимидных слоев: (а) не обработанная, (б) натертая вдоль оси натирания x , (с) обработанная ионным пучком под углом $\alpha = 30^\circ$ к $y-z$.

§ 4.2. Вариация начального угла наклона директора с помощью текстурированных ориентирующих поверхностей

Жидкий кристалл можно ориентировать, используя текстурированную поверхность неорганических материалов с анизотропией рельефа. Такую поверхность получают методом наклонного напыления слоев в вакууме. Способы напыления материалов зависят от температуры испарения вещества. Например, для напыления монооксида германия использовалось резистивное испарение вещества из лодочки [9,10]. Тугоплавкие окислы испаряют, используя электронно-лучевое или лазерное испарение. Изменяя угол наклона подложек относительно вертикали, можно варьировать начальный угол наклона *директора* в широких пределах, обеспечивая изменение ориентации жидкого кристалла от наклонной до гомеотропной.

Изучение структуры поверхности слоев CeO_2 , наклонно напыленных с помощью CO_2 лазера, показало, что изменение расположения подложек в вакуумной камере приводит к модификации рельефа поверхности. На рис. 49 приведены изображения поверхности слоев CeO_2 , полученных на подложках, расположенных под углами 35° и 0° (рис. 49 *a* и *b*). У образца «*a*» не наблюдается анизотропии рельефа поверхности в отличие от образца «*b*» (рис. 49, *b*), на поверхности которого можно выделить направление чередования выступов и канавок рельефа.

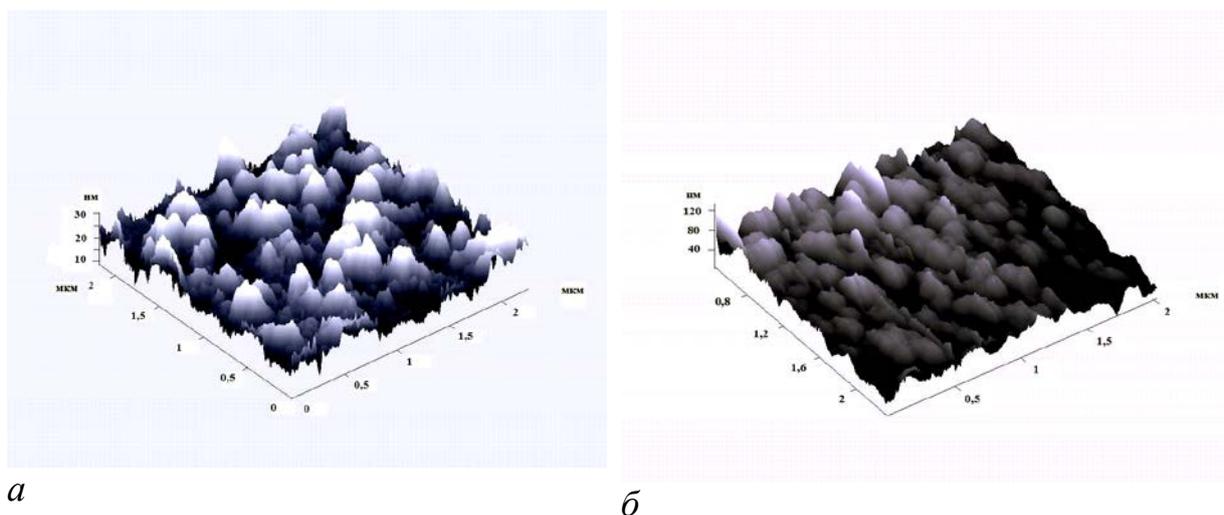


Рис. 49. Изображения поверхности слоев CeO_2 у образцов «*a*» и «*b*», площадью $2 \times 2 \text{ мкм}^2$, полученные с помощью атомно-силового микроскопа на основе сканирующей головки «SMENA» фирмы NT-MDT;

Эти особенности текстуры поверхности сравниваемых образцов слоев CeO_2 привели к существенному отличию начального угла наклона *директора* в собранных на их основе ЖК ячейках. На поверхности слоя

CeO_2 с выраженной анизотропной структурой (рис. 49, б) формировалась наклонная ориентация жидкого кристалла, а на слоях CeO_2 (рис. 49, а), – квазигомеотропная структура с углом $\theta_p \geq 60^\circ$ [55].

Слои оксидов кремния SiO_x можно получать наклонным осаждением с помощью ионного распыления и термического испарения этого материала. Эксплуатационные характеристики и морфология поверхности слоя, полученного ионным распылением, показали слабую зависимость от угла падения в интервале от $71,4$ до $53,5$ градусов, но при этом резкое их изменение в диапазоне углов ниже $39,0$ градусов. При термическом испарении происходит непрерывное и постепенное изменение этих характеристик в зависимости от угла осаждения [56].

Нематический жидкий кристалл может быть ориентирован вертикально путем наклонного испарения аморфных пленок $\alpha\text{-SiO}_x$ при вращении подложек. Однако поведение жидкого кристалла при электрооптическом переключении вдоль неупорядоченных направлений приводит к дисклинационным линиям. Одновременное использование ионной обработки поверхности позволило получить однородную ориентацию без дисклинационных линий. С помощью рентгеновской дифракции и фотоэмиссионной спектроскопии было установлено, что вертикальная ориентация может быть достигнута при значении x , приближающемся к $1,5$ у поверхности $\alpha\text{-SiO}_x$ пленок. Начальный угол наклона может контролироваться изменением параметров ионного пучка, таких как энергия, угол падения и время обработки [57].

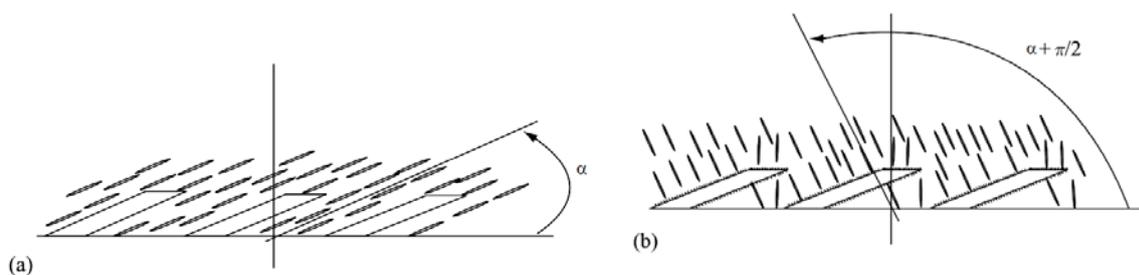


Рис. 50. Ориентация молекул жидкого кристалла на поверхности слоя SiO , напыленного наклонно (а) без обработки поверхности активным агентом, с обработкой поверхности активным агентом (б) [58].

При обработке поверхности наклонно напыленных слоев поверхностно-активным веществом можно получить гомеотропную ориентацию [58]. Обработка наклонно напыленного слоя SiO поверхностно-активным веществом или последующее осаждение

плазменно-полимеризованного тетрафторэтилена существенно изменяли направление директора. Необработанные поверхности оксида кремния производили наклонную ориентацию жидкого кристалла, а обработанные поверхности вызывали вертикальную ориентацию молекул. Изменения, происходящие при этом, схематически иллюстрирует рис. 50 [58]. Если угол наклона, производимый слоем SiO равен α (рис. 50, а), то после обработки можно получить угол $\alpha + \pi/2$ (рис. 50, b).

В последнее десятилетие получили развитие и другие способы ориентации жидких кристаллов. К ним относятся способы ориентации с помощью слоев на основе аморфного гидрогенизированного углерода. Такие слои получают, используя ионно-плазменные методы. Для формирования анизотропии свойств и получения однородной ориентации на ней молекул жидкого кристалла используют бесконтактные методы путем обработки ионными пучками или воздействуя УФ излучением. Подробно анализ свойств ориентирующих слоев на основе аморфного углерода дан в [59,60].

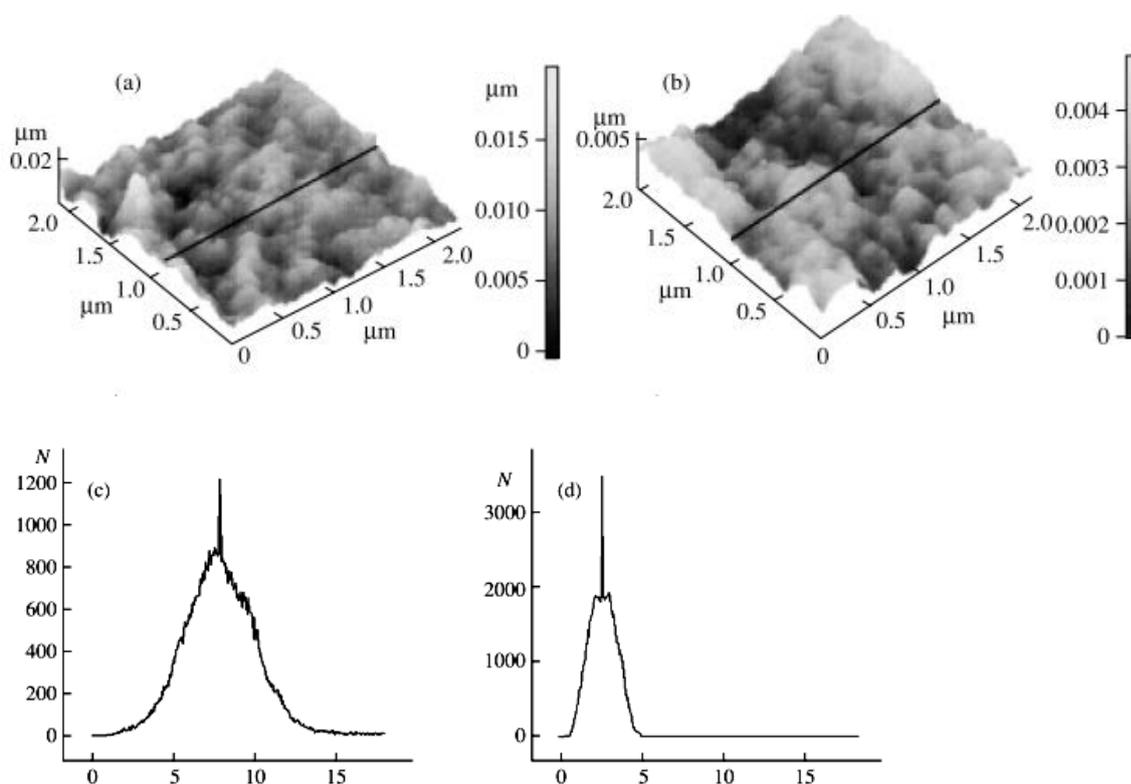


Рис. 51. Изображения поверхности GeO (а) и комбинированной поверхности GeO / а-C:H (b), полученные в атомно-силовом микроскопе на основе сканирующей головки «SMENA» фирмы NT-MDT. Площадь сканирования $2 \times 2 \text{ мкм}^2$. Профиль рельефа сканировали вдоль линии, показанной на изображениях поверхностей [10].

Если на текстурированную поверхность нанести тонкий слой аморфного углерода, то угол наклона можно уменьшить. Модификация поверхности GeO в результате осаждения тонкого слоя a-C:H приводила к значительному уменьшению высоты неровностей рельефа и среднего их отклонения без существенного изменения топологии структуры слоя (рис. 51) [10].

Приведенные в этой главе способы модификации ориентирующей поверхности не исчерпывают всего их многообразия. В соответствии с изменением требований к вновь разрабатываемым устройствам на основе жидких кристаллов, развитием техники и технологии они постоянно совершенствуются.

ГЛАВА 5

ОПТИЧЕСКИЕ КОМПОНЕНТЫ НА ОСНОВЕ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ ДЛЯ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ СИСТЕМ

Телекоммуникации на основе оптоволоконных сетей широко используются сегодня для передачи информации. Первоначально использование оптических систем связи сводилось к высокоскоростной передаче информации от точки к точке. На концах таких линий данные преобразовывались из оптической в электронную форму, а все задачи по контролю, управлению, коммутации и маршрутизации выполнялись оборудованием, работающим с цифровыми сигналами. Оптические сети благодаря уникальным свойствам волокна, разнообразию и прогрессу, достигнутому в интегрируемых в них оптических устройствах, обладают высокими скоростями, большой емкостью и возможностью изменения конфигурации и протяженности. Сегодня оптические сети претерпели значительные изменения, став полностью динамическими, и все больше функций выполняется над оптическими сигналами без преобразования их в электрические сигналы. Оптоэлектрические преобразователи составляют существенную долю общей стоимости сети. Снижение суммарного числа таких преобразователей должно способствовать уменьшению стоимости сетей, понижая общее энергопотребление и площадь, занимаемую оборудованием. Замена оптоэлектрических преобразователей на оптические позволит увеличить коэффициент готовности сети в целом и обеспечит работу с гораздо более высокоскоростными потоками информации. В этом случае транзитный поток информации должен проходить через промежуточные узлы, оставаясь в оптической форме.

Для прохождения больших объемов информации через оптоволоконные сети используются разные длины волн, поэтому необходимы сложные системы их разделения и уплотнения. Для любой сложной системы необходимо, чтобы существовал способ извлечения отдельного волнового канала из сигнала, передающего составные длины волн. Условием нормального функционирования устройств, предназначенных для преобразования и разделения каналов, является возможность добавлять или уменьшать требуемое число каналов. Основным требованием к таким устройствам является возможность извлекать или добавлять отдельную длину волны из серии длин волн. Увеличение требований к оптическим коммуникациям привело к повышению требований к мультиплексным сумматорам. Перестраиваемое суммирующее устройство, в котором выделенная волна может быть перестроена или изменена, является наиболее желательным. Процесс изменения длин волн не должен влиять на сигнал, проходящий на другой

длине волны через устройство, и не должен испытывать никакой интерференции в течение процесса перестроения.

Существующий стандарт синхронных оптических сетей SONET (synchronous optical network) заключается в том, что время восстановления при разрыве сети оптических коммуникаций должно быть менее 50 мс. Оптический отклик при переключении системы SONET не должен превышать это время. Отношение контраста или коэффициента затухания для применения устройства в оптических коммуникациях должно быть не менее 25 дБ, предпочтительнее – 40 дБ. Оптические коммуникации работают в С-полосе (1530–1560 нм) и должны иметь минимальные потери в оптическом волокне, так же как разделение длин волн в объединенных сетях. Оптические переключатели имеют большое число входящих и выходящих каналов. Они должны иметь время переключения менее 10 мс, низкое управляющее напряжение, высокий уровень оптической и электронной интеграции и быть поляризационно-независимыми.

Для развития динамических оптических сетей с коммутацией каналов необходимо создание их элементной базы. Функционирование и обслуживание телекоммуникационных систем требует огромного количества разнообразных как пассивных, так и активных оптических компонентов, переключающих и регулирующих частоту, фазу и амплитуду входящего оптического сигнала: оптических коммутаторов и переключателей, перестраиваемых лазеров, оптических фильтров, компенсаторов дисперсии и селективных аттенюаторов, адаптированных для работы в ИК области спектра.

Для создания оптических компонентов используют различные технологии, такие как термооптическую, электрооптическую, акустооптическую, магнитооптическую, а также жидкокристаллическую. Выбор технологии для создания устройства определяется техническими требованиями к нему, заданными параметрами, надежностью эксплуатации, ценой и энергопотреблением.

Оптический (16×16) переключатель на основе электрооптического эффекта в неорганических материалах, таких как LiNbO_3 , состоит из 448 переключающих элементов, упакованных в 23 модуля [61]. Недостатком применения такого устройства в волноводной технологии является невозможность монтировать много входящих и выходящих сетей, что связано с потерей прочности и высокими оптическими потерями [62].

Оптические микроэлектромеханические системы MEMS (microelectromechanical systems) основаны на вертикальном вращении микрзеркал на кремниевой подложке [63]. На рисунке 52 приведена схема переключения вращающегося вертикального зеркала (а) и ее изображение,

полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа (б). Время переключения такого компонента составляло менее 400 мкс, а оптические потери для одномодового волокна – 1,25 дБ. Переключающее напряжение было 80 В для угла 45°.

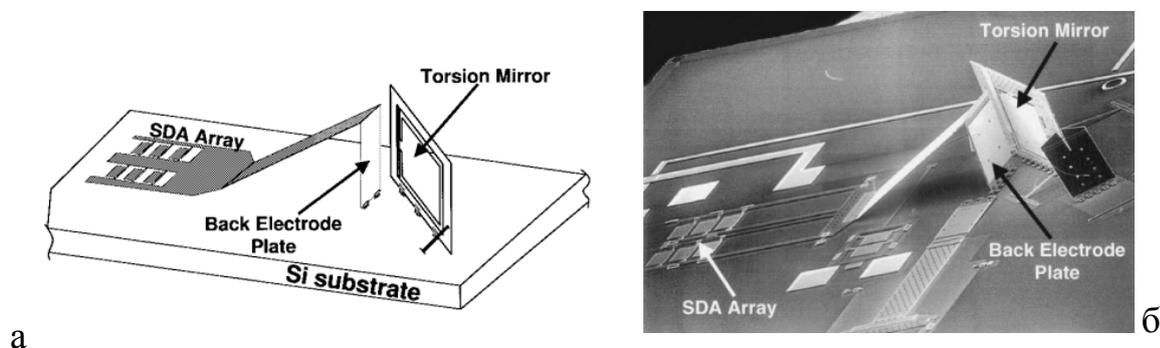


Рис. 52. Схема переключения вращающегося вертикального зеркала (а) и ее изображение с помощью сканирующего электронного микроскопа (б).

MEMS могут быть использованы для создания больших переключающих матриц, работающих со свободным распространением коллимированного пучка. Для получения времени переключения ниже 10 мс необходимы высокие управляющие напряжения в несколько десятков вольт, а размер матрицы ограничен дифракционными потерями из-за расширения Гауссовых пучков в свободном пространстве [62].

Перестраиваемые оптические аттенюаторы VOA (variable optical attenuator) на основе MEMS обеспечивают работу в динамическом диапазоне до 40-50 дБ и быстродействие до 100 мкс [64-67]. При этом их внутренние потери на длине волны 1,55 мкм при максимальном ослаблении не превышают 1 дБ. К недостаткам MEMS относится наличие движущихся деталей, что усложняет технологический процесс их изготовления, повышает вероятность брака и является главным препятствием для их массового производства и внедрения, а также их высокая стоимость.

В устройствах, основанных на эффекте полного внутреннего отражения, так называемых «пузырьковых-переключателях» (bubble-switch), переключение происходит при изменении показателя преломления материала, находящегося на границе раздела с кварцевым волноводом, когда тот переходит из парообразного состояния в жидкую фазу. Потери пропускания на точку пересечения такого оптического переключателя составляли 0,07 дБ при перекрёстном затухании 70 дБ и времени переключения, равном 1 мс [68]. Максимальный размер матрицы этого

переключателя ограничен высокими управляющими токами, которые необходимы для поддержания стабильного образования пузырей [62].

Использование термооптического эффекта в инертных материалах, таких как стекло, способствовало дальнейшему совершенствованию технологии переключения. Этот эффект широко используется для изготовления оптического переключателя с конфигурацией интерферометра Маха-Цандера (Mach-Zehnder – MZI) основанного на технологии прохождения плоской волны. Термооптический матричный переключатель, использующий двойное MZI переключение в кварце, имел средние потери на выходе, равные 6,6 дБ и среднее отношение ослабления 53 дБ [69]. Высокая общая потребляемая мощность, необходимая для его работы, равная 17 Вт является недостатком этой технологии.

Работа оптических компонентов на жидких кристаллах основана на переориентации молекул в тонких слоях под действием электрического поля, что сопровождается изменением амплитуды, фазы и поляризации проходящего через этот слой света. Достоинствами ЖК материалов являются прозрачность в ближней ИК области спектра и высокая оптическая анизотропия, а также близкие со свойствами оптического волокна показатель преломления и оптические потери.

5.1. Фотонные устройства на основе жидких кристаллов

ЖК компоненты оптических волоконных сетей обладают определенными преимуществами по сравнению с устройствами MEMS, обычно используемыми для тех же целей. Для ЖК устройств характерны быстрое время переключения, низкое управляющее напряжение и потребляемая мощность, а также высокая надежность [70]. Однако время отклика и характеристики ЖК устройств зависят от длины волны и температуры, что следует учитывать.

Оптические ЖК переключатели могут быть разделены на два основных класса: 1 – пространственно-временные модуляторы света, основанные на свободном переключении в пространстве; 2 – интегрированные оптические волноводные переключатели. Оптические переключатели, отнесенные к указанным классам, основаны на изменении поляризации света в ЖК устройствах, работающих на твист-эффекте, или управлении цифровой голограммой, записанной электрически в СЖК модуляторе [62]. В волоконной оптике известны применения ЖК устройств в качестве переключателей, фильтров, аттенюаторов, эквалайзеров, поляризационных контроллеров, имитаторов фазовой задержки и других оптических компонентов.

Благодаря совместимости с технологией широкомасштабной интеграции (Very Large Scale Integration – VLSI) для создания интегрированных цепей путем комбинации тысячи транзисторов в один чип ЖК оптоволоконные устройства являются очень привлекательными для массового производства. Фотонные ЖК устройства могут быть стандартизированы по тем же критериям, как обычные оптоволоконные компоненты. Однако качественные критерии фотонных оптоволоконных ЖК компонентов могут отличаться от других подобных устройств [71].

Интегрированные ЖК переключатели, работающие независимо от состояния поляризации входящего света, состоят из делителя поляризации, двух конверторов поляризации и блока объединения поляризации [72]. Дифракция в оптическом переключателе может управляться путем приложения напряжения [73,74]. Оптическое переключение может осуществляться путем изменения показателя преломления на границе раздела фаз в ЖК ячейке [75,76].

В оптических переключателях может быть использован принцип интерферометра Маха-Цандера с переключаемой СЖК ячейкой, с помощью которого можно контролировать относительный сдвиг фаз между двумя коллимированными пучками когерентного источника света [77], или ЖК ячейка – фильтр Фабри-Перро, интегрированная в волновод (кремний на диэлектрике с высоким коэффициентом контраста) [78]. Интерферометр используется для измерения малых фазовых сдвигов в одном из двух лучей или изменения длины пути.

Для высокоскоростных коммуникационных сетей могут быть использованы оптические компоненты на основе СЖК и НЖК. Переключающее оптическое устройство, состоящее из СЖК модулятора и светоделителя поляризации, может контролировать поляризацию четырех поляризованных пучков, передающих изображение из входящих каналов 1 и 2 в соответствующие выводящие каналы 1 и 2, как показано на рис. 53.

Неполяризованный свет из входящего волокна разлагается на две ортогональных поляризации, которые затем поворачиваются с помощью пространственно-временного модулятора света и собираются на выводящем волокне, передавая входящее неполяризованное излучение в соответствующий выводящий канал. Передача изображения зависит от амплитуды и знака напряжения, приложенного к модуляторам. Время отклика такого переключателя равно 5 мс при напряжении 30 В. Устройство имеет характерную шкалу серости и малую дисперсию длин волн, что делает возможным перераспределение интенсивности между входящим и выходящим светом внутри видимой области [79].

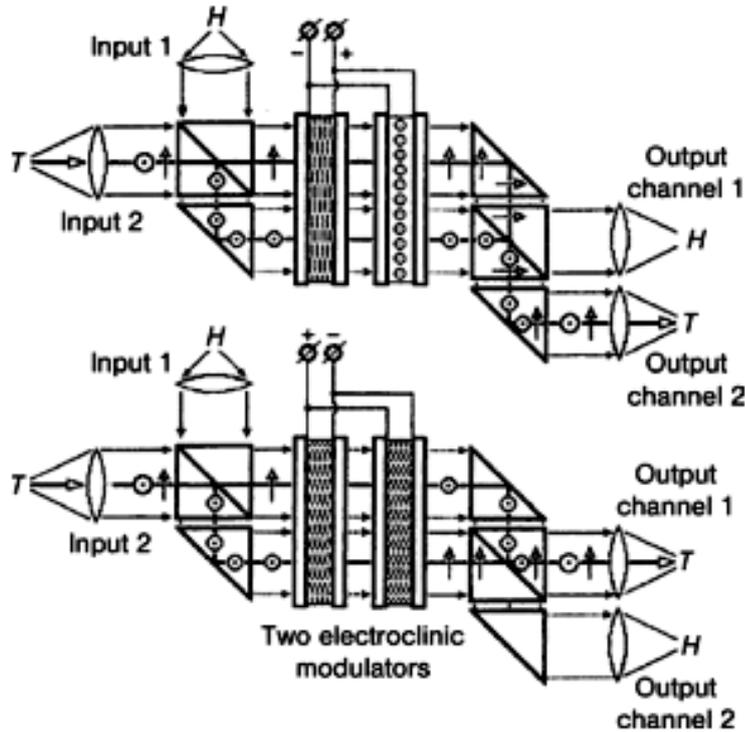


Рис. 53. Схема переключения неполяризованного света между двумя входящими и выходящими каналами, состоящая из двух светоделителей поляризации и двух СЖК модуляторов, установленных последовательно. Передача изображения (букв «Н» и «Т») показаны для двух различных случаев.

Электроклинный эффект в СЖК, представляющий собой фазовый переход между смектикой А и смектикой С, осуществляемый с помощью электрического поля, слабо зависит от длины волны света. Время переключения устройства на его основе составляет 5 мс при напряжении 30 В [80]. Однако для переключения необходимы две ячейки, т.к. одна ячейка не позволяет вращать плоскость поляризации на 90° . Эффект деформированного геликоида в СЖК не зависит от температуры в широкой области. СЖК затворы на основе этого эффекта позволяют получить время отклика меньше, чем 1 мс в температурной области от 20 до 80°C [71]

В качестве волоконно-оптических переключателей могут быть использованы НЖК переключатели, работающие на основе полного внутреннего отражения света. В НЖК возможно переключение только одной поляризации света. Время переключения, равное 1 мс, может быть получено для амплитуды импульса напряжения, равной 5 В [81].

В ЖК устройстве отражательного типа один из электродов представляет собой пикселированную матрицу, состоящую из алюминиевых электродов, являющихся одновременно отражающими зеркалами [82]. В зависимости от начальной ориентации директора ЖК и

поляризации падающего излучения, а также от напряжения питания, отраженный линейно поляризованный луч на выходе структуры может иметь ту же поляризацию, что и входящий, или может быть развернут относительно него на 90° .

Оптический компонент на основе твист-эффекта в НЖК может вращать линейно поляризованный свет на выходе ЖК системы на любой угол. Уменьшению времени переключения способствует увеличение угла закрутки твиста. В твист ЖК ячейке с углом закрутки твиста, равным 270° , время отклика было менее 5 мс [80]. НЖК структура, расположенная между двумя четверть волновыми пластинами, может работать как контролируемый поляризационный ротор [84]. Плоскость поляризации проходящего света может вращаться в зависимости от фазы, возникающей в твист-структуре при различных напряжениях [85].

Вращение плоскости поляризации света в зависимости от напряжения в интервале углов 0 и 90° можно осуществлять, используя конструкцию, состоящую из поляризатора и двух гомогенных ячеек, размещенных под углом 45° по отношению друг к другу. Одна из ячеек контролирует изменение фазы, а другая является фиксированной четверть волновой пластиной, как показано на рис. 54.

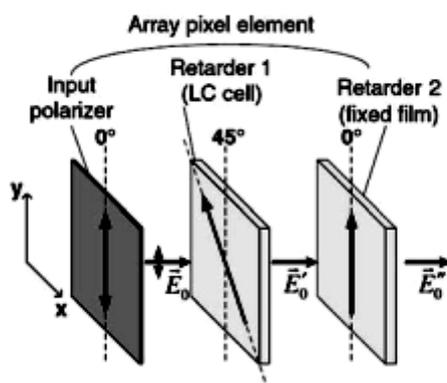


Рис. 54. ЖК устройство вращения поляризации, состоящее из двух фазовых замедлителей, один из которых контролируется напряжением. Плоскость поляризации вращается между 0° и 90° .

Эффект двулучепреломления в НЖК был использован в байпасном оптическом переключателе, состоящем из двух температурно-стабилизированных НЖК ячеек со временем переключения менее 200 мкс [86]. Принцип действия переключателя заключается в том, что две последовательно расположенные НЖК ячейки со скрещенными оптическими осями корректируют релаксацию двулучепреломления, выключаясь одновременно (рис. 55). Таким образом, скорость переключения оптического компонента может быть выше, чем время

отклика НЖК ячейки. Ячейки могут быть согласованы с определенной длиной волны волокна путем подгонки толщины зазора.

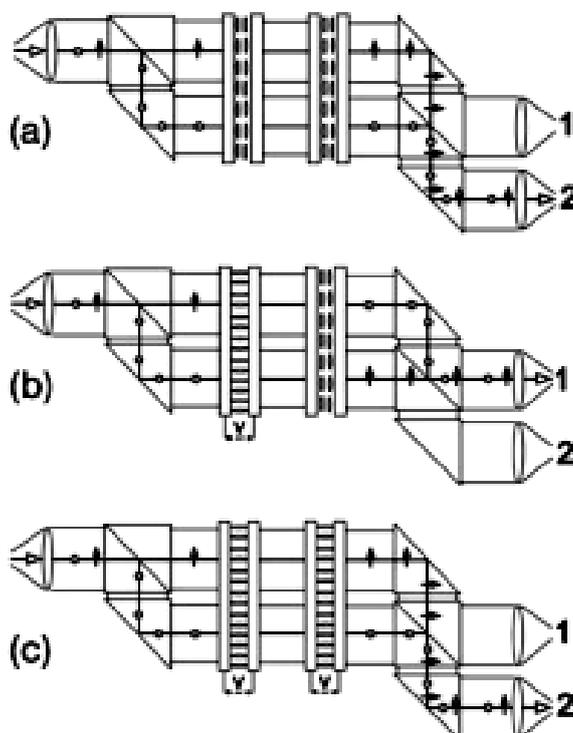


Рис. 55. Байпасный оптический переключатель, состоящий из двух НЖК ячеек.

Для контроля непредсказуемых изменений или отклонений поляризации, которые возникают от поляризационно-зависимых компонент волоконно-оптической системы, могут использоваться регуляторы поляризации. Диаграмма на рис. 56 иллюстрирует переход от точки 1 к конечной точке 4, отслеживая два промежуточных перехода от точек 2 и 3. Такой оптический компонент, основанный на эффекте контролируемого двулучепреломления, состоит из трех НЖК ячеек с начальной гомогенной ориентацией, расположенных последовательно. Время переключения в зависимости от ЖК материала составляет порядка 10 мс на длине волны 1,3 мкм [87]

Контролировать световой пучок в плоскости НЖК слоя позволяет использование эффекта переключения в плоскости. Экспериментально показано, что направление светового пучка может значительно изменяться путем рефракции или отражения света на границе между областями с различной ориентацией молекул НЖК при управлении электрическим полем [88].

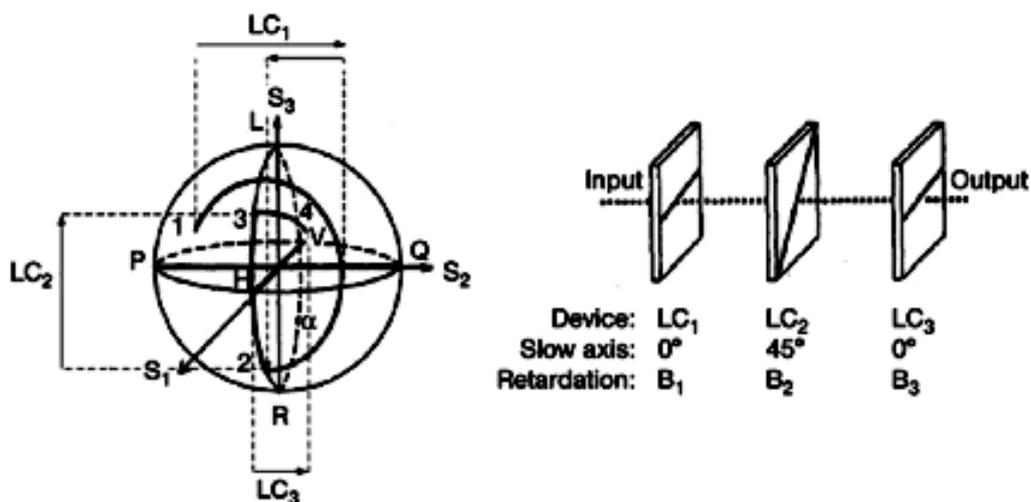


Рис. 56. Регулятор поляризации, состоящий из каскада трех ЖК ячеек. Эта конфигурация позволяет осуществлять быстрый произвольный переход состояний поляризации на сфере Пуанкаре.

5.2. Оптические компоненты на основе двухчастотного нематического жидкого кристалла

Одним из перспективных направлений повышения быстродействия ЖК устройств является использование двухчастотного электрооптического эффекта в НЖК, преимуществом которого является возможность управления с помощью электрического поля не только процессом переориентации молекул для изменения пропускания оптического сигнала, но и процессом релаксации их в исходное состояние [89]. Время отклика при двухчастотном переключении в НЖК может быть менее 1 мс [90]. Использование бистабильного твист-эффекта в оптических переключателях позволяет понизить их мощность, так как в этом случае переключенное состояние поддерживается без напряжения [92].

В гибридной твист-структуре нематика с углом закрутки твиста, равном 120° , благодаря использованию хиральной добавки, было получено время включения, равное 1 мс при толщине слоя ЖК около 4 мкм. Время выключения оптического сигнала при этом составило 16 мс [43]. Трехпозиционный переключатель на основе гибридно-ориентированного двухчастотного жидкого кристалла имеет три устойчивых равновесных состояния: в отсутствие напряжения (а), при подаче НЧ напряжения (б) и при подаче ВЧ напряжения (в). Время переключения из $-\pi$ состояния в $+\pi$ состояние составляло около 18 мс, что в 5 раз быстрее, чем в параллельно ориентированной ячейке [94]. В таком устройстве из-за отсутствия порога электрооптического эффекта достигается быстрое переключение при более

низком напряжении. Однако фазовая задержка света в нем в два раза меньше по сравнению с исходной планарной или гомеотропной ориентацией НЖК. Исследование особенностей гибридно-ориентированных структур стимулировало их практическое использование в ЖК-дисплеях [95,96].

В ахроматическом переключателе на твист-эффекте в полимерстабилизированном ДЧЖК было время переключения линейной поляризации между двумя ортогональными направлениями составило 10 мс, при 90% пропускании для видимого и ближнего ИК излучения [91].

Плавная регулировка мощности оптического излучения по каждому каналу независимо может быть получена с помощью оптических перестраиваемых ЖК аттенюаторов. Такие устройства могут работать как в просветной, так и в отражательной моде в широком спектральном диапазоне от видимого до ИК. Аттенюатор может быть использован отдельно как самостоятельный элемент или, например, вмонтирован в систему. Он совместим с электронными устройствами, позволяющими осуществлять дистанционный контроль и управление. Для создания многоканальных аттенюаторов и перестраиваемых фильтров могут быть использованы пикселированные структуры.

Аттенюаторы с полимерстабилизированным жидким кристаллом могут работать на эффекте рассеяния света [97-99]. Свет рассеивается из-за различия показателей преломления жидкого кристалла и полимера в отсутствие напряжения и проходит через слой жидкого кристалла, когда напряжение приложено к устройству. Время отклика таких аттенюаторов составляет 10-30 мс при ослаблении около 30 дБ в области длин волн 1525-1575 нм.

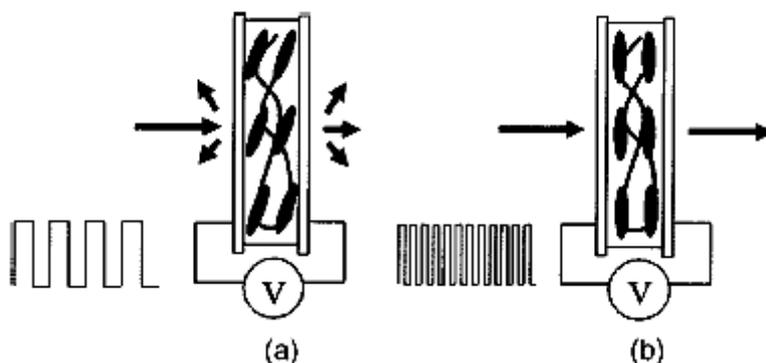


Рис. 58. Механизм ослабления излучения в полимерстабилизированной ячейке с ДЧЖК. На низких частотах питающего напряжения происходит сильное рассеяние необыкновенного луча (а). На высоких частотах ячейка прозрачна (b).

Рисунок 58 иллюстрирует механизм ослабления излучения в полимерстабилизированной ячейке с ДЧЖК. На низкой частоте питающего напряжения (1 кГц) происходит рассеяние необыкновенного луча на полимерной структуре (рис. 58 а); на высокой частоте (30 кГц) ячейка полностью прозрачной [98]. Однако недостатком таких устройств является высокое пороговое напряжение.

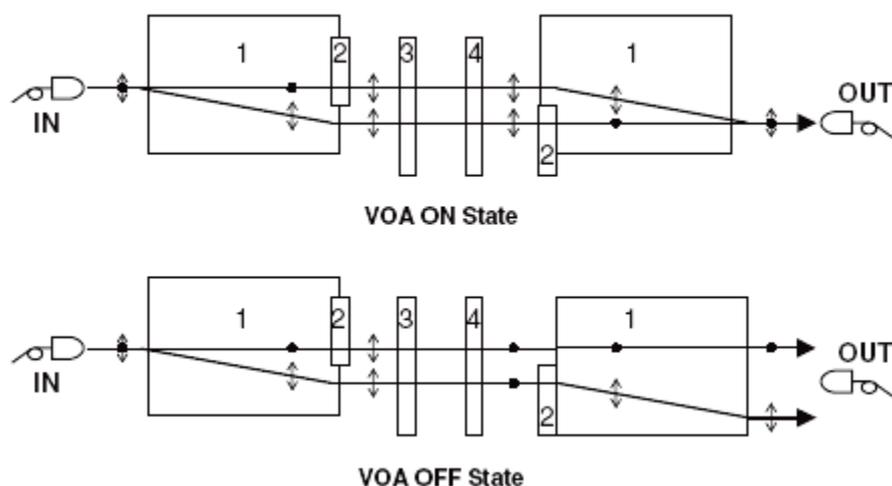


Рис. 59. Конструкция регулируемого оптического attenuатора (VOA). 1 – кристаллы кальцита, разделяющие обыкновенный и необыкновенный лучи в пространстве, 2 – полуволновые пластины, 3 – планарно-ориентированная ЖК-ячейка, 4 – компенсатор фазы [100].

В перестраиваемом оптическом attenuаторе с тонким параллельно ориентированным слоем ДЧЖК при напряжениях до 20 В были получены времена переключения менее 1 мс: $\tau_{on} = 0,73$ мс и $\tau_{off} = 0,78$ мс. Фазовая задержка в слое толщиной 3,7 мкм была равна $1,2\pi$ на длине волны 1,55 мкм. Введение в схему компенсатора (поз. 4 на рис. 59) позволило увеличить динамический диапазон такой ячейки до 43 дБ.

Генератор фазовой задержки на основе параллельно ориентированной ячейки, заполненной ДЧЖК, был представлен в работе [101]. ДЧЖК устройства, работающие на твист-эффекте, обладают достаточно высоким контрастом и хорошим быстродействием без повышения температуры, напряжения и использования компенсатора [102]. В твист-ячейке толщиной 15 мкм были получены времена отклика и релаксации, равные 0,6 и 0,7 мс, при температуре 23°C и амплитуде управляющего напряжения менее 25 В.

Использование ЖК-технологии в настоящее время не нашло еще широкого применения для создания оптических компонентов

телекоммуникационных систем. Однако можно предположить, что в скором времени ЖК компоненты для систем телекоммуникации займут должное место в ряду оптических компонентов сетей подобно широкому распространению сегодня ЖК-дисплеев. Помимо простоты в изготовлении и невысокой стоимости (как для малых, так и для больших партий) достоинством ЖК устройств является простота интеграции в телекоммуникационные сети, малые габариты и их надежность.

Для решения проблемы одновременного повышения быстродействия и расширения динамического диапазона работы таких устройств необходимо создание ЖК смесей, обладающих высокой оптической и диэлектрической анизотропиями и малой вязкостью при комнатной температуре, включая двухчастотные ЖК смеси, позволяющие осуществлять вынужденную релаксацию, что существенно уменьшает время реакции устройства. Оптимизация режимов управления и конструктивных особенностей устройств, связанных с оптимизацией условий на межфазной границе ЖК, позволят реализовать быстродействие менее одной миллисекунды, что сравнимо с быстродействием MEMS и акустооптических систем. Ускорение работы ЖК устройств возможно за счет применения полимердиспергированных и полимерстабилизированных ЖК структур, однако их использование ограничено существенным увеличением управляющих напряжений. Анализ перспективности использования ЖК устройств в качестве активных компонентов оптоволоконных сетей позволяет сделать оптимистичный прогноз.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сонин А. С. История открытия жидких кристаллов: драматические страницы // Вестн. Моск. Ун-та. Сер. 2. Химия. –2002. –Т. 43. –№ 2. –С.130-134.
2. Kawamoto H. History of liquid-crystal displays // Proc. of the IEEE. – 2002. –V. 90, –No. 4. P. 460-500.
3. Блинов Л.М. Жидкие кристаллы: структура и свойства. М. Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2013 –480 с.
4. Hegmann T., Qi H., Marx V. M. Nanoparticles in Liquid Crystals: Synthesis, Self-Assembly, Defect Formation and Potential Applications // J. of Inorganic and Organometallic Polymers and Materials. –2007. –V. 17. –No. 3.–P. 483-508.
5. De Bougrenet De La Tocnaye J. L. Engineering liquid crystals for optimal uses in optical communication systems // Liquid crystals. –2004. –V. 31. –No. 2. –P. 241–269.
6. Oseen C. W. Beiträge zur Theorie anisotroper Flüssigkeiten. Ark. Mat. Astron. Fys. –1925. –19A. –P. 1-19.
7. Frank F. C. Liquid crystals. On the theory of liquid crystals. Discuss. Faraday Soc. –1958. –25. –P. 19-28.
8. Hwang S. J., Lin S.-T., Lai C.-H. A novel method to measure the cell gap and pretilt angle of a reflective liquid crystal display // Opt. Comm. –2006. –V. 260. –P. 614-620.
9. Коншина Е.А., Федоров М.А., Амосова Л.П. Определение характеристик жидкокристаллических ячеек оптическими методами // Опт. журн. 2006. т. 76, Вып. 12. С. 10-14.
10. Коншина Е.А., Федоров М.А., Амосова Л.П., Воронин Ю.М. Влияние поверхности на фазовую модуляцию света в слое нематического жидкого кристалла // ЖТФ. –2008. –Т.78. –№.2. – С.71-76.
11. Turnbull R. J. Theory of electrohydrodynamic behaviour of nematic liquid crystals in a constant field // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1973. –V. 6.–P. 1745-1754.
12. Meizi Jiao, Zhibing Ge, Qiong Song, Shin-Tson Wu. Alignment layer effects on thin liquid crystal cells. // Appl. Phys. Lett. –2008. –V. 92. –P. 061102 -3.
13. Mizusaki M., Miyashita T., Uchida T., Yamada Y., Ishii Y., Mizushima S. J. Generation mechanism of residual direct current voltage in a liquid crystal display and its evaluation parameters related to liquid crystal and alignment layer materials // J. Appl. Phys. –2007. –V. 102. –P. 014904-6.
14. Васильев В.Н., Коншина Е.А., Костомаров Д.С., М.А. Федоров М.А., Амосова Л.П., Гавриш Е.О. Влияние ориентирующей поверхности и

- толщины слоя жидкого кристалла на характеристики электроуправляемых оптических модуляторов // Письма в ЖТФ. –2009. –Т. 79. –В. 11. –С.111-116.
15. Коншина Е.А., Гавриш Е.О. Экранирующий эффект ориентирующего жидкие кристаллы слоя а-С:Н // Письма ЖТФ. – 2011. –№10. –С.21-26.
 16. Коншина Е.А., Федоров М.А., Иванова Н.Л., Амосова Л.П.. Аномальное пропускание света нематическими жидкокристаллическими ячейками // Письма в ЖТФ. –2008. –Т.34. –№ 2. –С.39-45.
 17. Kubono A., Kyokane Y., Akiyama R., Tanaka K. Effects of cell parameters on the properties of hybrid twisted nematic displays // Appl. Phys. –2001. –V. 90. –No 12. –P. 5859–5865.
 18. Zhuang Z., Kim Y., Patel J. Bistable twisted nematic liquid crystal optical switch // Appl. Phys. Lett. –1999. –V. 75. – P. 3008-3011.
 19. Kinkead B., Hegmann T. Effects of size, capping agent and concentration of CdSe and CdTe quantum dots doped into a nematic liquid crystal on the optical and electro-optic properties of the final colloidal liquid crystal mixture // J. of Material Chemistry. – 2010. – V. 20. – P. 448-458.
 20. Коншина Е.А., Гавриш Е.О., Орлова А.О., Артемьев М.В. Влияние полупроводниковых квантовых точек на оптические и электрические характеристики жидкокристаллических ячеек // Письма в ЖТФ. – 2011.– Т. 37. – В. 21. –С. 47-54.
 21. Wu S.-T., Efron U., Hess L.D. Optical rotatory power of 90o twisted nematic liquid crystals // Appl. Phys. Lett. –1984. –V. 44 (9). –P. 842–844.
 22. Коншина Е.А., Федоров М.А., Рыбникова А.Е., Амосова Л.П., Иванова Н.Л., Исаев М.В., Костомаров Д.С. Динамика твист-эффекта в двухчастотном нематическом жидком кристалле // ЖТФ. –2009. –Т.79. –Вып. 4. –С. 111-116.
 23. Чигринов В. Г. Ориентационные эффекты в нематических жидких кристаллах в электрическом и магнитном полях // Кристаллография. –1982. –Т. 27. –В. 2. –С. 404-30.
 24. Wu Y.-H., Lin Y.-H., Lu Y.-Q., Fan Y.-H., Wu J.-R., Wu S.-T. Submillisecond response variable optical attenuator based on sheared polymer network liquid crystal // Optics Express. –2004. –V. 12.–No. 25. –P. 6382-6389.
 25. Wang H., Wu T. X., Zhu X., Wu S.-T. Correlations between liquid crystal director reorientation and optical response time of a homeotropic cell // J. of Appl. Phys. –2004. –V. 95. –No 10. –P. 5502-08.
 26. Erickson J. L. Conservation laws for liquid crystals // Trans. Soc. Rheol. –1961. –V. 5. –P. 23-34.

27. Leslie F. M. Some constitutive equations for liquid crystals // Arch. Ration. Mech. Anal. –1968. –28. –P. 265-283.
28. Wu S. T. Phase Retardation Dependent Optical Response Time of Parallel-Aligned Liquid Crystals // J. Appl. Phys. –1986. –V. 60. –P. 1836-38.
29. Blinov L. M., Electro-Optical and Magneto-Optical Properties of Liquid Crystals ~Wiley, New York, 1983.
30. Wu S. T. Phase Retardation Dependent Optical Response Time of Parallel-Aligned Liquid Crystals // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. P. 1836-38.
31. Nie X., Xianyu H., Lu R., Wu T.X. Pretilt Angle Effects on Liquid Crystal Response Time // J. of Display Technology. –2007. –V. 3. – No. 3.–P. 280-83.
32. Палто С. П., Барник М. И. Бистабильное переключение в двухчастотных жидких кристаллов //ЖЭТФ. 2006. –Т. 129. –В. 6. – С. 1132-1144.
33. Коншина Е. А., Костомаров Д. С. Фазовая модуляция света в двухчастотном нематическом жидком кристалле // Опт. журн. –2007. –№10. –С. 88-90.
34. Коншина Е.А., Федоров М.А., Амосова Л.П., Исаев М.В., Костомаров Д.С. Динамика спада оптического пропускания в ячейках с двухчастотным нематическим жидким кристаллом // Письма в ЖТФ. –2008. –Т. 34. –№ 9. –С. 87-94.
35. Lu Y.-Q., Liang X., Wu Y.-H., Du F., and Wu S.-T. Dual-frequency addressed hybrid-aligned nematic liquid crystal // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. No. 16. P. 3354–3356.
36. Golovin A. B., Shiyanovskii S. V., Lavrentovich O. D. Fast switching dual-frequency liquid crystal optical retarder, driven by an amplitude and frequency modulated voltage // Appl. Phys. Lett. –2003. –V. 83. –No 19. –P. 3864-3866
37. Hyang Y., Wen C.-H., Wu S.-T. Polarization-independent and submillisecond response phase modulators using 90° twisted dual-frequency liquid crystal // Appl. Phys. Lett. –2006. –V. 89 (2). –P. 021103(1-3).
38. X. Liang, Y. Q. Lu, Y. H. Wu, F. Du, H. Y. Wang, S. T. Wu. Dual-frequency addressed variable optical attenuator with submillisecond response time // Jpn. J. Appl. Phys. –2005. –V. 44. –P. 1292-1295.
39. Васильев В.Н., Коншина Е.А., Федоров М.А., Амосова Л.П. Особенности процесса электроуправляемой релаксации при твист-деформации двухчастотного нематического жидкого кристалла // ЖТФ. –2010. –Т. 80. –№ 6. –С. 96-100.

40. Brimicombe P. D., Parry-Jones L. A., Elston S. J., Raynes E. P. Modeling of dual frequency liquid crystal materials and devices // *J. of App. Phys.* –2005. –V. 98. –P. 104104 (1-6).
41. Коншина Е.А., Федоров М.А., Амосова Л.П. Исследование динамических характеристик двухчастотного нематического жидкого кристалла с квазигомеотропной твист-структурой // *Письма в ЖТФ.*–2010. –Т. 36. –В. 14. –С. 1 – 6.
42. Галин И.Ф, Коншина Е.А. Влияние начального угла наклона директора двухчастотного жидкого кристалла на электрооптические характеристики ячеек // *Опт. журн.* –2011. –Т. 78. –№6 –С. 71-74.
43. Лукьянченко Е.С., Корзунов В.А., Григос В.И. Ориентации нематических жидких кристаллов // *Успехи химии.* –1985. –Т. 54. –С. 214-238.
44. Hiltrop K., Stegemeyer H. Contact Angles and Alignment of Liquid Crystals on Lecithin Monolayers // *Mol. Cryst. Liquid.Cryst.* – 1978. – V. 49. – P.61–65.
45. Takatoh K, Hasegawa M, Koden M, Itoh N., Hasegawa R. , Sakamoto M. Alignment Technologies and Applications of Liquid Crystal Devices. Taylor&Francis Group, Londn and New York. –2005. – 269 p.
46. Sang-Hyang Paek Compareitive study of effects of rubbing parameters on polyimide alignment layers and liquid crystal alignment // *J. Ind. Eng. Chem.* –2001. –V. 7. –No. 5. –P. 316-325.
47. Jong-Ho Son and Wang-Cheol Zin. Effects of alignment layer thickness on the pretilt angle of liquid crystals // *Appl. Phys. Lett.* –2010. –V. 97. –P. 243306 (1-3).
48. Kim, Jong Bok; Kim, Kyung Chan; Ahn, Han Jin; Hwang, Byoung Har; Kim, Jong Tae; Jo, Sung Jin; Kim, Chang Su; Baik, Hong Koo; Choi, Chu Ji; Jo, Min Kyoung; Kim, Youn Sang; Park, Jin Seol; Kang, Daeseung. No bias pi cell using a dual alignment layer with an intermediate pretilt angle // *Appl. Phys. Lett.* –2007. –V. 91. –Is. 2. –P. 023507 (1-3).
49. Jacob Y. L. Ho, V. G. Chigrinov, H. S. Kwok. Variable liquid crystal pretilt angles generated by photoalignment of a mixed polyimide alignment layer // *Appl. Phys. Lett.* –2007. –V. 90. –P. 243506 (1-3).
50. Kumagai K., Sakamoto K., Usami K., Arafune R., Nakabayashi Y., Ushioda S. Molecular orientation of liquid crystal monolayers on polyimide films exposed to linearly polarized UV light // *Jpn. J. of Appl. Phys.* –1999. –V. 38. –№ 6A. –P. 3615-3618.
51. Sakamoto K., Usami K., Sasaki T., Uehara Y., Ushioda S. Pretilt angle of liquid crystals on polyimide films photo-aligned by single oblique angle

- irradiation with un-polarized light // Jpn. J. of Appl. Phys. –2006. –V. 45. –№ 14. –P. 2705-2707.
52. Usami, K., Sakamoto, K., Ushioda, S. Influence of molecular structure on anisotropic photoinduced decomposition of polyimide molecules // J. of Appl. Phys. –2001. –V. 89. –Is. 10. –P. 5339-5342.
53. Phil Kook Son, Jeung Hun Park, Bong Kyun Jo, Sung Pil Lee, Joong Ha Lee, Jae Chang Kim, Tae-Hoon Yoon, Taek Joon Lee, Moonhor Ree Anisotropy and Raman absorption of the polyimide surface irradiated by the ion beam for liquid crystal alignment // Thin Solid Films. –2009. –V. 517. –P. 1803-1806.
54. Shug-June Hwang, Shie-Chang Jeng, and I-Ming Hsieh. Nanoparticle-doped polyimide for controlling the pretilt angle of liquid crystals devices // Optics Express. –2010. –V. 18. –Is. 16. –P. 16507-16512.
55. Коншина Е.А., Иванова Н.Л., Парфенов П.С., Федоров М.А.. Динамика переориентации двухчастотного нематического жидкого кристалла с квазигомеотропной структурой // Опт/ журн. –2010. –Т. 77. –№ 12. –С. 45-51.
56. Motohiro T., Taga Y. Sputter-deposited SiO_x films for liquid crystal alignment // Thin Solid Films. –1990. –V. 185. –Is. 1. –P. 137–144.
57. Phil Kook Son, Jeung Hun Park, Sung Su Cha, Jae Chang Kim, Tae-Hoon Yoon, Soon Joon Rho, Baek Kyun Jeon, Jang Sub Kim, Soon, Kwon Lim, Kyeong Hyeon Kim. Vertical alignment of liquid crystal on a-SiO_x thin film using the ion beam exposure // Appl. Phys. Lett. –2006. –V. 88. –P. 263512 (1-3).
58. Heffner W. R., Berreman D.W., Sammon M., Meiboon S. Liquid crystal alignment on surfactant treated obliquely evaporated surfaces // Appl. Phys. Lett. –1980. –V. 36. –P. 144-146.
59. Коншина Е.А. Методы получения и свойства ориентирующих жидкие кристаллы слоев на основе аморфного углерода // Опт. журн. –2011. –Т. 78. –№2. –С. 72-83.
60. Коншина Е.А. Аморфный гидрогенизированный углерод и применение его в оптических устройствах. СПб ГУ ИТМО. –2010. –91 с.
61. Murphy E. J., Murphy T. O., Ambrose A. F., Irvin R. W., Lee B. H., Peng P., Richards G.W., Yorinks A. 16×16 strictly nonblocking guided-wave optical switching system // J. Lightwave Technol. –1996. –V. 14 (3) – P. 352–358.

62. Alessandro A. D., Asquini R. Liquid Crystal Devices for Photonic Switching Applications: State of the Art and Future Developments // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* –2003. –V. 398. –P. 207-221.
63. Lee, S., Huang, L., Kim, C., Wu, M. C. Free-Space Fiber-Optic Switches Based on MEMS Vertical Torsion Mirrors // *J. Lightwave Technol.* – 1999. –V. 17 (1). –P. 7-13.
64. Barber B., Giles C.R., Askyuk V., Ruel R., Stuls L., Bishop D. A Fiber Connectorized MEMS Variable optical attenuator // *IEEE Photonics Technology Letters.* –1998. –V. 10. –No. 9. –P. 1262-1264.
65. Cai H., Zhang X.M., Lu C., Liu A.Q., Khoo E.H. Linear MEMS Variable Optical Attenuator Using Reflective Elliptical Mirror // *IEEE Photonics Technology Letters.* –2005. –V. 16. –No. 2. –P. 402- 404.
66. Chen C., Lee C., Yeh J.A. Retro Reflection Type MOEMS VOA // *IEEE Photonics Technology Letters.* –2004. –V. 16. –No. 10. –P. 2290-2292.
67. Bashir A., Katila P., Ogier N., Saadany B., Khalil D.A. A MEMS- Based VOA with Very Low PDL // *IEEE Photonics Technology Letters.* –2004. –V. No. 4. –P. 1047-1049.
68. Fouquet J. E. Compact optical cross-connect switch based on total internal reflection in a fluid-containing planar lightwave circuit. // *Optical Fiber Communication Conf.* –2000. –V. 1. –P. 204–206.
69. Goh T., Yasu M., Hattori K., Himeno, A., Okuno M., Ohmori Y. Low loss and high extinction ratio strictly nonblocking 16×16 thermo-optic matrix switch on 6-in wafer using silica-based planar lightwave circuit technology // *J. Lightwave Technol.* –2001. –V.19 (3). –P. 371-379.
70. Pasechnik S. V., Chigrinov V. G., Shmeliova D. V. Liquid Crystals viscous and elastic properties, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim. –2009. –p. 424.
71. Wang Q., Farrell G. Integrated liquid-crystal switch for both TE and TM modes: proposal and design // *J. Opt. Soc. Am. A.* –2007. –V. 24. – P. 3303-3308.
72. Crossland W., Wilkinson T., Manolis I., Redmond M.M., Davey A.B. Telecommunications applications of LCOS devices // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* –2002. –V. 375. –P. 1-13.
73. Crossland W.A., Clapp T.V., Wilkinson T.D., Manolis I.G. Georgiou A.G., Robertson B. Liquid crystals in telecommunications systems. // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* –2004. –V. 413. –P. 2499-2518.
74. Beccherelli R., Bellini B., Donisi D., d'Alessandro, A. Integrated optics devices based on liquid crystals // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* –2007. –V. 465. –P. 249-257.
75. Zhang A., Chan K.T., Demokan M.S., Chan V., Chan P., Kwok H.S., Chan A. Integrated liquid crystal optical switch based on total internal reflection // *Appl. Phys. Lett.* –2005. –V. 86. –P. 211108-1-3.

76. Hoshi R., Nakatsuhara K., Nakagami T. Optical switching characteristics in Si-waveguide asymmetric Mach-Zehnder interferometer having ferroelectric liquid crystal cladding // *Electron. Lett.* –2006. –V. 42. –P. 635-636.
77. Riboli F., Daldosso N., Pucker G., Lui A., Pavesi L. Design of integrated optical switch based on liquid crystal in filtration // *IEEE J. Quant. Electron.* –2005. –V. 41. –P. 1197-1202.
78. Beresnev L., Haase W. Ferroelectric liquid crystals: development of materials and fast electrooptical elements for non-display applications // *Opt. Mater.* –1998. –V. 9. –P. 201-211.
79. Chigrinov V.G. *Liquid Crystal Devices: Physics and Applications*, 1999. Artech House.
80. Presnyakov V., Liu Z., Chigrinov V.G. Fast optical retarder using deformed-helical ferroelectric liquid crystals // *Proc. SPIE.* –2005. –V. 970. –P. 426.
81. Xu P., Chigrinov V., Kwok H.S. Optical analysis of a liquid-crystal switch system based on total internal reflection // *J. Opt. Soc. Am.* –2008. –V. 25. –P. 866-873.
82. Masafumi I., Akira S., Yasushi H., Atsushi K., Kouzou T., Atsushi S. A. Pixelized VOA Using LC on Silicon Technology for Tunable Filters // *Opt. Rev.* –2004. –V.11. –No.2. –P. 132-139.
83. Moreno I., Martinez J.L., Davis J.A. Two-dimensional polarization rotator using a twisted-nematic liquid-crystal display // *Appl. Opt.* –2007. –V. 46. –P. 881-887.
84. Muravsky A., Murauski A., Chigrinov V., Kwok H.-S. Light printing of grayscale pixel images on optical rewritable electronic paper // *Jpn. J. Appl. Phys.* –2008. –V. 47. –P. 6347-6353.
85. Muravsky A.I. and Chigrinov V. Optical switch based on nematic liquid crystals. // *IDW'05 Digest.* –2005. –p. 223.
86. Zhuang, Z., Suh, S.-W., and Patel, J.S. Polarization controller using nematic liquid crystals // *Opt. Lett.* –1999. –V. 24. –P. 694.
87. Maksimochkin A.G., Pasechnik S.V., Tsvetkov V.A., Yakovlev D.A., Maksimochkin G., Chigrinov V.G. Electrically controlled switching of light beams in the plane of liquid crystal layer // *Opt. Commun.* –2007. –V. 270. –P. 273-279.
88. Амосова Л.П., Васильев В.Н., Иванова Н.Л., Коншина Е.А. Пути повышения быстродействия электроуправляемых оптических устройств на основе нематических жидких кристаллов // *Опт. журн.* –2010. –Т. 77. –№2. –С. 3-14.
89. Wu S.T. Nematic liquid crystal modulator with response time less than 100 μ s at room temperature // *Appl. Phys. Lett.* –1990. –V. 57(10), –No.3. –P. 986-988.

90. Golovin A.B., Pishnyak O.P., Shiyonovskii S.V., Lavrentovich O.D. Achromatic Linear Polarization Switch for Visible and Near Infrared Radiation Based on Dual-Frequency Twisted Nematic Cell // Proc. SPIE. –2006. –V. 6135. –61350E.
91. Zhuang Z., Kim Y., Patel J. Bistable twisted nematic liquid crystal optical switch // Appl. Phys. Lett. –1999. –V. 75. –P. 3008.
92. Kubono A., Kyokane Y., Akiyama R., Tanaka K. Effects of cell parameters on the properties of hybrid twisted nematic displays // J. of Appl. Phys. –2001. –V. 90. –No 12. –P. 5859-5865.
93. Lu Y.Q., Liang X., Wu Y.-H., Du F., Wang H.Y., Wu S.-T. Dual-frequency addressed hybrid aligned nematic liquid crystal // Appl. Phys. Lett. –2004. –V. 85. –No 16. –P. 3354-3356.
94. Derfel G. Stationary states of hybrid aligned flexoelectric nematic layers. // Liquid Crystals. –2007. –V. 34. –No 10. –P. 1201-1214.
95. Yang F., Ruan L., Jewell S. A., Sambles J. R. Dual-frequency addressed hybrid-aligned nematic liquid crystal // Optics Express. –2007. –V. 15. –No 7. –P. 4192-97.
96. Du F., Lu Y., S. Gauza S. T. Wu Polymer-stabilized cholesteric liquid crystal for polarization-independent variable optical attenuator // Jpn. J. Appl. Phys. –2004. –V. 43. –P. 7083-7086.
97. Wu Y.-H., Liang X., Lu Y.-Q. Du F., Lin Y.-H., Wu S.-T. Variable optical attenuator with a polymer-stabilized dual-frequency liquid crystal // Appl. Opt. –2005. –V. 44. –No. 20. –P. 4394-4397.
98. Hirabayashi K. Amano C. Liquid-crystal level equalizer arrays on fiber arrays // IEEE Photon. Technol. Lett. –2004. –V. 16. –P. 527.
99. Wu S.T., Wu C.S. Small angle relaxation of highly deformed nematic liquid crystals // Appl. Phys. Lett. –1988. –V. 53. –No.19. –P. 1794-1796.
100. Golovin A.B., Shiyonovskii S.V., Lavrentovich O.D. Fast switching dual-frequency liquid crystal optical retarder, driven by an amplitude and frequency modulated voltage // Appl. Phys. Lett. –2003. –V. 83. –No 19. –P. 3864-3866.
101. Hyang Y., Wen C.H., Wu S.T. Polarization-independent and submillisecond response phase modulators using a 90° twisted dual-frequency liquid crystal // Appl. Phys. Lett. –2006. –V. 89. –No 2. –P. 021103(1-3).



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена программа его развития на 2009–2018 годы. В 2011 году Университет получил наименование «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики».

КАФЕДРА ОПТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ И СОВРЕМЕННОГО ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ

Кафедра основана в 2002 году в составе факультета «Фотоники и оптоинформатики», готовящего специалистов для одной из самых инновационных областей современной науки и техники, в которой разрабатываются оптические технологии обработки и передачи информации, строящиеся на основе нанотехнологий и новых оптических материалов, а также информационных технологий. Кафедрой руководит доктор физ.-мат. наук, профессор А.В. Федоров. Кафедра ведет подготовку бакалавров по направлению «200700 Фотоника и оптоинформатика», магистров по специальности «Оптика наноструктур» и аспирантов по специальности «Оптика». Основные цели кафедры – подготовка высококвалифицированных исследователей, способных конкурировать на мировом рынке научных сотрудников, и проведение научных и технологических работ мирового уровня по исследованию и разработке наноматериалов, наноструктур, микро и наносистем с участием студентов и аспирантов.

В настоящее время на кафедре преподают: академик РАН Е.Б. Александров, профессора: А.В. Баранов, Т.А. Вартамян, Н.В. Каманина, Е.А. Коншина, В.Г. Маслов, Е.Ю. Перлин, А.В. Федоров, доценты: Л.П. Амосова, Г.Н. Виноградова, Е.В. Ващенко, В.Л. Комолов, А.О. Орлова, П.С. Парфенов, А.А. Старовойтов.

Коншина Елена Анатольевна

Оптика жидкокристаллических сред

Учебное пособие
В авторской редакции

Заведующая РИО

Н.Ф. Гусарова

Редакционно-издательский отдел НИУ ИТМО

Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99

Подписано в печать

Заказ №

Тираж 100 экз.

Отпечатано на ризографе.