

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
«ФЕДЕРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КРИСТАЛЛОГРАФИЯ И ФОТОНИКА»
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»
ИНСТИТУТ КРИСТАЛЛОГРАФИИ им. А.В. ШУБНИКОВА РАН

На правах рукописи

СИМДЯНКИН ИВАН ВЛАДИМИРОВИЧ

**ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ В
ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ**

Специальность 01.04.07 – физика конденсированного состояния

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Уманский Борис Александрович

Москва – 2020

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР	9
1.1. Строение и свойства жидких кристаллов	9
1.2. Переориентация директора ЖК внешним электрическим полем.	12
1.3. Основные электрооптические моды и их особенности.	18
1.4. Краткие выводы к главе 1.	31
ГЛАВА 2. ИССЛЕДОВАННЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ.....	33
2.1. Жидкокристаллические материалы	33
2.2. Параметры жидких кристаллов и их измерение	37
2.3. Конструкции ЖК ячеек	40
2.4. Схемы измерительных установок	44
2.5. Моделирование электрооптических свойств.....	49
ГЛАВА 3. ЭЛЕКТРООПТИКА НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ В ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ	53
3.1. Быстрая и медленная моды в электрооптическом переключении ячейки с нематическим ЖК.....	53
3.1.1. Быстрая мода переключения в ЖК ячейке с ВШЭ на одной подложке. 53	
3.1.2. Выводы	58
3.2. Режим двунаправленного переключения поля в нематических жидких кристаллах.....	60
3.2.1. Электрооптические исследования двунаправленного переключения в ЖК ячейках с параллельными электродами.....	61
3.2.2. Электрооптические исследования двунаправленного переключения в ЖК ячейках с ортогональными электродами.....	68
3.2.3. Быстрая мода в режиме двунаправленного переключения.....	75
3.2.3.1. Ортогональная ориентация электродных решеток.	75
3.2.3.2. Параллельная ориентация электродных решеток.	78
3.2.4. Выводы	81

3.3.	VA-IPS мода в нематическом жидком кристалле с отрицательной диэлектрической анизотропией	83
3.3.1.	Микроскопические наблюдения	85
3.3.2.	Численное моделирование.....	86
3.3.3.	Выводы	93
ГЛАВА 4. ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ ХИРАЛЬНЫХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ В ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ. 94		
4.1.	Угловые зависимости спектров пропускания хиральных жидких кристаллов.....	95
4.1.1.	Экспериментальная часть	96
4.1.2.	Выводы	104
4.2.	Зоны селективного отражения холестерических ЖК, индуцированные в неоднородном пространственно-периодическом электрическом поле.....	105
4.2.1.	Экспериментальная часть	106
4.2.1.1.	Ячейки с электродной решеткой с одной стороны слоя ХЖК	106
4.2.1.2.	Ячейки с электродными решетками с обеих сторон слоя ХЖК.....	109
4.2.2.	Численное моделирование.....	111
4.2.3.	Выводы	112
4.3.	IPS переключение хиральных нематических жидких кристаллов с различной диэлектрической анизотропией	113
4.3.1.	Экспериментальная часть	114
4.3.2.	Выводы	119
ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ.....		121
СПИСОК УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ.....		123
БЛАГОДАРНОСТИ.....		124
ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ		125
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ		126

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы исследования. История жидких кристаллов (ЖК) началась с австрийского ученого Рейнитцера [1], который в 1888 году первым наблюдал фазовые переходы холестерилбензоата. Он обнаружил, что это вещество в некотором температурном диапазоне обладает свойствами кристаллов и жидкостей (анизотропия оптических свойств, текучесть) [2]. На том раннем этапе наука о жидких кристаллах двигалась вперед силами немногочисленных исследователей. Важными достижениями в первой половине прошлого столетия стали создание теории жидких кристаллов Озееном (С. W. Oseen) [3], а также экспериментальное открытие В. К. Фредериксом эффекта переориентации молекул ЖК под воздействием внешнего магнитного поля [4]. Интенсивное изучение жидких кристаллов, особенно их оптических и электрооптических свойств, благодаря открывшимся перспективам их применения для оптического отображения информации, началось в 70-е годы XX столетия и продолжается до настоящего времени. Возможности изменения коэффициента пропускания света за счет таких электрооптических эффектов как динамическое рассеяние света (ДРС), эффект гость-хозяин и твист-эффект [5] легли в основу первых жидкокристаллических устройств отображения информации.

Сегодня ЖК-дисплеи (ЖКД) относятся к наиболее распространенным устройствам отображения информации. Мировые тенденции развития дисплейных технологий направлены на существенное повышение их быстродействия, что связано, в свою очередь, с уменьшением времени электрооптического отклика. В частности, быстрое электрооптическое переключение ЖК в используемых эффектах является ключевым требованием для ЖКД, в которых применяется технология последовательного отображения цветов, стереоскопических (3D), голографических дисплеев и т.д. Это открывает широкие возможности для улучшения энергоэффективности, увеличения разрешения и расширения цветовой гаммы информационных дисплеев.

Характерные времена электрооптического отклика современных ЖКД составляют несколько миллисекунд. Оценки показывают, что при частоте кадров 240 Гц, которая принята в качестве нового стандарта для 3D-дисплеев, существенного ухудшения качества изображения можно избежать лишь при субмиллисекундных временах переключения. Это обуславливает необходимость

поиска новых жидкокристаллических материалов и электрооптических эффектов, обеспечивающих столь короткие времена. Таким образом, тематика, выбранная для данной диссертационной работы, и её актуальность как раз и лежат в русле современных требований, предъявляемых к быстродействующим модуляторам света.

Цели и задачи работы. Диссертационная работа посвящена исследованию оптических и электрооптических свойств жидких кристаллов в пространственно-периодических полях, создаваемых при помощи систем встречно-штыревых электродов (ВШЭ). Особенное внимание уделено изучению динамики электрооптического переключения ЖК в пространственно-периодических полях в зависимости от распределения электрического поля, надмолекулярной структуры и знака диэлектрической анизотропии ЖК.

Для достижения этой цели были поставлены следующие задачи:

- Экспериментальное исследование и моделирование режимов электрооптического переключения в нематических ЖК с положительной анизотропией при уменьшении периода ВШЭ и толщины слоя ЖК.
- Изучение динамики переключения гомеотропно-ориентированного нематического ЖК с положительной диэлектрической анизотропией, в условиях управления направлением электрического поля в слое ЖК, с использованием двух пар ВШЭ, расположенных на противоположных подложках ЖК-ячейки.
- Экспериментальное исследование и моделирование электрооптики гомеотропно-ориентированных нематических ЖК с отрицательной диэлектрической анизотропией в геометрии ЖК-ячейки с ВШЭ на одной из её подложек.
- Изучение эффекта возникновения и спектрального расщепления зон селективного отражения высших порядков в хиральных жидких кристаллах (ХЖК) при изменении направления распространения света по отношению к оси геликоида ХЖК.
- Изучение эффекта генерации и спектрального расщепления зон селективного отражения высших порядков в планарно-ориентированных слоях ХЖК при приложении пространственно периодических электрических полей перпендикулярно оси спирали геликоида ХЖК.
- Экспериментальное исследование электрооптического эффекта в планарно-ориентированных ХЖК с шагом геликоида, превышающим длину

волны зондирующего излучения, в электрическом поле, перпендикулярном оси геликоида ХЖК.

Научная новизна полученных в диссертации результатов заключается в следующем:

1. Впервые обнаружена и подробно исследована быстрая поверхностная мода в электрооптическом отклике нематических ЖК с положительной диэлектрической анизотропией. Этот эффект наблюдается при гомеотропных граничных условиях в пространственно периодических электрических полях, создаваемых ВШЭ, когда толщина ЖК слоя превышает период встречно-штыревых электродов.

2. Экспериментально получены субмиллисекундные времена переключения нематического ЖК с положительной диэлектрической анизотропией и изучены оптимальные условия их реализации.

3. В условиях, когда пространственный период деформации поля директора не превышает толщины ЖК слоя, впервые обнаружены две быстрые оптически различимые моды при переключении нематического жидкого кристалла с отрицательной диэлектрической анизотропией.

4. Впервые в ХЖК индуцированы структурированные полосы высших порядков селективного отражения света в неоднородном пространственно-периодическом электрическом поле, создаваемом с помощью ВШЭ.

Практическая ценность:

- Исследованные в данной работе электрооптические эффекты в пространственно-периодических электрических полях, как в гомеотропно-ориентированных нематических ЖК, так и в планарно-ориентированных хиральных ЖК, характеризуются повышенным быстродействием. Разработка электрооптических ЖК устройств на их основе открывает новые возможности для существенного увеличения скорости модуляции светового потока и, как следствие, повышения энергетической эффективности и разрешения ЖК устройств. Это может быть достигнуто, например, с использованием последовательного отображения цветового контента отображаемой информации.

- Смещение полос селективного отражения света в планарно-ориентированном слое ХЖК при изменении угла падения света, а также индуцирование полос высших порядков селективного отражения света под

воздействием электрического поля, могут найти применение при создании управляемых узкополосных фильтров светового потока в видимом, ближнем ИК и УФ диапазонах длин волн.

Положения, выносимые на защиту.

1. При воздействии электрического поля на гомеотропно-ориентированные слои нематического ЖК с положительной диэлектрической анизотропией при уменьшении периода пространственно-периодического электрического поля возникает периодическая локализация деформации директора в тонком приповерхностном слое ЖК. В результате, электрооптический отклик ЖК ячейки проявляется в виде двух мод, быстрой и медленной мод, с существенным отличием их времен релаксации. При этом полное время переключения для быстрой моды достигает 300 мкс.

2. В электрооптическом эффекте в гомеотропно-ориентированном слое ЖК, управляемом в режиме переключения направления пространственно-периодического электрического поля, исключается медленная стадия свободной релаксации директора нематического ЖК. При этом полное время электрооптического переключения сокращается в десятки раз и достигает сотни микросекунд.

3. В тонких гомеотропно ориентированных слоях нематического ЖК с отрицательной диэлектрической анизотропией в пространственно-периодическом поле реализуется быстрый электрооптический режим переключения, обусловленный локализацией деформации директора вследствие образования линий дисклинаций и доменных стенок.

4. При воздействии импульсного пространственно-периодического поля, направленного перпендикулярно оси геликоида планарно-ориентированного хирального нематического ЖК возникают спектрально-структурированные полосы высших порядков селективного отражения света.

5. Основной вклад в электрооптический отклик планарно-ориентированного хирального нематического ЖК при воздействии импульсного пространственно-периодического поля, направленного перпендикулярно оси геликоида, обусловлен взаимодействием электрического поля с диэлектрической анизотропией ЖК.

Степень достоверности и апробация работы. Результаты, изложенные в диссертации, прошли широкую апробацию. Они докладывались на 26-й Международной конференции по жидким кристаллам (ILCC 2016, Кент, США), на 1-ом Российском кристаллографическом конгрессе (РКК 2016, Москва, Россия), на 14-ой Европейской конференции по жидким кристаллам (ECLC 2017, Москва, Россия), на 22-ой Конференции по жидким кристаллам (CLC 2018, Ястребиная Гора, Польша), на 15-ой Европейской конференции по жидким кристаллам (ECLC 2019, Вроцлав, Польша), на конференциях «Физические свойства материалов и дисперсных сред для элементов информационных систем, наноэлектронных приборов и экологичных технологий» (МГОУ, Москва, 2017, 2018, 2019). Работа была представлена на конкурсах научных работ ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, а также на семинарах лаборатории жидких кристаллов.

Публикации и личный вклад автора. По материалам диссертации опубликованы 6 печатных работ в отечественных и международных научных журналах, входящих в рекомендованный список ВАК Минобрнауки РФ, в том числе 6 статей попали в базы данных Scopus и Сеть науки, сделаны 11 докладов на международных и российских научных конференциях.

Личный вклад автора заключается в непосредственном проведении экспериментальной работы, включая приготовление и измерение параметров ЖК композиций, создание и модификация экспериментальных установок, изготовление ЖК-ячеек, проведение экспериментальных измерений, обработка экспериментальных данных и численное моделирование. Автор активно участвовал в анализе и обобщении полученных результатов, построении научных выводов, а так же в подготовке публикаций в научных журналах и докладов на отечественных и международных конференциях.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 4 глав, выводов и списка литературы. В диссертации 134 страницы, 73 рисунка, 8 таблиц. Список литературы содержит 108 наименований.

ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

1.1. Строение и свойства жидких кристаллов

Жидкие кристаллы (ЖК) — это вещества, которые при определённых физических условиях (температура, давление, концентрация в растворе) одновременно проявляют свойства жидкости (текучесть) и кристалла (частичная упорядоченность молекул). Жидкие кристаллы также называют мезофазой – от греч. «μέσο» - середина.

Распространены два основных класса ЖК, которые отличаются друг от друга условиями необходимыми для их существования. *Термотропные* ЖК проявляют мезофазу в некотором температурном диапазоне, в то время как *лиоетропные* ЖК состоят из двух и более компонент и проявляют ЖК свойства при определенных концентрациях [6, 105]. В настоящей работе рассматриваются только термотропные жидкие кристаллы.

Термотропные жидкие кристаллы образованы анизотропными молекулами, которые могут иметь вытянутую (палочкообразную) форму (каламитики) или форму дисков (дискотики). Упорядочение анизотропных молекул приводит к анизотропии механических, электрических, магнитных и оптических свойств [104]. Температурный интервал существования термотропных ЖК ограничен, при нагреве до так называемой температуры просветления, жидкокристаллические смеси перестают рассеивать свет и становятся прозрачными вследствие фазового перехода в изотропную жидкость (рис. 1.1(а)).

На сегодняшний день известно множество ЖК фаз, однако наиболее широкое применение получили нематические и смектические ЖК. На рисунке 1.1(б) изображена структура наименее упорядоченного нематического жидкого кристалла (НЖК), который обладает только дальним ориентационным порядком. Единичный вектор n называется *директором* ЖК и направлен в сторону преимущественной ориентации молекул ЖК. Смектический жидкий кристалл (СЖК) состоит из слоев молекул, структура которого обладает одномерным

трансляционным порядком (рис. 1.1(в)). Холестерический жидкий кристалл (ХЖК) [106], структура которого показана на рисунке 1.1(г), схож с НЖК, однако данный материал содержит хиральные молекулы. Вследствие чего структура ХЖК спонтанно закручивается в спираль с шагом P , ось которой ортогональна директору n .

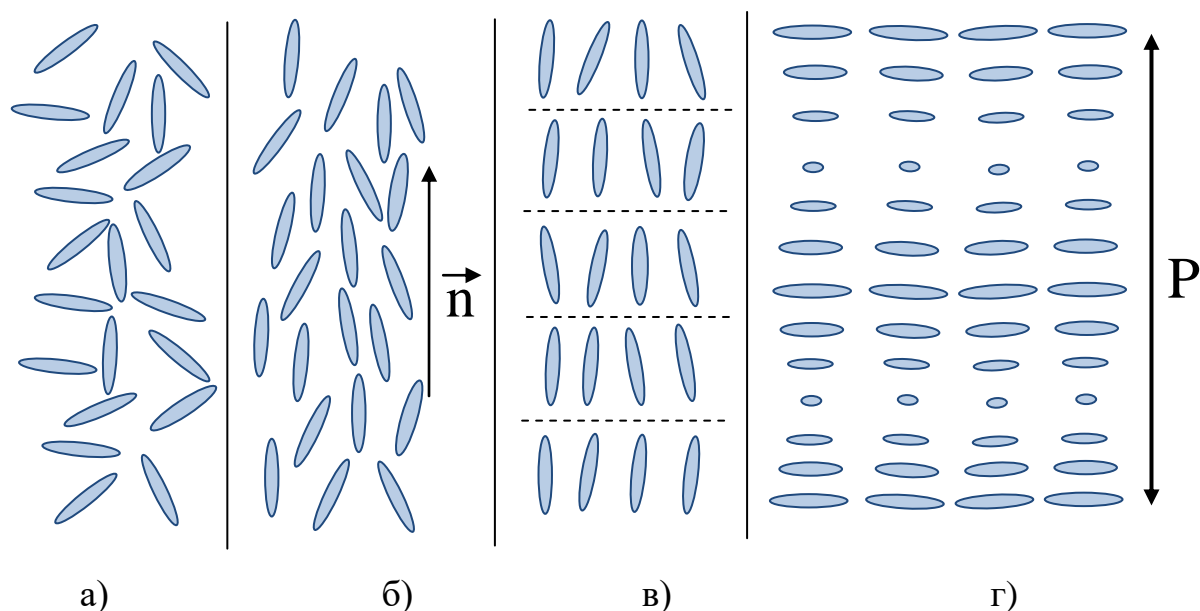


Рисунок 1.1 – Изотропная (а) и жидкокристаллические фазы: б) нематическая, в) смектическая, г) холестерическая.

Неориентированный ЖК, находящийся, например, в банке, выглядит как рассеивающая свет жидкость. Без условий задающих преимущественное направление директора объем ЖК состоит из множества доменов. Однако при определенной обработке поверхности директор ЖК может быть ориентирован в заданном направлении.

Чтобы определить свойства ЖК, нужно создать пространственно однородный слой ЖК. Направление оси такого слоя зависит от того, как будут обработаны поверхности подложек, ограничивающих жидкий кристалл. Например, для того, чтобы директор ЖК был ортогонален плоскости подложки, на подложки наносят поверхностно-активное вещество (например, стеарил хрома). А для задания планарной ориентации, при которой директор лежит в плоскости подложки, обычно используют полимер (полиамид), который после

термической обработки натирается мягкой тканью в одном направлении. После подготовки поверхности подложек можно собрать плоский капилляр – ЖК ячейку, в которую капиллярным методом заправляется жидкий кристалл. В такой ячейке уже граничные условия будут задавать локальное направление директора, и такой тонкий (2-20 мкм) слой ЖК не будет рассеивать свет.

Ориентированный слой ЖК проявляет свойства одномерного кристалла с двумя коэффициентами преломления n_o и n_e . Двулучепреломление (или оптическая анизотропия) определяется формулой

$$\Delta n = n_e - n_o, \quad (1.1)$$

Большинство ЖК, образованных палочкообразными молекулами, имеют положительное двулучепреломление в диапазоне от 0.05 до 0.45. Оптическая анизотропия играет существенную роль при изменении состояния поляризации света, проходящего через слой ЖК.

Как и большинство жидкостей и твердых тел, ЖК обладают упругостью. Коэффициенты упругости определяют моменты сил, которые возникают при деформации исходной равновесной конфигурации ЖК. Любая деформация в жидких кристаллах может быть представлена комбинацией трех основных деформаций: поперечной, продольной и твист. Из теории Франка-Озеена [3, 107] плотность упругой свободной энергии деформированного ЖК может быть записана как

$$F = \frac{1}{2} k_1 (\nabla \cdot n)^2 + \frac{1}{2} k_2 (n \cdot \nabla \times n)^2 + \frac{1}{2} k_3 (n \times \nabla \times n)^2, \quad (1.2)$$

где k_1 , k_2 и k_3 продольный, твист и поперечный коэффициенты упругости, соответственно. Типичные значения коэффициентов упругости ЖК находятся в диапазоне от 3 до 30 пиконьютонов (10^{-12} Н). Значения коэффициентов упругости зависят от температуры.

1.2. Переориентация директора ЖК внешним электрическим полем.

Воздействие внешних магнитных или электрических полей приводит к переориентации директора ЖК [4]. Из-за ориентационного упорядочения палочкообразных молекул, нематические и смектические ЖК одноосно симметричны, с осью симметрии направленной параллельно директору \mathbf{n} . Как результат симметрии главные значения тензора диэлектрической проницаемости отличаются для направления вдоль выделенной оси (ε_{\parallel}) и перпендикулярно к ней (ε_{\perp}). Диэлектрическая анизотропия ЖК определяется как

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}. \quad (1.3)$$

При приложении электрического поля к слою ЖК, директор ЖК стремится переориентироваться вдоль (если $\varepsilon_{\parallel} > \varepsilon_{\perp}$) или поперек (если $\varepsilon_{\parallel} < \varepsilon_{\perp}$) направления поля в зависимости от знака диэлектрической анизотропии. Амплитуда диэлектрической проницаемости определяет скорость переориентации директора ЖК вдоль (или поперек) вектора электрического поля.

Рассмотрим простейший электрооптический эффект в планарной ЖК ячейке, которая состоит из двух стекол с прозрачными электродами и слоя ЖК с отрицательной диэлектрической анизотропией толщиной d между ними (рисунок 1.2).

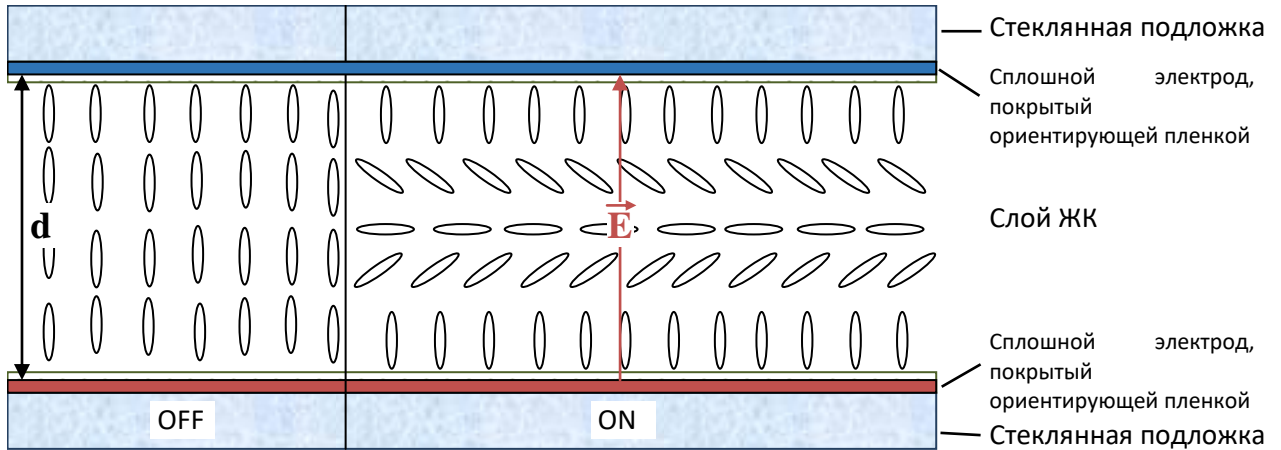


Рисунок 1.2 – ЖК-ячейка с плоско-параллельными электродами: (*OFF*) – исходная однородная гомеотропная структура в отсутствие электрического поля и (*ON*) – деформированная электрическим полем структура ЖК ($\Delta\varepsilon < 0$) при приложении к электродам внешнего напряжения.

Время, за которое происходит переориентация локальной оптической оси или *директора* \mathbf{n} в слое ЖК, называют временем переключения. При этом полное время переключения есть сумма времени включения $\tau_{\text{вкл}}$ – время переориентации директора ЖК после приложения электрического поля и времени выключения $\tau_{\text{выкл}}$ – время необходимое для релаксации директора ЖК после выключения внешнего поля. Данные времена определяются свойствами ЖК материала, амплитудой электрического напряжения U на электродах и толщиной слоя жидкого кристалла d [8, 9, 108]:

$$\tau_{\text{вкл}} = \frac{4\pi\gamma_1}{\Delta\varepsilon(f)} \frac{d^2}{(U^2 - U_{th}^2)}, \quad (1.4)$$

$$\tau_{\text{выкл}} = \frac{\gamma_1 d^2}{\pi^2 K_i}, \quad (1.5)$$

здесь U_{th} – пороговое напряжение, соответствующее переходу Фредерикса;

U – приложенное напряжение;

$\Delta\varepsilon(f)$ – диэлектрическая анизотропия, зависящая от частоты приложенного напряжения;

d – толщина слоя ЖК;

γ_l – вращательная вязкость;

K_i – один из трех модулей упругости (или их комбинация), определяемый типом электрооптического эффекта.

Полное время переключения ($\tau_{\text{вкл}} + \tau_{\text{выкл}}$) дисплея измеряется как сумма времени включения пикселя, т.е. перехода от черного состояния к светлому, и время выключения, т.е. обратного перехода из светлого состояния в темное. Для примера на рисунке 1.3 показан электрооптический отклик ячейки. Здесь для кривой отклика максимальное пропускание составляет 72% от поляризованного света, поэтому уровни $0.1T_{\text{max}}$ и $0.9T_{\text{max}}$ для данной кривой составляют 7.2% и 64%. Несложно подсчитать времена переключения, которые составляют $\tau_{\text{вкл}} = 1.9$ мс, а $\tau_{\text{выкл}} = 3.5$ мс, то есть полное время переключения $\tau = \tau_{\text{вкл}} + \tau_{\text{выкл}} = 5.4$ мс.

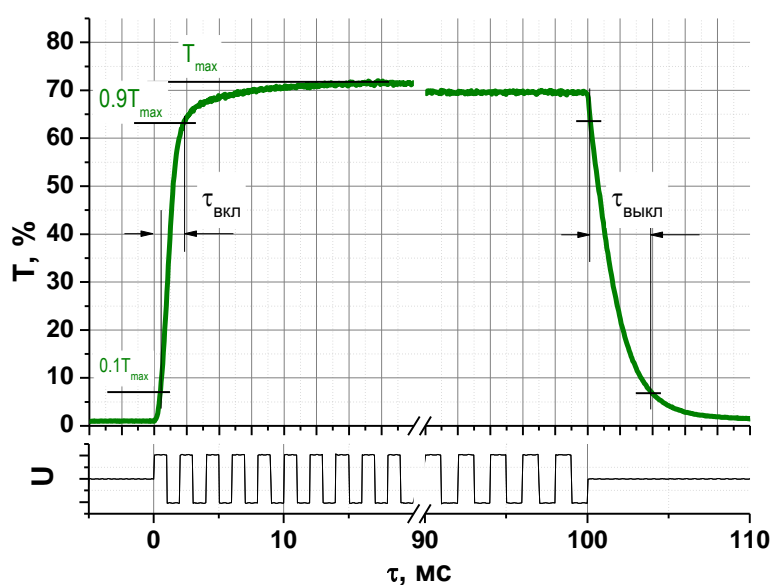


Рисунок 1.3 – Электрооптический отклик ЖК-ячейки.

Как видно из формулы (1.5), время выключения не зависит от напряжения U . При типичных значениях U время $\tau_{\text{выкл}}$ гораздо больше, чем $\tau_{\text{вкл}}$, и при заданной толщине слоя определяется только параметром качества ЖК материала $Q = \gamma/K_i$. Работы по созданию низковязких ЖК материалов ведутся и в настоящее время

[10], однако стоит учитывать, что всегда есть взаимосвязь между величинами диэлектрической анизотропией ($\Delta\epsilon$), двулучепреломления (Δn) и вязкости (γ). Как правило, изменение одного из этих параметров приводит к изменению другого. Для примера, с молекулярной точки зрения ЖК материалы с высокими показателями $\Delta\epsilon$ и Δn склонны иметь высокие показатели вязкости, что снижает показатели быстродействия.

Современные фотонные устройства и дисплеи на основе жидких кристаллов оперируют изменением состояния поляризации света под воздействием электрического поля [6-7]. При этом в результате ориентационных переходов происходит перестройка надмолекулярной структуры в слое ЖК. В ЖК-дисплеях (ЖКД) преобладает применение электрооптических эффектов на основе нематической ЖК фазы. Основные преимущества ЖКД – это тонкость, легкость и малогабаритность экранов, высокая четкость, низкие управляющие напряжения и малая потребляемая мощность. На сегодняшний день проблемы, связанные с малыми углами обзора и низким уровнем контраста, успешно решены. Однако ряд проблем, связанных с недостаточной скоростью отклика, малой светозащитностью и низкой читаемостью в условиях яркого внешнего освещения, сохраняет свою актуальность.

Электрооптический отклик в первую очередь влияет на качество отображения видеоинформации. К примеру, медленный электрооптический отклик вызывает размытие движущегося изображения. В то время как короткие времена переключения открывают возможности для использования технологии последовательного отображения цветов (Color sequential technology), которая позволит исключить цветные фильтры из конструкции, тем самым повысив световую эффективность и разрешение изображения. Таким образом, увеличение быстродействия ЖК модуляторов при помощи поиска и разработки новых электрооптических эффектов и материалов принципиально важно для создания нового поколения ЖКД.

На первый взгляд, кажется, что наиболее простой путь увеличения быстродействия лежит в создании тонких ЖК слоев. Как видно из формул (1.4,

1.5) оба времени включения и выключения пропорциональны квадрату толщины d^2 . Однако с уменьшением толщины ЖК слоя высокая оптическая анизотропия Δn ЖК материала становится основополагающей для обеспечения необходимой фазовой задержки.

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \cdot d, \quad (1.6)$$

где Δn – оптическая анизотропия ЖК,

λ – длина волны света,

d – толщина слоя ЖК.

Ранее было показано [11], что при толщине ЖК слоя менее 3 мкм, эффективная величина двулучепреломления, из-за наличия неровностей или дефектов, сильно зависит от шероховатости ориентирующих поверхностей (параметр порядка ЖК вблизи поверхности меньше, чем в объеме слоя). Было обнаружено, что энергия сцепления также играет немаловажную роль, влияя на времена переключения [12]. Другими словами уменьшение толщины ЖК слоя действительно позволяет существенно сократить времена переключения, однако, при этом приходится жертвовать другими важными характеристиками модулятора. Наиболее современный подход заключается в пространственном ограничении объема ЖК, то есть локализации деформации директора ЖК в очень малых объемах [13-15]. Это становится возможным при создании пространственно-периодических электрических полей.

Ключевым этапом развития технологии ЖКД явилось создание активной системы управления, которая позволила независимо управлять отдельными пикселями ЖКД [16]. Другими словами, в каждый пиксель (элементарную ячейку) встроен тонкопленочный полевой транзистор (ТФТ), исполняющий роль ячейки памяти в процессе адресации информации импульсами напряжения. Типичная структура пикселя активной ЖК матрицы показана на рисунке 1.4. На первой стеклянной подложке методами литографии создаются системы узких

управляющих электродов (из меди), которые подключены через транзистор к прозрачному электроду (из ITO). На противоположной подложке сформирован цветной фильтр, причем обрамляющая фильтр черная маска скрывает управляющие электроды и транзистор. Поверх цветного фильтра нанесен прозрачный электрод (из ITO). Кроме того на внутренние поверхности подложек поверх электродов нанесены ориентирующие полимерные слои, между которыми располагается слой ЖК. На наружных поверхностях подложек находятся различные оптические пленки – фазовые пластинки, поляризаторы, антиотражательные и защитные покрытия. Характерный размер пикселя составляет от 25 до 100 мкм.

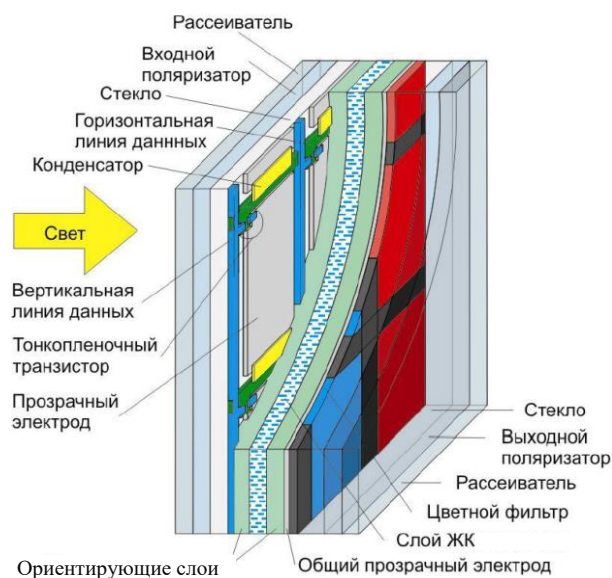


Рисунок 1.4 – Структура жидкокристаллического элемента в модуляторе света или матричном пикселе.

За последние два десятилетия качество ЖКД значительно выросло. Благодаря развитию IPS, FFS и MVA мод и разработке фазовых компенсирующих пленок, в нулевых годах была успешно решена проблема ограниченных углов обзора ЖКД. В наиболее распространенных ЖКД используются устройства подсветки на основе светодиодов [17] или люминесцентных ламп [18]. Применение светодиодов существенно расширило цветовую гамму ЖКД. В

активных матричных дисплеях, как правило, используются нематические ЖК, обеспечивающие высокое быстродействие и другие необходимые характеристики (яркость, цветность, углы обзора, разрешение, экономичность и т.д.) современных дисплеев. Однако время переключения по-прежнему относительно медленное (~5-10 мс), а общая световая эффективность ЖК-панелей низкая (не более 7%).

1.3. Основные электрооптические моды и их особенности.

Режим переключения твист-нематик (90° TN) был опубликован в 1971 [19]. В момент, когда электрическое поле не приложено к двум сплошным электродам, расположенным на противоположных поверхностях ЖК ячейки, директор ЖК закручен на 90° (рисунок 1.5) и вращает вектор поляризации проходящего света. Внешние поляризаторы скрещены и пропускают свет, прошедший через ячейку. При напряжении, превышающем некоторое пороговое значение (V_{th}), директор ЖК начинает ориентироваться вдоль нормали, при этом эффект вращения поляризации постепенно ослабевает. Это приводит к частичной блокировке света выходным поляризатором и плавному уменьшению уровня пропускания. TN мода обладает высоким уровнем пропускания и управляется малыми амплитудами напряжений (~5 В), однако угловые характеристики ограничены 10-20 градусами [20]. Для улучшения угловых характеристик данного режима в ЖКД используются оптические компенсирующие пленки [21-22]. В начале 2000-х разработка тонких оптических пленок на основе дискотических ЖК полимеров [23, 57] позволила существенно расширить углы обзора этой моды.

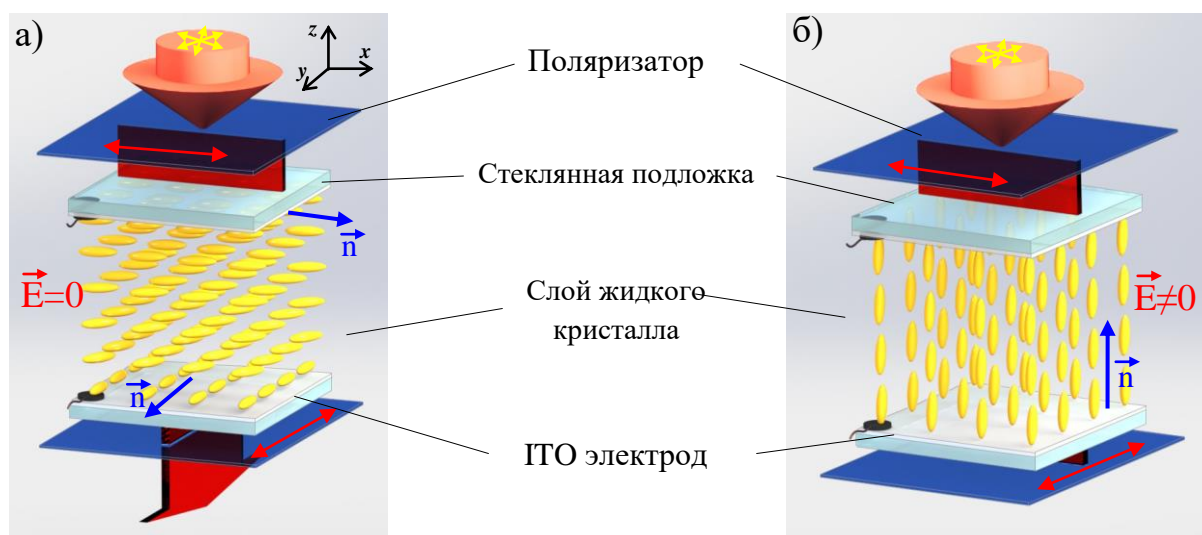


Рисунок 1.5 – Схема ЖК ячейки в режиме TN: а) – исходная закрученная на 90° структура в отсутствие электрического поля и б) – деформированная электрическим полем структура при приложении к электродам внешнего напряжения U .

В 1971 году было опубликовано первое описание ныне ставшей классической вертикальной (*vertical alignment* – VA) моды [24] с начальной гомеотропной ориентацией нематического ЖК с отрицательной диэлектрической анизотропией ($\Delta\epsilon < 0$). ЖК ячейка, работающая в режиме VA, схематично показана на рисунке 1.6.

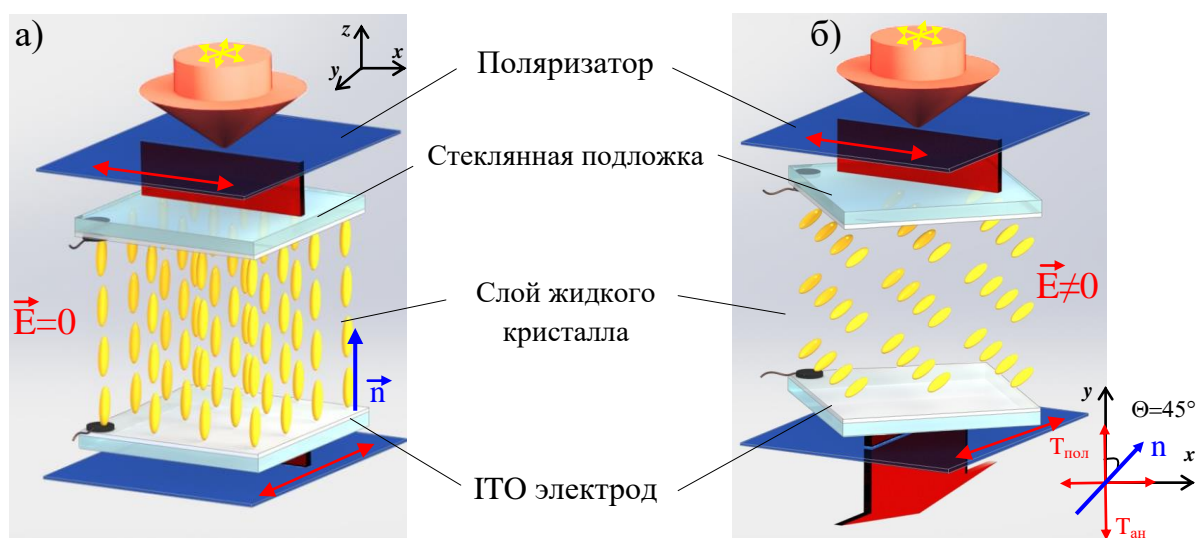


Рисунок 1.6 – Схема ЖК ячейки в режиме VA: а) – исходная однородная гомеотропная структура ЖК в отсутствие электрического поля и б) – деформированная электрическим полем структура ЖК при приложении к электродам внешнего напряжения U .

При отсутствии поля состояние поляризации проходящего через ячейку света не изменяется. Таким образом, уровень пропускания в выключенном состоянии определяется качеством поляризаторов. Поэтому VA мода характеризуется самым высоким контрастным отношением. Для улучшения угловых характеристик также используются компенсирующие оптические пленки (ретардеры). Нулевой угол преднаклона директора ЖК в VA режиме приводит к относительно высокому порогу перехода Фредерикса и задержке переключения. Поэтому вертикальную ориентацию желательно модифицировать. В частности, в работе [25] предложен следующий метод. Необходимо нарушить строгую цилиндрическую симметрию вертикальной ориентации, а для этого нужно правильно задать углы преднаклона ЖК-молекул на поверхностях с помощью определенной обработки полимерных слоев. Альтернативным способом является создание многодоменных структур, в которых преднаклон ЖК-молекул в пределах каждого пикселя имеет различный азимутальный угол в нескольких сегментах [26]. В дальнейшем эта процедура была заменена созданием специальных выступов на слое цветного фильтра, покрытого слоем верхнего (общего) электрода (*Multidomain Vertical Alignment – MVA*). Эти выступы разбивают однородную VA структуру ЖК на домены и искажают распределение электрического поля так, как показано на рисунке 1.7.

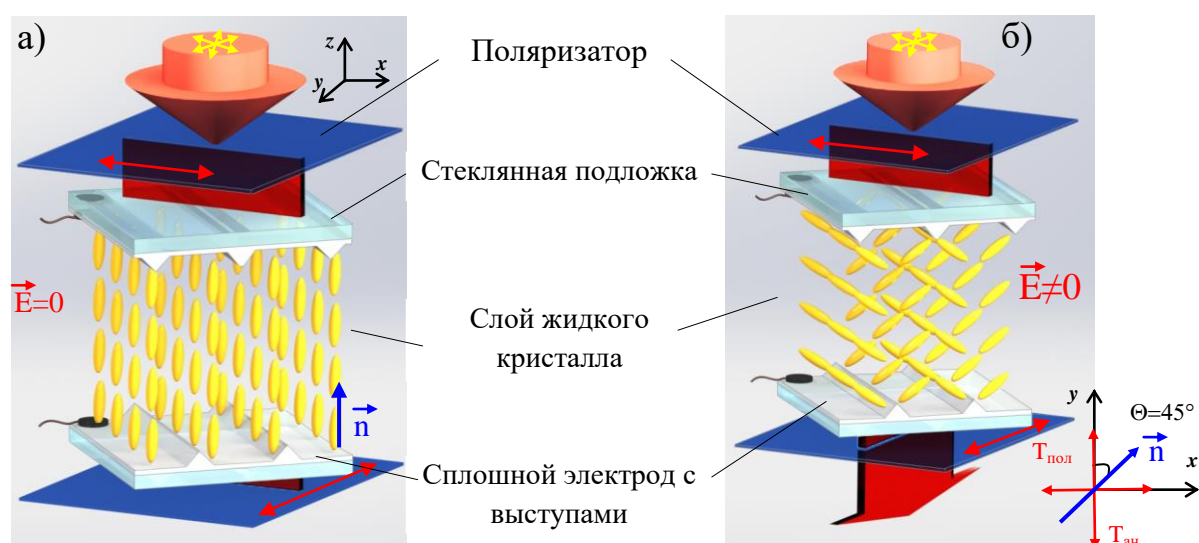


Рисунок 1.7 – Схема ЖК ячейки в режиме MVA: а) – исходная вертикально ориентированная структура ЖК в отсутствие электрического поля и б) – деформированная электрическим полем структура при приложении к электродам внешнего напряжения U .

В сравнении с MVA технологией, PVA технология (*Patterned Vertical Alignment – PVA*), разработанная компанией Samsung Electronics [27], также характеризуется мультидоменными структурами, в которых края электродов на верхней и нижней подложках смещены относительно друг друга и задают неоднородное распределение электрического поля. В работе [28] приведен обзор способов создания многодоменных структур с помощью обработки покрытия, ориентирующего ЖК. В настоящее время, для больших экранов используются пиксели из восьми доменов. В частности, на основе улучшенной PVA технологии разработан цветной дисплей площадью 8 кв. м с углом обзора 180° и контрастом 2200:1 и работающий с кадровой частотой 120 Гц [29].

Принципиально другая геометрия ячеек была предложена в [30-32]. Если в структурах на рисунке 1.6 плоские прозрачные электроды параллельны друг другу и расположены на противоположных граничных поверхностях ЖК-слоя, то в ячейке, показанной на рисунке 1.8, электроды находятся в одной плоскости, на одной из граничных поверхностей ЖК-слоя, и образуют гребенчатую структуру встречно-штыревых электродов – ВШЭ. В такой ячейке можно использовать нематические ЖК с любой диэлектрической анизотропией и положительной, и отрицательной.

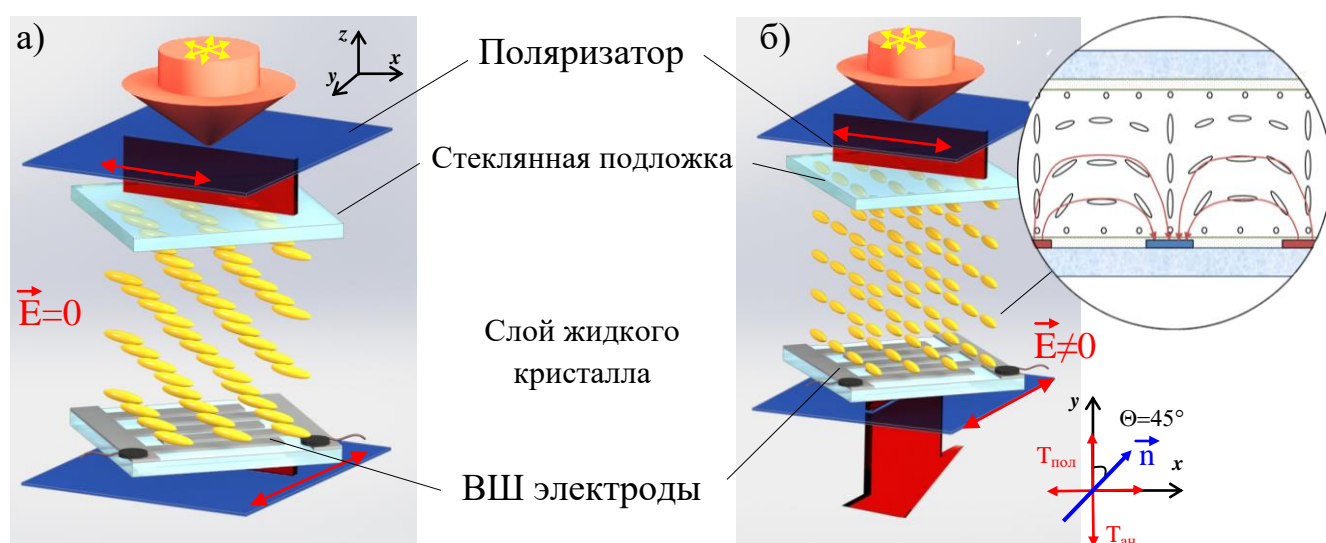


Рисунок 1.8 – Режим переключения IPS (In-plane switching). Показана однородная планарная структура ЖК (а) и структура, деформированная при приложении напряжения к

электродам (б).

Важно, что при использовании ВШЭ порог переключения определяется напряженностью приложенного к электродам поля, $U_0 = (\pi g / d)(K_i / \varepsilon_0 \varepsilon_a)^{1/2}$ (здесь g – расстояние между соседними электродами) [33]. Это обстоятельство придает определенную свободу при конструировании дисплеев. При переключении ЖК планарными полями порог переключения снижается и существенно улучшается шкала серости [34]. Оказалось также, что углы обзора можно расширить до 140° практически по всем направлениям при помощи двух дополнительных биаксиальных фазовых пленок [35].

Что касается временных характеристик этого режима, то еще на ранней стадии его использования ВШЭ позволили существенно уменьшить времена переключения по сравнению с обычной TN модой (с 50 до 30 мс в ячейках толщиной 2-4 мкм, $\varepsilon_a < 0$) [36]. С усовершенствованием технологии и уменьшением межэлектродного расстояния оказалось также возможным сократить время полного переключения до 20-10 мс ($d = 5$ мкм, $g = 10$ мкм, напряженность поля $E = 3.5$ В/мкм), стабилизируя ЖК полимерной сеткой [37].

Комбинация режимов VA и IPS (рисунок 1.9) была призвана обеспечить глубокое темное состояние с высоким быстродействием ВШЭ. Из-за неоднородного поля в этой схеме также можно использовать ЖК материалы, как с положительной, так и отрицательной диэлектрической анизотропией. Однако в случае ЖК с $\varepsilon_a > 0$ [38] в электрическом поле состояния ориентации директора оказываются вырожденными. При этом образуются два домена с наклоном молекул в противоположных относительно нормали к слою ЖК секторах. В центральной части слоя между электродами, ввиду вертикальной симметрии, нет момента сил, действующего на вертикально ориентированный директор ЖК, поэтому возникает стенка между правым и левым доменом, в которой сохраняется гомеотропная ориентация ЖК-молекул. Наклонная структура вместе с использованием корректирующей одноосной фазовой пленки обеспечивают очень широкие углы обзора. Стоит отметить, что гомеотропные стенки в данном

случае выступают в качестве границ, уменьшающих пространственный период деформации директора ЖК, тем самым существенно повышая скорость релаксации директора в исходное гомеотропное состояние.

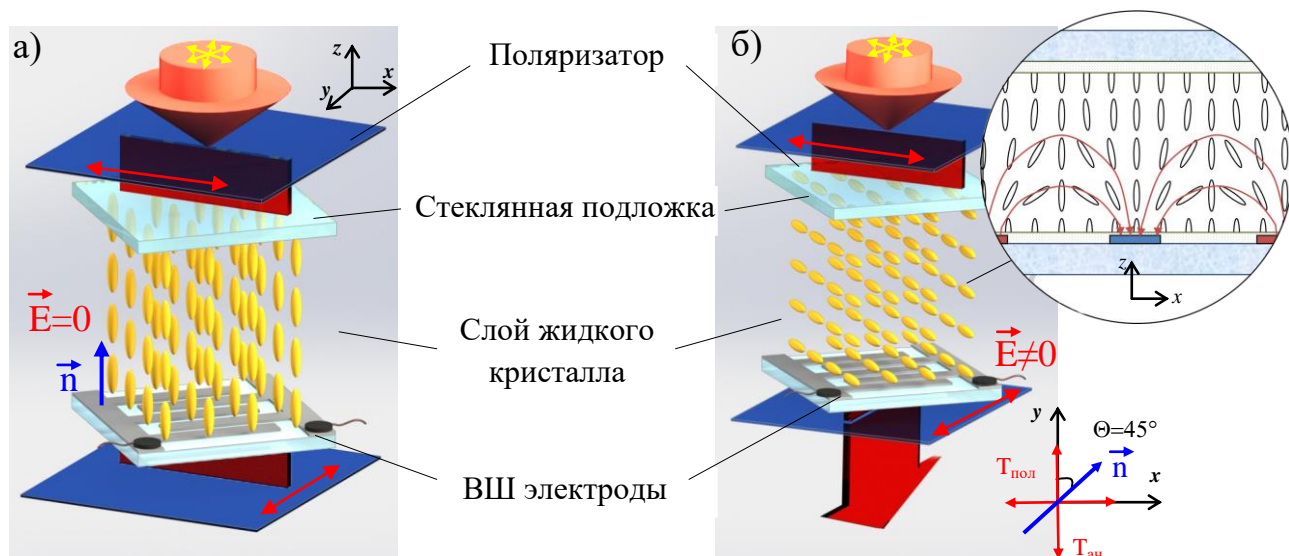


Рисунок 1.9 – Схема ЖК ячейки в режиме VA-IPS: а) – исходная однородная гомеотропная структура ЖК в отсутствие электрического поля и б) – деформированная электрическим полем структура при приложении к электродам внешнего напряжения U .

Как показано в статье [15] времена переключения в режиме VA-IPS для периода ВШЭ $p = 3$ мкм при толщине слоя $d = 4$ мкм составляют $\tau_{\text{вкл}} + \tau_{\text{выкл}} \approx 3$ мс. Кроме того, сравнивая две ориентации: планарную (рис. 1.8) и гомеотропную (рис. 1.9), стоит отметить, что в VA-IPS переключении участвует модуль упругости K_3 , а не K_2 , как в случае IPS режима, причем для типичного ЖК материала $K_3 > K_2$. Более того, эффективный коэффициент вязкости γ^* , с учетом обратных потоков, оказывается существенно меньше для VA режима, чем для IPS режима. Подробно эта ситуация рассмотрена в работе [39], где показано, что выигрыш только от вязко-упругих свойств ЖК во времена полного переключения в VA-IPS режиме может быть порядка 0.1 мс (при этом выгоднее работать с ЖК материалами имеющими положительную анизотропию ε_a).

Структура с краевыми эффектами электрического поля (*Fringe Field Switching – FFS*) на базе ВШЭ с добавлением общего электрода предложена в

1998 г. [40]. Основное преимущество FFS моды заключается в том, что она имеет более высокое пропускание света (по сравнению с режимами, применяющими ВШЭ), поскольку используется не только вся площадь между гребенчатыми прозрачными электродами, но и площадь над ними. В литературе описаны FFS режимы как с горизонтальной (НА), так и вертикальной (VA) ориентацией ЖК. На Рисунке 1.10 показана схема VA-FFS структуры при включенном и выключенном напряжении между пиксельным и сплошным электродом.

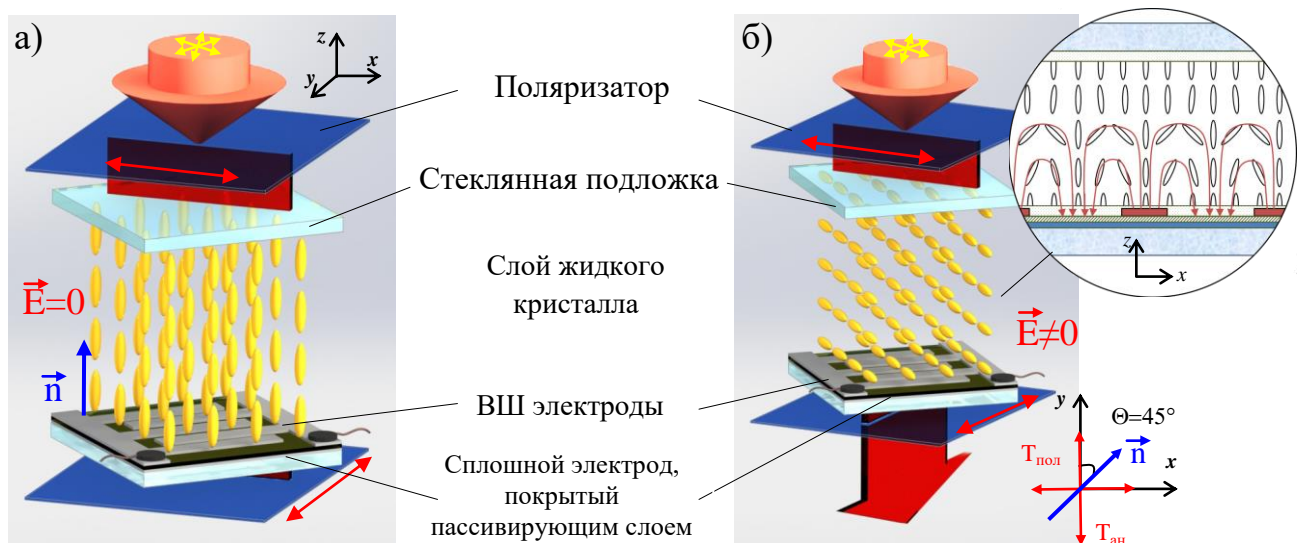


Рисунок 1.10 – Схема ЖК ячейки в режиме VA-FFS: а) – исходная однородная гомеотропная структура ЖК в отсутствие электрического поля и б) – деформированная электрическим полем структура при приложении к электродам внешнего напряжения U .

Существенно, что для оптимального пропускания света в случае VA-FFS моды расстояние между пиксельными электродами g должно быть примерно равно их ширине w и соизмеримо с толщиной ЖК слоя d . Что касается времен переключения, то, с учетом сказанного чуть выше о преимуществах именно вертикальной ориентации молекул, время включения должно быть около 1 мс или даже ниже. Действительно, при $w=g=d \approx 2$ мкм численное моделирование [41] предсказывает времена порядка 0.5 мс при малых напряжениях ($\approx 5-8$ В). Для сравнения, в случае НА-FFS моды аналогичное моделирование (с лучшими параметрами ЖК и $\epsilon_a = -4.0$) показывает более длительные времена переключения (порядка 5 мс), даже при усовершенствованной схеме адресации [42].

В FFS моде, благодаря специальной геометрии расположения электродов, электрическое поле распределяется очень неоднородно и проникает в ЖК на малую глубину (около 1 мкм). Таким образом, размер области деформации поля директора ЖК оказывается ограниченным небольшой глубиной проникновения электрического поля. В результате времена переключения могут достигать единиц миллисекунд. Однако в данном режиме минимальный размер l , определяемый областью деформации поля директора, все же ограничивается требованиями на оптическую задержку, которая составляет около половины длины волны света λ_0 в центральной области видимого спектрального диапазона:

$$\Delta nl \equiv (n_{\parallel} - n_{\perp})l \cong \frac{\lambda_0}{2} \quad (1.7)$$

При типичных значениях оптической анизотропии $\Delta n=0.2$, учитывая, что центральная длина волны видимого диапазона $\lambda_0=0.55$ мкм, из формулы (1.4) получаем оценку для минимально возможного размера $l=1.37$ мкм. При значениях вязкости $\gamma=0.2$ Па·с и коэффициенте упругости $K_i=10$ пН, подставляя в формулу (1.2) вместо d значение $l=1.33$ мкм получаем оценку для характерного времени релаксации $\tau_{\text{выкл}}=3.6$ мс. Таким образом, быстрое действие FFS-эффекта также ограничено и для достижения субмиллисекундного времени переключения необходимо разработать специальные ЖК материалы, которые одновременно должны обладать высокой оптической анизотропией ($\Delta n \cong 0.3$) и малой вращательной вязкостью ($\gamma < 0.1$ Па·с). Это позволило бы заметно уменьшить характерный размер глубины проникновения электрического поля. В настоящее время такие ЖК отсутствуют, а их разработка является чрезвычайно сложной задачей, как с точки зрения химического синтеза отдельных компонент, так и с точки зрения создания широкотемпературных ЖК смесей. Таким образом, поиск новых быстрых электрооптических эффектов остается актуальной задачей.

Альтернативным решением проблемы больших времен переключения является вариант управления ЖК ячейкой, при котором электрическое поле

используется как для включения, так и для восстановления исходной ориентации ЖК. К примеру, авторы работы [43] продемонстрировали, что добавление третьего электрода на противоположной подложке в традиционной FFS моде способно существенно повысить быстродействие такой системы. Другими словами вертикальное электрическое поле между двумя сплошными электродами восстанавливает исходную вертикальную ориентацию значительно быстрее в сравнении с традиционной FFS модой.

В теоретической работе [44] описывается вариант использования двух пар электродных решеток, используемых в FFS моде. Аналогично предыдущей работе авторы использовали электрическое поле, создаваемое между электродами на противоположных подложках, для восстановления исходной гомеотропной ориентации ЖК, при этом им удалось достигнуть субмиллисекундных времен переключения.

Экспериментальные результаты по использованию дополнительного электрода предложены компанией Sharp [45]. Процессы включения и выключения контролируются с помощью вертикального и латерального электрических полей. На рисунке 1.11 схематично показано распределение директора ЖК при приложении двух электрических полей. Латеральное поле обеспечивает поворот директора ЖК в плоскости подложек, при этом сильное электрическое поле образуется в зазоре между ВШЭ. Стоит отметить, что вследствие использования дополнительного сплошного электрода, вектор напряженности электрического поля рядом с верхней подложкой направлен практически параллельно подложкам, что позволяет переориентировать большие объемы ЖК, таким образом, реализуя более высокий уровень светлого состояния. При отключении латерального поля вертикальное поле остается включенным, вынуждая директор ЖК переориентироваться перпендикулярно подложкам, что приводит к темному состоянию. Данный режим переключения был условно назван SFR (Super-Fast Response) режимом.

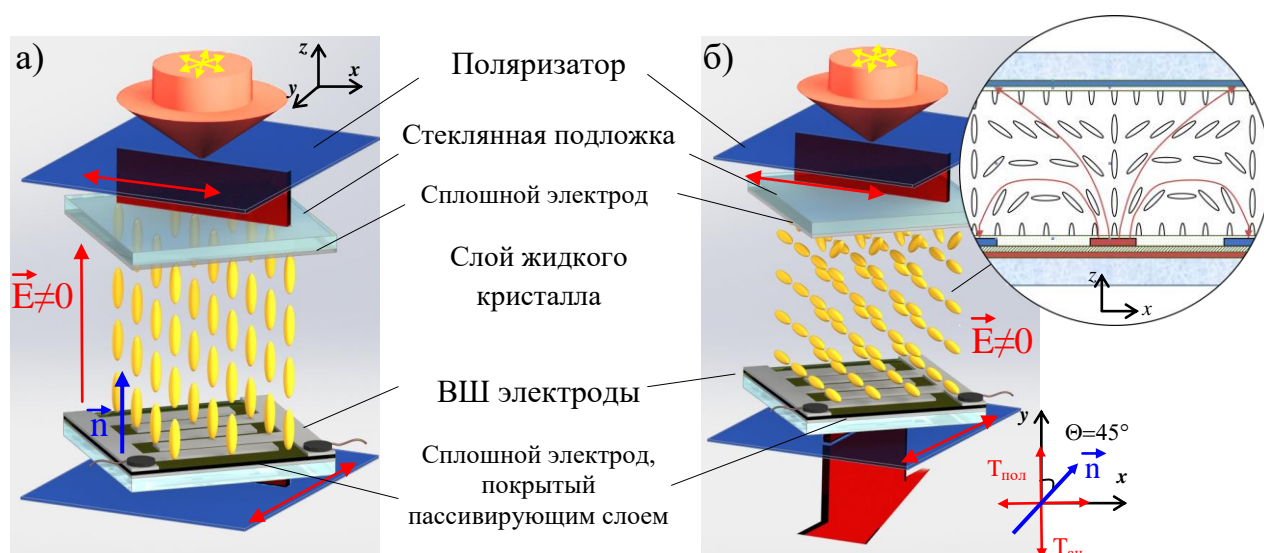


Рисунок 1.11 – Схема ЖК ячейки в режиме SFR: а) – исходная однородная гомеотропная структура ЖК в отсутствие электрического поля и б) – деформированная электрическим полем структура при приложении к электродам внешнего напряжения U .

Известны отражающие дисплеи на основе холестерических ЖК [46]. В некоторых из них применена технология без использования поляризаторов [47]. При этом уровень контраста составляет всего 10:1 и меньше, что вполне достаточно для электронных ридеров. Лучших времен переключения и высоких уровней пропускания с применением холестерических ЖК удалось достигнуть при приложении электрического поля в направлении, перпендикулярном оси спирали холестерика. Упомянутая геометрия приводит к деформации геликоида (рис. 1.12) и изменению оптических свойств ЖК-слоя. В работах [48-49] при шаге холестерической спирали $P = 1$ мкм исследован режим переключения ХЖК латеральным полем. Принципиальным является тот факт, что спиральная структура не раскручивается во время приложения короткого импульса электрического поля, а лишь деформируется. Вследствие чего возникают высшие гармоники в геликоидальном распределении с нечетными номерами m . Авторы отмечают, что времена релаксации такого эффекта на порядок короче характерных времен в нематических ЖК. Причиной такого быстрого действия является тот факт, что время релаксации директора определяется параметром,

зависящим от пространственного периода, который значительно меньше толщины d . Отсюда время релаксации пропорционально следующему выражению:

$$\tau_{\text{выкл}} \approx \xi \frac{\gamma}{K_{22}(mq)^2} \equiv \xi \tau, \quad (1.8)$$

где $q=2\pi/P$ и $m=3$;

γ – эффективная вязкость;

K_{22} – коэффициент упругости, соответствующий твист деформации.

$\xi \approx 3.5$ – фактор, связывающий время электрооптического переключения с экспоненциальным временем релаксации упругой деформации поля директора.

В первой работе [48] были достигнуты времена переключения $\tau_{\text{вкл}} + \tau_{\text{выкл}} \approx 1.8 + 0.9 = 2.8$ мс, а уже в следующей [49] уже $\tau_{\text{вкл}} + \tau_{\text{выкл}} \approx 1 + 0.1 = 1.1$ мс. При этом моделирование показывает, что эти времена можно улучшить еще в несколько раз.

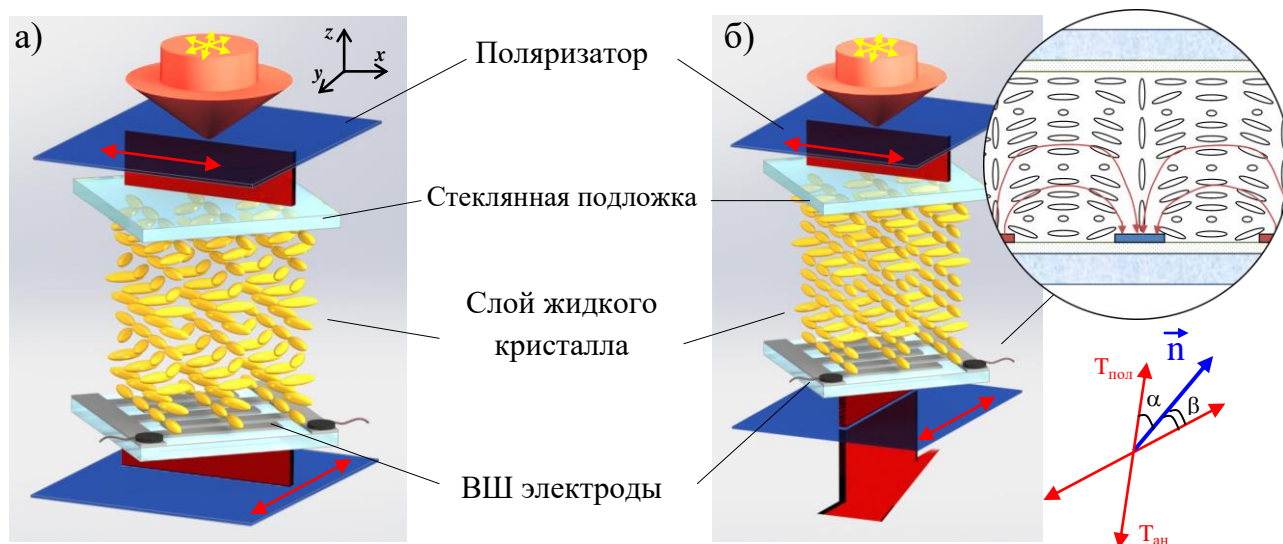


Рисунок 1.12 – Схема ЖК ячейки в системе с VШ электродами, расположенной между двумя скрещенными поляризаторами. Здесь а) – исходная Гранжановская структура ХЖК в отсутствие электрического поля и б) – деформированная электрическим полем структура приложении к VШ электродам внешнего напряжения U .

Аналогичные работы выполнены другой группой ученых [50-52], однако авторы интерпретируют этот эффект, как флексоэлектрический. По их мнению, при приложении электрического поля перпендикулярно ХЖК спирали, ее оптическая ось наклоняется с возникновением двулучепреломления. Таким образом, при определенных углах наклона (которые зависят от показателей преломления ЖК), такое устройство будет пропускать свет. Время включения зависит от средней величины двух флексоэлектрических коэффициентов: $\bar{e} = (e_s + e_b)/2$, а характерное время выключения может быть выражено через формулу:

$$\tau_{\text{выкл}} \approx \frac{\gamma P^2}{2\pi^2 K}, \quad (1.9)$$

где P - шаг спирали холестерика,

γ – эффективная вязкость,

K – усредненный коэффициент упругости по сплей K_1 и бенд K_3 коэффициентам упругости ЖК-материала.

Как показано в таблице 1.1, наиболее распространённые ЖК моды имеют свои уникальные особенности и имеют различное применение. Для примера, перед другими модами TN мода обладает преимуществами низкой стоимости и высокой оптической эффективности. TN режим до сих пор используется в монохромных наручных часах, цветных вывесках и ноутбуках, для которых широкие углы обзора не являются необходимыми. Режимы MVA и PVA привлекательны для широкоформатных телевизионных экранов, поскольку для отображения движущихся изображений требуется быстрые времена переключения, высокий контраст и широкие углы обзора. С другой стороны режимы IPS и FFS используются в мобильных дисплеях, где одним из основополагающих факторов является низкое энергопотребление, а так же отсутствие артефактов при механическом нажатии на экран.

Таблица 1.1 – Сравнение производительности популярных ЖК мод, применяемых в ЖКД.

	TN	MVA и PVA	IPS	FFS
Пропускание (нормированное на TN моду)	100%	70-80%	70-80%	88-98%
Контрастность	~1000:1	~5000:1	~2000:1	~2000:1
ЖК смесь	+Δε	-Δε	+Δε или -Δε	+Δε или -Δε
Углы обзора	удовлетворительные	хорошие	отличные	отличные
Время переключения	~5 мс	~5 мс	~10 мс	~10 мс
Применение	наручные часы, мониторы, ноутбуки, телевизоры	телевизоры, мониторы	мониторы, телевизоры, планшеты	смартфоны, планшеты, ноутбуки

Известны некоторые другие методики по увеличению быстродействия. К примеру, добавление наночастиц в ЖК смесь уменьшает вязкость и увеличивает значения коэффициентов упругости, тем самым повышая скорость переключения [53]. Данный способ имеет недостаток, связанный с заряженностью наночастиц, которые могут оседать на электродах и экранировать электрическое поле, что приводит к так называемому стикинг эффекту (image sticking), при котором на фоне новой информации отображается информация из предыдущего кадра.

Недавние работы по изучению полимерно-стабилизированной голубой ЖК фазы показали, что время отклика такой системы составляет меньше чем 1 мс. При этом не требуется создание ориентирующих слоев на подложках ЖК ячейки, достигается высокий уровень черного состояния и широкие углы обзора. Кроме того, при переключении с помощью встречно-штыревых электродов, толщина ЖК слоя такой системы не влияет на скорость переключения [54-55]. Однако высокие управляющие напряжения и относительно низкие уровни пропускания

препятствуют применению данного эффекта в модуляторах на базе голубой ЖК фазы.

За последние десятилетия время переключения ЖК модуляторов было уменьшено с ~ 30 до ~ 5 мс. Данный результат решил большинство проблем при отображении видео. Тем не менее, дальнейшее сокращение времени переключения позволит реализовать новые режимы отображения – такие как режим последовательной цветной подсветки (Field Sequential Color backlight) [56] без артефактов и вывести ЖКД на новый уровень экономичности.

1.4. Краткие выводы к главе 1.

В обзоре описаны основные моды, использующиеся в ЖКД, и показано, что подавляющее большинство режимов электрооптического переключения в нематических ЖК характеризуется временами, которые находятся в диапазоне 5-10 мс. Характерные времена электрооптического переключения в нематических ЖК определяются, главным образом, временем релаксации поля директора ЖК после того, как выключено внешнее электрическое поле.

Толщина ЖК слоя, как правило, задает характерный размер деформации поля директора во внешнем электрическом поле. Поскольку время переключения пропорционально квадрату размера деформации, то уменьшение этого размера наиболее радикально сказывается на быстродействии по сравнению с изменением других параметров ЖК, таких как вращательная вязкость и коэффициенты упругости. Именно с уменьшением размера области деформации поля директора ЖК связаны наиболее значимые современные достижения в увеличении быстродействия. К одному из таких достижений, которое отмечается в обзоре, можно отнести переключение в режиме с краевыми эффектами электрического поля (*Fringe Field Switching – FFS*).

На основании проведенного анализа различных литературных источников был сделан вывод о том, что ЖК по-прежнему являются наиболее востребованными для реализации различных типов электрооптических устройств.

Повышение их быстродействия возможно за счет дальнейшего ограничения характерного пространственного размера, задающего область деформации поля директора ЖК. Таким образом, изучение электрооптических эффектов при уменьшении периода встречно-штыревых электродов является важным для усовершенствования быстродействия ЖК модуляторов.

ГЛАВА 2. ИССЛЕДОВАННЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

2.1. Жидкокристаллические материалы

Среди десятков тысяч синтезированных к настоящему времени жидкокристаллических соединений нет жидкого кристалла, который, как отдельное вещество, обладал бы всем необходимым набором физических свойств и был бы пригодным для практического применения в электрооптических устройствах. Основные свойства ЖК, определяющие их практическое применение, это температурный диапазон жидкокристаллической фазы, значения диэлектрической и оптической анизотропии, вязкость, коэффициенты упругости. Поэтому все без исключения ЖК материалы, которые используются в дисплейных технологиях и различного рода электрооптических устройствах, являются многокомпонентными смесями соединений различных химических классов. Количество компонент может быть более десяти. Единый алгоритм, следуя которому можно было бы создавать ЖК материалы с заданным набором необходимых физических параметров, не описан в литературе. Поэтому, разработка ЖК материалов для конкретных задач остается скорее инженерным искусством, основанным на знании свойств каждого отдельного вещества и его поведения в смесях.

Исследования в диссертационной работе проводились в трех жидкокристаллических фазах: нематической, холестерической, смектической С*. В работе использовались известные нематические ЖК E7, ZLI-1957/5 компании Merck (Германия) и ЖКМ-1285 производства НИОПИК (РФ), кроме того были разработаны оригинальные ЖК смеси нематического и смектического типа – IPS-16, LC-13N, LJK-2, SLC. Для приготовления последних были использованы производные фенил-циклогексанкарбоновых кислот, дицианфенилового эфира-циклогексанкарбоновой кислоты, циклогексилфенил-циклогексанкарбоновой кислоты, бифенилциклогексана, алкил-, алкоксифенилциклогексанов и

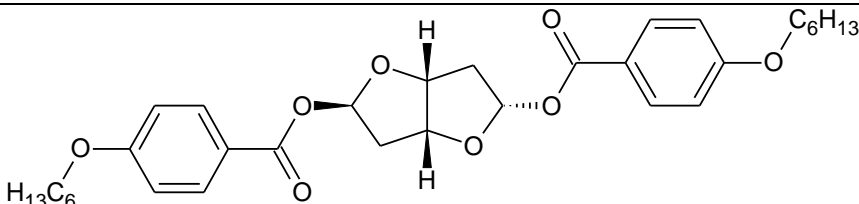
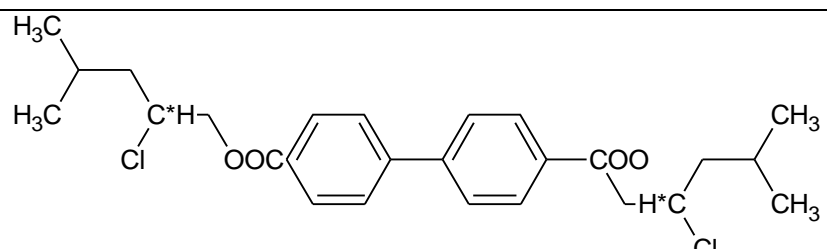
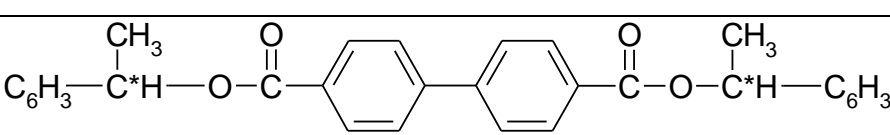
циклогексил-бифенилциклогексана. Исследованные смектические ЖК изготавливались путем смешивания отдельных компонент – производных пиримидинов из ряда 2-(4'-алкилоксифенил)-5-алкилпиримидинов. Хиральные жидкие кристаллы создавались путем добавления в базовую ЖК смесь оптически активных добавок, варьируя концентрацию которых можно изменять шаг геликоидальной структуры. Исследованные в данной работе нематические и смектические ЖК материалы и их параметры приведены в таблице 2.1.

Таблица 2.1. Параметры жидкокристаллических материалов.

Название ЖК смеси	n_e ($\lambda=589.3$ нм, $T=20^\circ\text{C}$)	Δn	ϵ_{\parallel} ($f=1$ кГц)	$\Delta\epsilon$	γ , мПа·с	T_{iso} , $^\circ\text{C}$
E7	1.747	0.225	19	+13.8	220	58
ZLI-1957/5	1.624	0.121	8	+4.5	105	85
IPS-16	1.616	0.122	3.7	-0.8	150	92.6
LC-13N	1.577	0.09	4.05	-4.2	280	83.6
LJK-2	1.593	0.108	-	+6.03	-	94
ЖКМ-1285	1.680	0.175	21.7	+13.5	170	67
SLC	1.641	0.138	-	-	-	-

В качестве оптически активных добавок для индуцирования геликоидальной структуры в ЖК смесях были выбраны два соединения, приведенные в Таблице 2.2 (под номерами 1 и 2). ОАД 1,4:3,6-dianhydro-D-sorbitol-2,5-bis(4-hexyloxybenzoate) или сокращенно гексилсорбита (ГС) индуцирует правую закрутку спирали и добавка α -bis(2-chloro-4-methylpentyl)biphenyl-4,4'-dicarboxylate (Д-Л) обеспечивает левую закрутку спирали. Хиральный смектический С* ЖК получали добавлением закручивающей компоненты номер 3 – ЛУЧ-15.

Таблица 2.2. Оптически-активные добавки.

№	Химическая формула	Шифр
1		ГС
2		Д-Л
3		Луч-15

С изменением концентрации ОАД шаг спирали хирального нематика или смектика так же изменяется, что выражается в смещении полосы селективного отражения в спектрах пропускания (рис. 2.1).

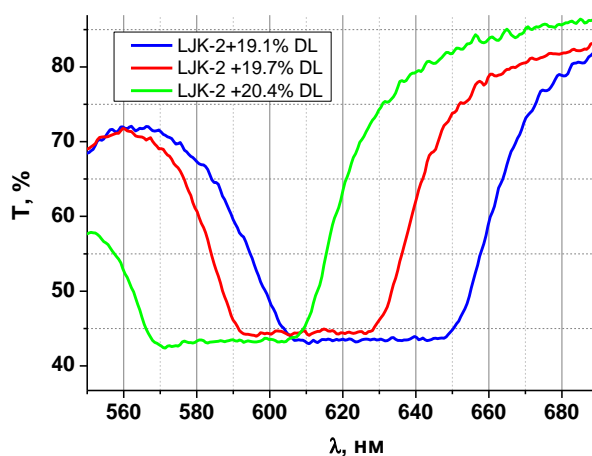


Рисунок 2.1 – Спектры пропускания ячейки с нематическим ЖК (LJK-2) с добавлением ОАД Д-Л в весовой концентрации: 19.1%, 19.7%, 20.4%.

В работе исследовались хиральные нематические ЖК IPS-39 и IPS-40, изготовленные на основе нематической смеси ЖКМ-1285 (*НИОПИК*) (таблица 2.1) и хиральной добавки Г-С (таблица 2.2). Хиральные смектические S^* жидкие

кристаллы SLC-16, SLC-17 и SLC-18 изготовлены на основе нехирального смектического C жидкого кристалла SLC (таблица 2.1) и хиральной добавки ЛУЧ-15 (НИОПИК) (таблица 2.2).

Для исследования угловых зависимостей спектров пропускания ХЖК (глава 4) составы подбирались таким образом, чтобы полоса селективного отражения при нормальном падении света на ЖК ячейку находилась в видимом диапазоне света. У IPS-40 и SLC-18 полосы селективного отражения при нормальном падении света находятся в инфракрасной области спектра, так что при наклонном прохождении света они сдвигаются в видимую область спектра. Составы исследованных ХЖК и их параметры приведены в таблице 2.3.

Таблица 2.3. Состав и параметры хиральных жидких кристаллов.

Жидкий кристалл		Показатели преломления		Шаг спирали, мкм	Матрица	Хиральная добавка, вес. %	
		n_o	n_e			Гексосорбит	ЛУЧ-15
ХНЖК	IPS-39	1.505	1.675	0.4	ЖКМ-1285	3.4	-
	IPS-40	1.505	1.680	1.0	ЖКМ-1285	1.4	-
ХСЖК	SLC-16	1.505	1.663	0.27	SLC	-	32.0
	SLC-17	1.505	1.667	0.44	SLC	-	27.3
	SLC-18	1.505	1.673	~1.0	SLC	-	20.1

Для исследования влияния величины диэлектрической анизотропии на характер электрооптического отклика исследовались три состава ХНЖК с различной диэлектрической анизотропией (таб. 2.4).

Диэлектрическая анизотропия исследуемых ХНЖК изменялась путем добавления в матрицу IPS-16 (табл. 2.1) двух жидкокристаллических соединений с большой положительной диэлектрической анизотропией $\Delta\epsilon = +11.8$ - пентилцианобифенила (ПЦБ) и с большой отрицательной диэлектрической

анизотропией $\Delta\varepsilon = -25.1$ 4-н-амилокси-2,3-дицианфениловый эфир п-н-амилоксибензойной кислоты (ДЦФЭБК).

Таблица 2.4. Состав и параметры хиральных жидких кристаллов.

Название ХНЖК	Состав						$\Delta\varepsilon$ смеси	Δn смеси	R_0 смеси, мкм
	Матрица	Диэлектрическая добавка			Хиральная добавка				
		Название	Доля, вес. %	$\Delta\varepsilon$ добавки	Название	Доля, вес. %			
IPS-4	IPS-16	ПЦБ	40	+11.8	ГС	2	+6.98	0.12	1.0
IPS-5	IPS-16	ДЦФЭБК	10	-25.1	ГС	2	-3.23	0.12	1.0
IPS-6	IPS-16	ПЦБ	3	+11.8	ГС	2	+0.01	0.12	1.0

2.2. Параметры жидких кристаллов и их измерение

Для корректного сравнения экспериментальных и расчетных данных важно знать реальные параметры жидких кристаллов, которые будут использованы для моделирования исследованных эффектов. Основными параметрами ЖК являются продольная и поперечная диэлектрические проницаемости ε_{\parallel} и ε_{\perp} , коэффициенты упругости K_{11} , K_{22} и K_{33} , показатели преломления n_o и n_e и оптическая анизотропия $\Delta n = n_e - n_o$, а так же значение вращательной вязкости γ .

Измерение диэлектрических проницаемостей ε_{\parallel} и ε_{\perp} проводились мостовым методом с помощью прибора МНИПИ Е7-20, с использованием двух типов ячеек с планарной и гомеотропной ориентацией в переменном поле с частотой 1 кГц и разностью потенциалов в 1 В. Измерительная ячейка, показанная на рис. 2.4а, представляет собой плоский конденсатор из двух стеклянных пластин, на внутренних плоскостях которых нанесены электропроводящие покрытия из ИТО. Сопротивление электродов составляло не более 40 Ом/ см², площадь пересечения

электродов $\sim 1 \text{ см}^2$, а расстояние между электродами $\sim 15 \text{ мкм}$. Калибровка осуществлялась измерением емкости ячейки заполненной четырёххлористым углеродом (х.ч.). При этом паразитная емкость не превышала 5 пФ. Диэлектрическая проницаемость вычислялась из соотношения $\varepsilon = C/C_0$, где C – емкость ячейки с ЖК, C_0 – емкость пустой ячейки. Точность измерения диэлектрической проницаемости составляла $\sim 1\%$.

Коэффициенты упругости для поперечного K_{11} и продольного изгибов K_{33} измерялись с использованием методики, основанной на измерении зависимости оптической фазовой задержки НЖК слоя от постепенно повышающегося по амплитуде синусоидального электрического напряжения приложенного к слою. Схема установки для измерения коэффициентов упругости приведена в разделе 2.4.

Кроме того проводились дополнительные измерения коэффициентов упругости K_{11} и K_{33} методом расчетных кривых – экспериментальная кривая $\Phi(U)$ совмещалась с расчетной кривой при помощи подбора входных параметров в расчете (использовался программный пакет LCD TDK).

На рисунке 2.2 в качестве иллюстрации приведены экспериментальная зависимость фазовой задержки $\Phi(U)$ для LC-13N (гомеотропная ориентация) и кривая, полученная в результате расчета по программе *LCD TDK*.

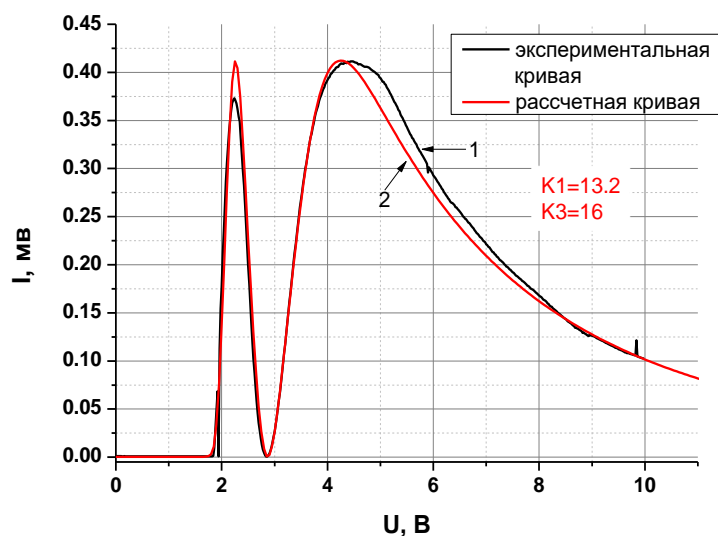


Рисунок 2.2 – Статический режим для гометропно-ориентированного LC-13N. На

графике показаны экспериментальная (1) и рассчитанная (2) зависимости тока на фотодетекторе от приложенного напряжения.

Вращательная вязкость γ также определялась методом расчетных кривых при помощи численного моделирования в программе LCD TDK из измерений зависимостей оптического отклика от времени при выключении электрического поля и их аппроксимации расчетными кривыми.

Анизотропия показателя преломления определялась с помощью рефрактометра Аббе *Atago IT*, принцип работы которого основан на полном внутреннем отражении [58]. В рефрактометре используется натриевая лампа с длиной волны 589.3 нм. Значение дисперсии для среднего значения дисперсии ($n_F - n_C$) между показателями преломления F -линии (486.1 нм) и C -линии (656.3 нм) выражается формулой:

$$n_F - n_C = A + B\alpha \quad (2.1)$$

где значения A , B и α соответствуют измеренному показателю преломления и находятся из табличных данных рефрактометра.

Для определения коэффициента преломления на нужной длине волны, используется формула Коши:

$$n = n_D + B\left(\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_D^2}\right), \quad (2.2)$$

где n_D – показатель преломления, измеренный на длине волны $\lambda_D = 589.3$ нм, λ – длина волны, для которой находится показатель преломления.

Шаг холестерической спирали определялся методом клина по расстоянию l между дисклинациями Кано-Гранджана в клиновидных ячейках (рисунок 2.3). В таких ячейках неискаженная спиральная структура может существовать только в тех местах, где толщина образца кратна половине шага спирали [59]. На соседних участках спираль вынуждена деформироваться, но только до определенных

пределов, примерно на четверть шага спирали. Достигнув этого предела, шаг спирали скачком меняется на полпериода. Визуально это сопровождается возникновением линейной дисклинации между соседними зонами Гранжана. Метод основан на предположении, что дисклинации на всех участках расположены на одинаковых расстояниях от тех областей, где без деформации укладываются целые обороты спирали. Тогда шаг спирали определяется по формуле:

$$p = \frac{2(d_n - d_1)}{n}, \quad (2.3)$$

где p – шаг холестерической спирали,

d_n – толщина слоя ЖК для n -ой дисклинации,

d_1 – толщина слоя ЖК для первой дисклинации,

n – количество дисклинаций.

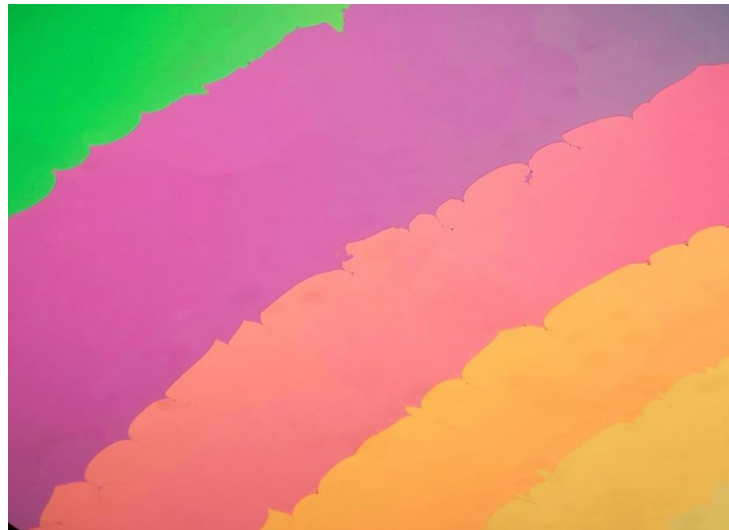


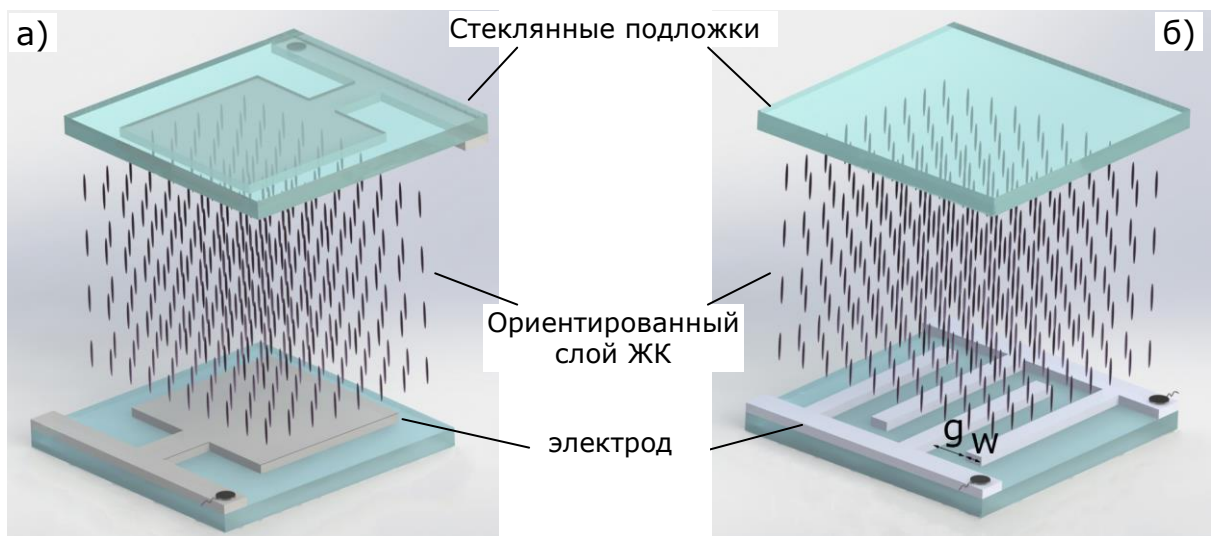
Рисунок 2.3 – Дисклинации Кано-Гранжана в поляризованном свете.

2.3. Конструкции ЖК ячеек

Типичные ЖК ячейки состоят из двух плоских стеклянных полированных подложек (рисунок 2.4в). Для измерения угловых характеристик пропускания ХЖК использовались ячейки, состоящие из двух прямоугольных призм (рисунок 2.4г). Для создания однородной ориентации ЖК в ячейке на внутренние

поверхности стекол методом центрифугирования наносят ориентирующие покрытия – для планарной ориентации (директор ЖК в плоскости подложки): слой полимерного материала (полиимида), который затем натирают мягкой тканью в одном направлении, для создания легкой оси n . Либо наносят слой стеарил хлорида хрома (хромолан), который обеспечивает гомеотропную ориентацию молекул ЖК на поверхности (директор ЖК перпендикулярен подложке).

Для исследования электрооптических эффектов и некоторых физических свойств ЖК требуются электроды, при помощи которых можно приложить к слою ЖК электрическое поле и деформировать распределение директора ЖК. Для этих целей использовались стекла с предварительно нанесенными тонкими (50-150 нм) слоями хрома (Cr) или смеси оксидов олова и индия (ITO). В ячейках со сплошными электродами на обеих подложках электрическое поле направлено вдоль нормали к ЖК слою (рисунок 2.4а). Данные ячейки хорошо подходят для измерения физических параметров ЖК смесей. Для изучения новых типов электрооптических эффектов использовались более сложные конфигурации электродов – встречно-штыревые электроды (ВШЭ) (рисунок 2.4б). Благодаря специфическому распределению электрического поля вокруг ВШЭ, именно этот тип электродов наиболее популярен в современных физических исследованиях.



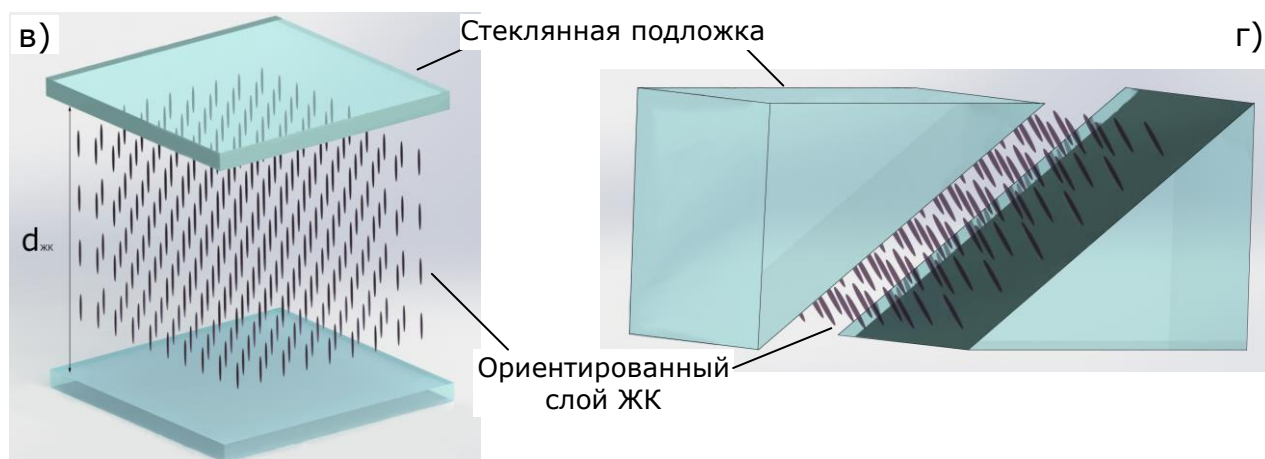


Рисунок 2.4 – Схематическое изображение жидкокристаллических ячеек с плоскими подложками (а-в) и с подложками в виде прямоугольных призм (г).

Для исследования электрооптических эффектов в режиме двунаправленного переключения электрического поля были созданы ячейки с ВШЭ, расположенными на двух противоположных стеклах.

Системы ВШЭ могут быть ориентированы параллельно, как показано на рисунке 2.5а, или ортогонально, как показано на рисунке 2.5б.

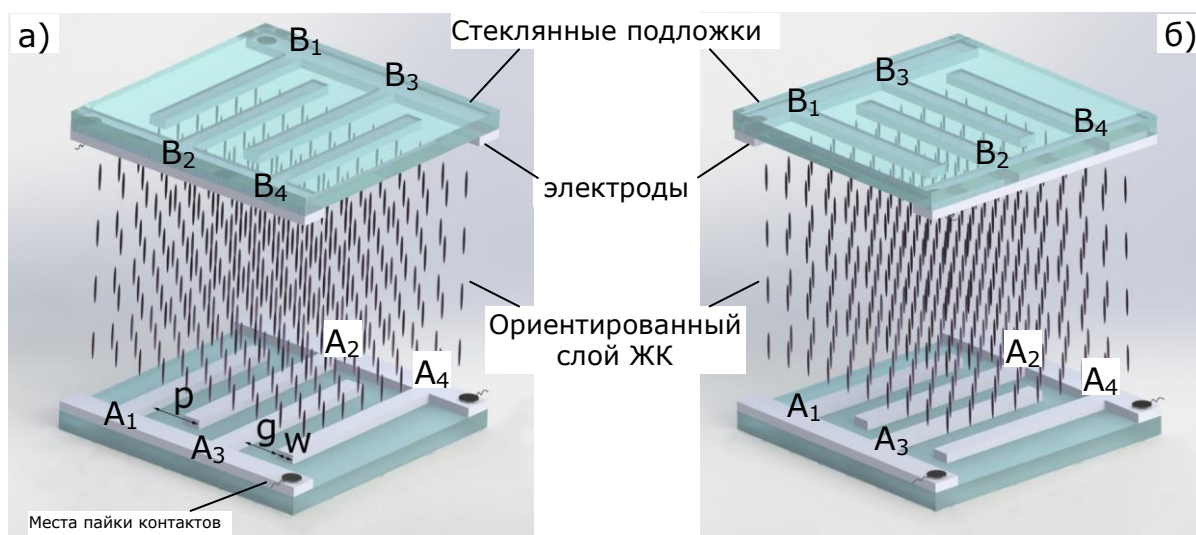


Рисунок 2.5 – Схема совмещения электродов в ЖК ячейках с параллельными (а) и скрещенными (б) системами ВШЭ с периодом p , где w – ширина электрода, g – зазор между электродами.

При параллельном расположении электродов важно точно совместить каждую систему встречных электродов с аналогичной системой на противоположной подложке. В этом случае, при подаче одинакового потенциала на совмещенные электроды на противоположных подложках, электрическое поле будет в основном направлено вдоль плоскости слоя («планарное» поле).

На рисунке 2.6 показаны подложки с хромовыми ВШЭ (а), кварцевая подложка (б) и ячейка в собранном виде (в).

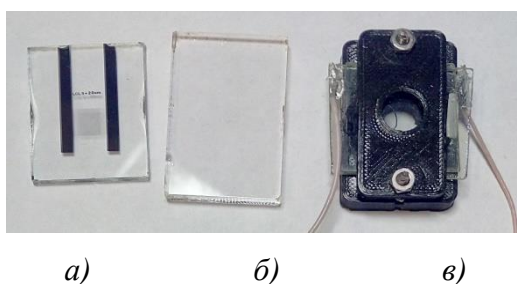


Рисунок 2.6 – Компоненты ЖК ячейки: а – нижняя подложка с хромовыми электродами, б – верхняя подложка, в – собранная ячейка с контактными проводами в пластиковом держателе.

Зазор между подложками и, соответственно, толщина слоя ЖК задавались тефлоновыми прокладками или стеклянными шариками. Толщина незаполненной ячейки контролировалась спектрометром Avantes AvaSpec-ULS2048-USB2, посредством регистрации расстояния между пиками интерференции Фабри-Перо. Зная положение двух минимумов (или максимумов) в спектре пропускания, т.е. соответствующие λ_n и λ_{n+m} (рисунок 2.7), можно найти толщину d по формуле:

$$d = \frac{(m-n) \cdot \lambda_n \cdot \lambda_m}{2(\lambda_n - \lambda_m)} \times 10^{-3}, \quad (2.4)$$

где d – величина зазора между электродами (толщина ЖК слоя), мкм;
 λ_n и λ_m – длины волн минимумов спектра пропускания образца, нм.

Величина зазора определяется усреднением результатов измерений в 3-х разных точках, в центре и на краях ИТО-электродов: $d = (d_1 + d_2 + d_3)/3$.

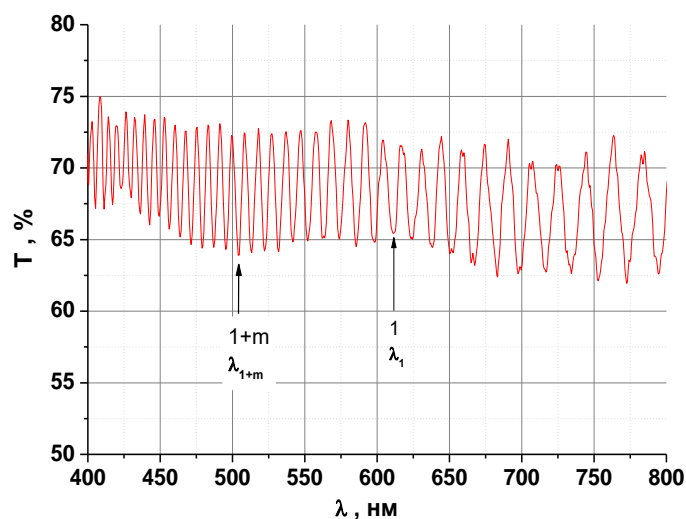


Рисунок 2.7 – Типичный спектр пропускания пустой ЖК ячейки.

2.4. Схемы измерительных установок

Схема установки для измерения оптической фазовой задержки НЖК слоя для определения коэффициентов упругости (рис. 2.8) включает He-Ne лазер (1) с мощностью излучения 2 мВт и длиной волны излучения $\lambda = 583$ нм. Пучок лазерного излучения, дополнительно линейно поляризовался поляризатором с оптической осью, направленной под 45° к горизонту. Далее свет, модулированный с помощью вращающейся непрозрачной пластинки с вырезами (chopper) (3), падал на ЖК ячейку (4), подключенную к усилителю напряжения (7). После прохождения ЖК ячейки свет проходил через анализатор с осью пропускания ортогональной поляризатору (5) и попадал на кремниевый фотодиод (6). Сигнал с фотодиода 6 регистрировался при помощи карты *Z-Lab 210*, подключенной к персональному компьютеру (9). Обработка сигнала осуществлялась при помощи программного пакета виртуальных приборов *PhysLab*, включающего осциллограф, синхронный детектор и генератор напряжения произвольной формы. К электродам исследуемой ячейки прикладывалось постепенно нарастающее по амплитуде напряжение синусоидальной формы. При этом синхронным детектором *PhysLab* осуществлялось измерение амплитуды сигнала с фотодиода 6.

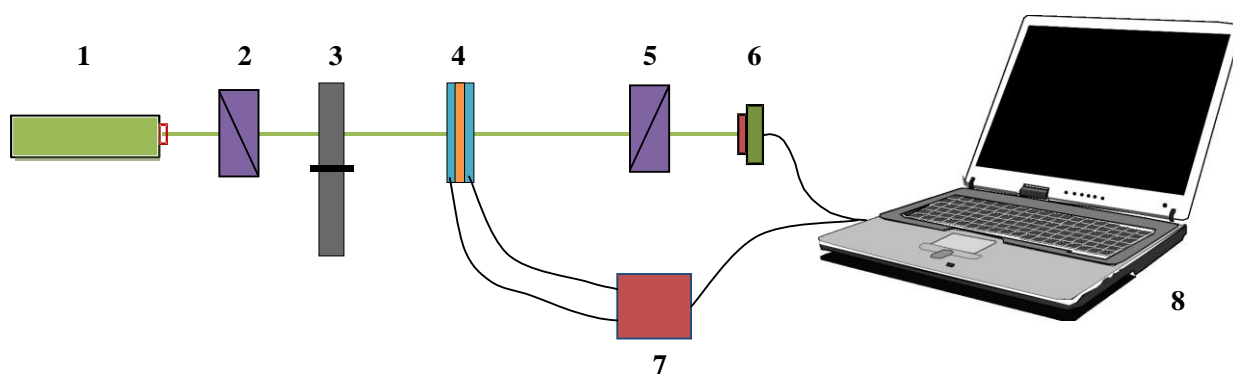


Рисунок 2.8 – Оптическая схема установки для измерения фазовой задержки. Здесь 1 – лазерный излучатель, 2, 5 – скрещенные между собой поляризаторы, 3 – вращающийся диск с прорезями (chopper), 4 – измеряемый образец, 6 – фотодиод, 7 – широкополосный усилитель, 8 – система виртуальных приборов PhysLab на основе звуковой карты компьютера.

Процесс развертки амплитуды управляющего напряжения во времени производился с малой скоростью (0.01 В/с) для того, чтобы максимально приблизиться к статическому режиму измерений. В результате медленного сканирования по напряжению снималась квазистатическая зависимость оптической фазовой задержки от напряжения на слое ЖК $\Phi(U)$.

На рисунке 2.9 приведена общая схема установки для исследований электрооптических свойств ЖК. В зависимости от эксперимента схема дополнялась фотоэлектронным умножителем (ФЭУ) и осциллографом. Установка включает поляризационный микроскоп (1), оптоволоконный спектрометр (2), компьютер (3) с аналого-цифровым и цифро-аналоговым преобразователем (АЦП-ЦАП) (4) и широкополосный усилитель (5). Для поляризации падающего света использовались поляризатор (7) и анализатор (9) поляризационного микроскопа установки, оси которых были скрещены. Жидкокристаллическая ячейка (8) закреплялась на столике поляризационного микроскопа. К ней прикладывалось напряжение от усилителя (5). Форма импульсного напряжения задавалась с помощью программного обеспечения, управляющего ЦАП *Zetlab ZET-210 Sigma USB* (4). Коллимированный пучок света от источника (6) поляризационного микроскопа после прохождения поляризатора (7) падал вдоль

нормали к поверхности ячейки и распространялся перпендикулярно подложкам ЖК ячейки.

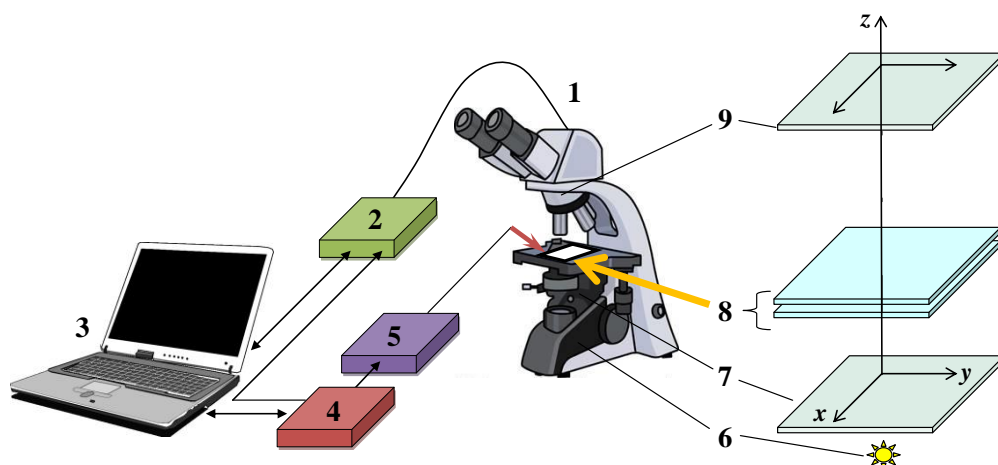


Рисунок 2.9 – Схема измерительной установки электрооптических свойств ЖК. Здесь 1 – поляризационный микроскоп; 2 – оптоволоконный спектрометр; 3 – компьютер с программным обеспечением виртуальных приборов *PhysLab* и программой управления спектрометром; 4 – АЦП-ЦАП измерительной системы *ZetLab ZET-210*; 5 – широкополосный высоковольтный усилитель; 6 – источник света микроскопа (при необходимости дополнялся светофильтрами *СЗС-23* и *ЗС-1*); 7 – поляризатор микроскопа; 8 – жидкокристаллическая ячейка; 9 – анализатор микроскопа.

Для изучения электрооптических эффектов в режиме двунаправленного переключения электрического поля в [60] была разработана специальная электрическая схема [61], которая позволяет независимо управлять электрическими потенциалами $\phi(t)$ на отдельных электродах ячейки в соответствии с данными таблицы 2.5. Управление потенциалами позволяет переключаться между двумя типами полей – нормальным U_n и планарным U_p .

Таблица 2.5. Электрические потенциалы на электродах $\{A_1, A_2, \dots, A_n\}$ и $\{B_1, B_2, \dots, B_n\}$ для создания двух типов полей.

Логический уровень на TTL входе / Тип поля	Потенциалы на электродах			
	$A_1, A_3, \dots, A_{2k-1}$	A_2, A_4, \dots, A_{2k}	$B_1, B_3, \dots, B_{2k-1}$	B_2, B_4, \dots, B_{2k}
0 / Нормальное	$\varphi(t)$	$\varphi(t)$	$-\varphi(t)$	$-\varphi(t)$
1 / Планарное	$\varphi(t)$	$-\varphi(t)$	$\varphi(t)$	$-\varphi(t)$

Электрическая схема содержит два входа: логический TTL-вход (transistor-transistor logic), на котором задается тип поля, и вход, на который подается заданная временная форма электрического потенциала $\phi(t)$. Четыре выхода управляющей схемы соединены с четырьмя независимыми группами электродов ячейки $\{A_{2k-1}\}$, $\{A_{2k}\}$, $\{B_{2k-1}\}$ и $\{B_{2k}\}$ (рис. 2.10).

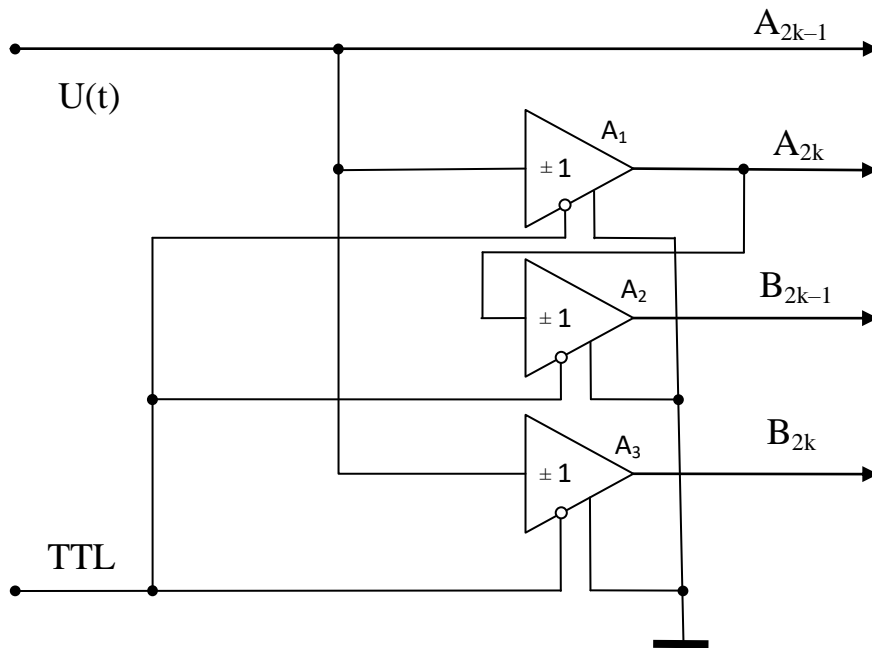


Рисунок 2.10 – Схема экспериментальной установки. A_{2k-1} , A_{2k} , B_{2k-1} и B_{2k} – выходы электродов, подсоединяемых к ЖК ячейке. A_1 , A_2 , A_3 – операционные усилители.

Смена направления электрического поля с планарного на нормальное происходит в момент переключения напряжения на TTL-входе устройства с высокого уровня на низкий уровень. Амплитуды импульсов планарного и

нормального поля, подаваемых на электроды ЖК-ячейки, равны амплитуде U на входе управляющего устройства. Их величина и длительность могут быть независимо изменены.

В качестве жидкокристаллического материала использована нематическая смесь *ZLI-1957/5* производства компании *Merck GmbH* (таблица 2.1). Все эксперименты проводились при температуре 24 ± 1 °С.

В работе исследовались ячейки с электродными решетками, в которых период p ВШЭ варьировался от 1.8 до 15 мкм. Подложки с ВШЭ изготовлены в Центре коллективного пользования «Проектирование и изготовление фотошаблонов», АО «Зеленоградский инновационно-технологический центр», г. Зеленоград.

Для измерения угловых характеристик использовались два типа ЖК ячеек: с плоскими подложками (рисунок 2.4в) и подложками в виде прямоугольных призм (рисунок 2.4г). Использование призматической ячейки позволило регистрировать проходящий через ЖК слой свет с большими углами падения (до 80°).

Схема экспериментальной установки для исследования спектров пропускания в жидких кристаллах показана на рисунке 2.11. ЖК ячейка (3) устанавливалась на поворотный столик (2). На одну из граней ячейки направлялся свет, выходящий из выходного окна волоконно-оптического кабеля источника света Avantes AvaLight DHC (1). Свет проходил через ячейку (3) и на выходе падал на собирающую линзу (4) волоконно-оптического кабеля спектрометра Avantes AvaSpec-ULS-2048-USB2 (5), который через USB-кабель соединен с персональным компьютером (6). Поворачивая столик с установленной на нем ЖК ячейкой, можно измерить спектр для различных углов прохождения света через слой ЖК. При этом надо учитывать показатели преломления стеклянных подложек. Для измерения спектров пропускания под углами прохождения от 0 до 30° использовалась ЖК ячейка с плоскими стеклами. Для измерения спектров пропускания под углами в диапазоне от 20 до 50° использовалась ячейка с подложками в виде прямоугольных призм, при этом свет направлялся на большую

катетную грань подложки. Для измерения спектров пропускания от углов от 50° до 65° свет направлялся на малую катетную грань подложки.

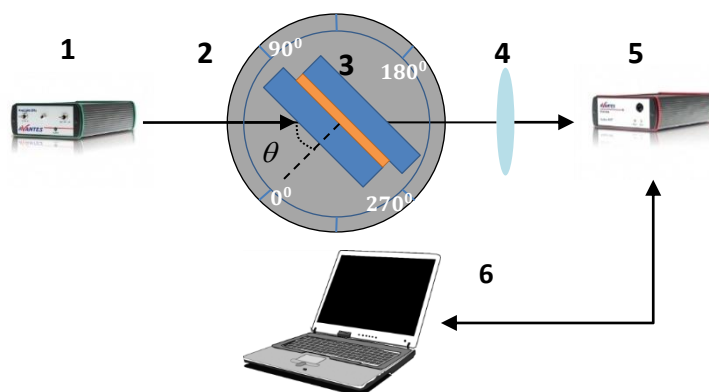


Рисунок 2.11 – Схема установки для измерения спектров пропускания ХСЖК при различных углах прохождения света. Здесь 1 – источник света Avantes AvaLight DHC, 2 – поворотный столик с градуировочной шкалой, 3 – ЖК ячейка, 4 – собирающая линза, 5 – оптоволоконный спектрометр Avantes Avaspec-ULS2048-USB2, 6 – компьютер.

Для измерения поляризационных спектров пропускания перед ячейкой устанавливались поляризационный фильтр и ахроматическая четвертьволновая пластинка *10RP54-1 (Newport Corp)*.

2.5. Моделирование электрооптических свойств

Численное компьютерное моделирование создает возможности для эффективного исследования и поиска новых физических эффектов в ЖК. Применение моделирования для постановки виртуального эксперимента позволяет глубже понять физику процессов в ЖК ячейке и действовать более целенаправленно и результативно при постановке реальных экспериментов.

Компьютерное моделирование электрооптических эффектов в ЖК ячейках было произведено при помощи программы *LCD TDK*, разработанной в лаборатории жидких кристаллов. Подходы к расчету распределения директора

ЖК в электрическом поле и алгоритмы решения оптической задачи, лежащие в основе *LCD TDK* описаны в [62].

Распределение директора ЖК в пространстве описывается уравнениями Эйлера-Лагранжа в векторной форме с учетом силы трения определяемой тензором вязкости γ . Пусть лабораторная система координат xuz задана так, что ось z направлена перпендикулярно электродам и ориентирующим слоям ЖК ячейки, тогда:

$$\gamma \frac{dn}{dt} = -\frac{\partial F}{\partial n} + \frac{d}{dz} \frac{\partial F}{\partial n'} + \lambda n, \quad (2.5)$$

где γ – вращательная вязкость;

F – свободная упругая энергия,

λ – множитель Лагранжа.

$$F = \frac{1}{2} \left[K_{11} (\text{div}n)^2 + K_{22} (n \cdot \text{rot}n + q_0)^2 + K_{33} (n \times \text{rot}n)^2 - \frac{\varepsilon E \cdot E}{2} \right], \quad (2.6)$$

где K_{11} , K_{22} , K_{33} – коэффициенты упругости;

ε – тензор диэлектрической проницаемости;

E – вектор напряжённости электрического поля.

Величина q_0 является принципиальной именно для хиральных нематиков. Ненулевое значение q_0 ответственно за спонтанное образование геликоидальной структуры с естественным шагом $P_0 = 2\pi/q_0$ в ЖК бесконечного объема. В случае ограниченного слоя ЖК задача решается с учетом граничных условий, определяемых ориентацией легких осей на границах слоя (на подложках) и энергией сцепления молекул ЖК с твердыми ориентирующими подложками.

Для расчета оптических свойств моделируемой системы используется метод комплексных матриц 4×4 совместно с алгоритмом, описанным в [63], дающий точное решение соответствующих уравнений Максвелла для одномерно неоднородной оптически анизотропной системы.

Для слоистых или одномерно-неоднородных в направлении z сред точное представление уравнений Максвелла сводится к матричной форме [64]:

$$\frac{\partial}{\partial z} \Psi = \frac{i\omega}{c} \Delta \cdot \Psi \quad (2.7)$$

где компоненты матрицы Δ выражаются через компоненты тензора диэлектрической проницаемости, а столбец электромагнитного поля Ψ определяется компонентами электрического $E_{x,y}$ и магнитного $H_{x,y}$ полей. С деталями вычисления матрицы для различных оптических систем, включающих и оптически двуосные элементы можно ознакомиться в работе [63].

Анализ состояний поляризации света выполнен в результате вычисления компонент вектора Стокса и представления этих состояний на сфере Пуанкаре. Представляя компоненты электрического поля световой волны в виде:

$$\begin{aligned} E_x &= A_x \cos(\omega t - kz + \delta_x) \\ E_y &= A_y \cos(\omega t - kz + \delta_y) \end{aligned} \quad (2.8)$$

Компоненты вектора Стокса определяются следующим образом:

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_x^2 + A_y^2 \\ A_x^2 - A_y^2 \\ 2A_x A_y \cos \delta \\ 2A_x A_y \sin \delta \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

где $\delta = \delta_y - \delta_x$.

В случае поляризованного света

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (2.10)$$

Любое состояние поляризации представляется точкой на сфере (называемой сферой Пуанкаре) с радиусом S_0 , который равен интенсивности поляризованного света. Любая из точек на экваторе сферы соответствует линейно-поляризованному состоянию. Точки вне экватора – это состояния с эллиптической поляризацией, которая переходит в круговую поляризацию на полюсах сферы.

Таким образом, задача математического моделирования состоит в том, чтобы определить, с одной стороны, оптимальную геометрию (ориентацию директора на границах слоя, ориентацию осей поляроидов), толщину слоя ЖК d и необходимую напряженность электрического поля для достижения максимальной глубины модуляции света. С другой стороны, математическая модель должна также предсказать динамические и спектральные свойства модулятора в зависимости от конкретных параметров жидкого кристалла [65].

Изучение свойств виртуального (соответствующего математической модели) модулятора удобно начать с модельного ЖК, обладающего набором параметров, типичных для нематических ЖК. Далее, изменяя эти параметры в математической модели, можно проследить, как изменяются свойства виртуального модулятора, и тем самым указать направления для практического изменения определенных параметров с целью получения наиболее оптимальных характеристик модулятора.

ГЛАВА 3. ЭЛЕКТРООПТИКА НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ В ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

В этой главе приведены исследования переключения ЖК в пространственно периодических полях с целью возможности повышения быстродействия ЖК.

3.1. Быстрая и медленная моды в электрооптическом переключении ячейки с нематическим ЖК

В данной главе исследуется возникновение двух мод в электрооптическом переключении ячейки с нематическим ЖК в режиме переключения VA-IPS (рис. 1.9).

3.1.1. Быстрая мода переключения в ЖК ячейке с ВШЭ на одной подложке.

В работе [15] посредством численного моделирования впервые показано, что в режиме VA-IPS при малых периодах ВШ электродов, меньших, чем толщина слоя ЖК, в электрооптическом отклике ЖК ячейки возникают две моды, которые условно можно назвать «поверхностной» и «объемной». Возникновение поверхностной моды связано с тем фактом, что при приложении электрического напряжения к электродам, электрическое поле оказывается локализованным на глубине менее периода решетки от поверхности. Поэтому сначала возникает сильная деформация поля директора ЖК именно вблизи электродных решеток. Этот процесс очень быстрый. Далее деформация распространяется вглубь слоя ЖК, но с меньшей скоростью.

Динамика электрооптического отклика ячейки с жидким кристаллом *E7* (таблица 2.1) на прямоугольные импульсы напряжения длительностью 30 мс при периоде ВШЭ $p=1.8$ мкм ($w=g=0.9$ мкм) приведена на рис. 3.1. При напряжении

$U=10$ В видно, что в отклике присутствует быстрое нарастание за время менее чем 0.5 мс до определенного уровня (уровень 1), определяемого амплитудой напряжения. Последующий рост пропускания (до уровня 2) требует больших времен и занимает порядка десяти миллисекунд.

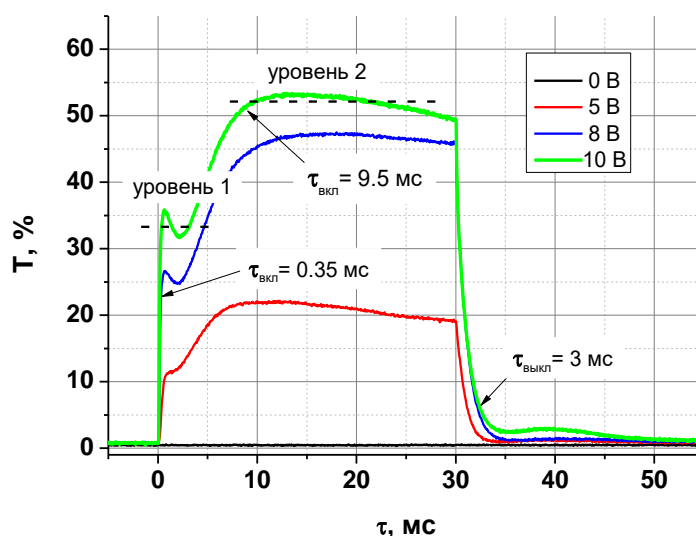


Рисунок 3.1 – Электрооптический отклик ЖК ячейки с E7 при различных напряжениях управляющего импульса: $U=0-10$ В. Толщина слоя ЖК $d=2.1$ мкм, ВШЭ $w/g=1$ ($p=1.8$ мкм).

В ячейке заполненной ЖК ZLI-1957/5 (таблица 2.1) аналогично ячейке с ЖК E7 на осциллограммах электрооптического отклика проявляются быстрая и медленная моды. Однако, поскольку диэлектрическая анизотропия ZLI-1957/5 существенно меньше, чем у E7, то необходимые для переориентации директора ЖК напряжения выше для ZLI-1957/5. Из рисунка 3.2 видно, что для быстрой моды при напряжении 10 В, как включение, так и выключение происходит за 0.5 мс. Однако уровень пропускания в поляризованном свете находится на уровне 12%. В то время как уровень пропускания в 70% достигается при напряжении 30В за 6.7 мс. Время выключения в этом случае соизмеримо со временем включения и составляет около 6 мс.

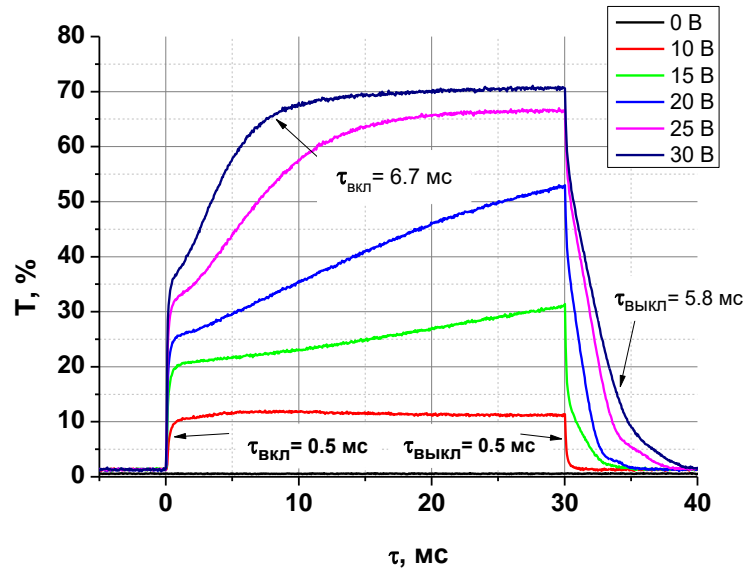


Рисунок 3.2 – Электрооптический отклик ЖК ячейки с ZLI-1957/5 при различных напряжениях прямоугольного управляющего импульса: $U=0-30$ В. Толщина слоя ЖК $d=2.5$ мкм, ВШЭ $w/g=1$ ($p=1.8$ мкм).

Возникновение быстрой моды обусловлено тем, что в случае ВШЭ вектор напряженности электрического поля имеет две составляющие (E_x и E_z). Если упругая деформация вдоль оси z (нормально к слою ЖК) характеризуется пространственным периодом соответствующим удвоенной толщине слоя ($2d$), то пространственные частоты упругих волн вдоль оси x определяются периодом ВШЭ p . В этом случае время релаксации волн, относящихся к различным пространственным гармоникам, определяется как:

$$\tau_i = \frac{\gamma}{Kq_i^2}, \quad (3.1)$$

где γ – вязкость ЖК,

K – эффективный коэффициент упругости,

$q_i=2\pi i/p$ (i - целое число) - пространственные частоты гармоник, связанные с основной частотой электродной решетки $q_1=2\pi/p$.

Однако из-за присутствия гомеотропных стенок наибольший вклад в деформацию вдоль оси x вносит вторая гармоника ($i=2$). Дело в том, что

гомеотропные стенки между электродами выступают как границы, уменьшающие размер деформируемого полем объема (рис. 3.3). Это в свою очередь обеспечивает быструю релаксацию в исходное состояние [15].

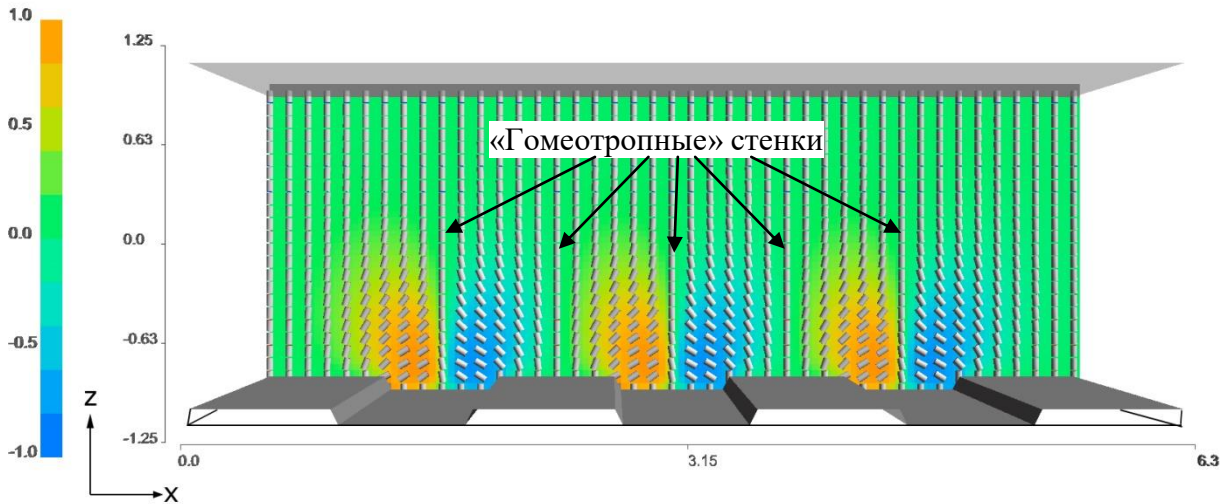


Рисунок 3.3 – Распределение директора, характерное для “быстрой” моды. Момент времени $t=0.5$ мс после приложения поля ($w=g=0.9$ мкм, $p=1.8$ мкм) $U=4$ В. $d=2.5$ мкм ($E7$). В центре между электродами и над электродами наблюдаются гомеотропные стенки. Шкала: 0 – соответствует гометропной ориентации, ± 1 – соответствует планарной ориентации с поворотом директора ЖК в плоскости XZ на $+90^\circ$ и -90° от оси Z.

Если продолжать прикладывать к электродам электрическое напряжение достаточно долго, то деформация распространяется вглубь слоя ЖК. Данный процесс сопровождается переориентацией все большего объема ЖК с параллельным разрушением гомеотропной стенки. На рис. 3.4 представлено распределение директора через 19.7 мс после приложения поля. Эта картина характерна для «медленной» или объемной моды.

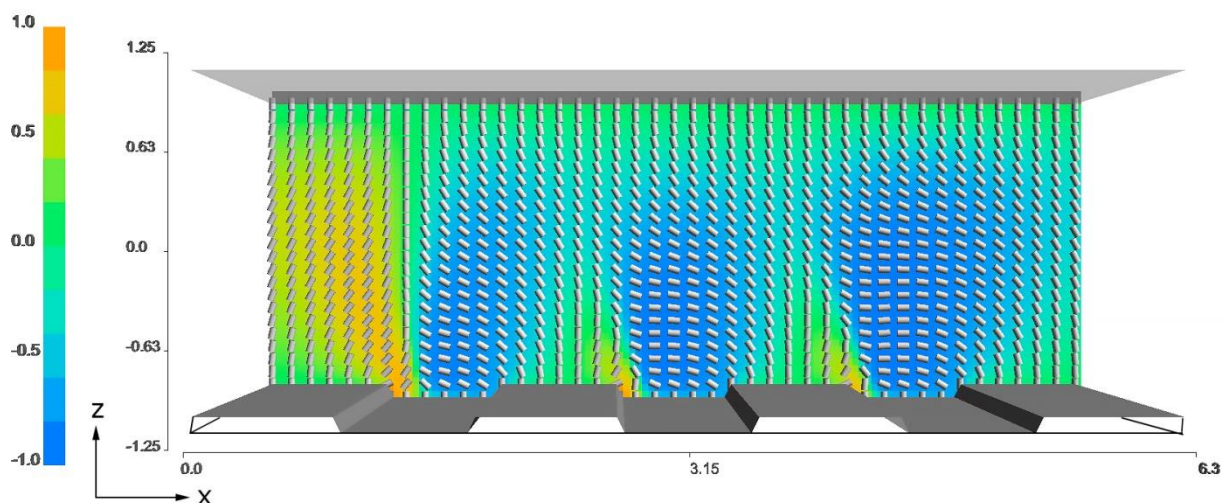


Рисунок 3.4 – Распределение директора, характерное для “медленной” моды. Момент времени $t=19.7$ мс после приложения поля ($w=g=0.9$ мкм, $p=1.8$ мкм) $U=4$ В. $d=2.5$ мкм ($E7$). Вертикальные стенки между электродами разрушены. Шкала: 0 – соответствует гометропной ориентации, ± 1 – соответствует планарной ориентации с поворотом директора ЖК в плоскости XZ на $+90^\circ$ и -90° от оси X.

Возникновение двух мод переключения отчетливо проявляется на рассчитанных осциллограммах электрооптического отклика (рис. 3.5). После приложения прямоугольного импульса $U=4$ В уровень пропускания 0.17 достигается за 1.7 мс. На рис. 3.3 видно, что директор в объеме ЖК деформирован только частично, что объясняет малую оптическую задержку и низкий уровень пропускания. Дальнейший рост пропускания до уровня 0.3 происходит медленно – за 17 мс. Деформация большего объема ЖК существенно увеличивает фазовую задержку, однако и процесс релаксации при этом затягивается. Так, после короткого импульса длительностью 2 мс, релаксация происходит за 1 мс (быстрая мода), а после импульса длительностью 22 мс, релаксация длится 6 мс (медленная мода).

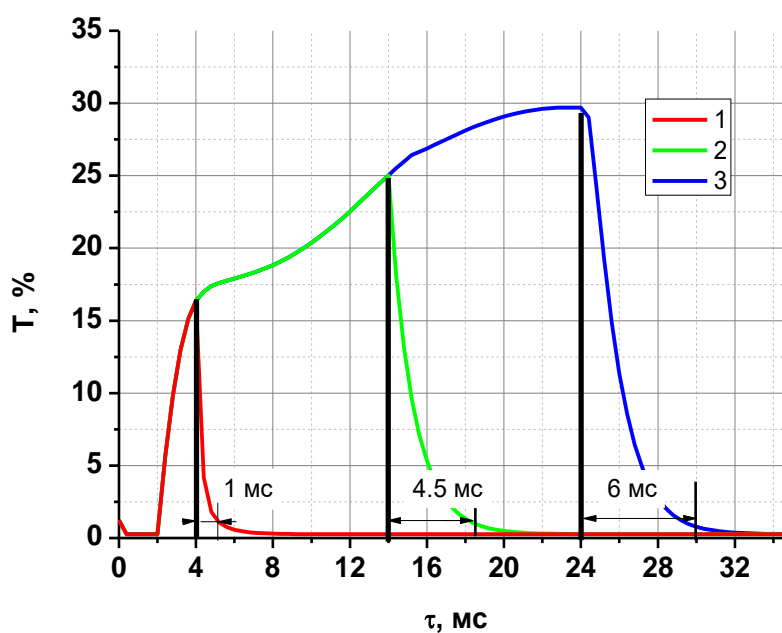


Рисунок 3.5 – Рассчитанный электрооптический отклик ЖК ячейки с ЖК E7: $w/g=1$ ($p=1.8$ мкм), $d= 2.5$ мкм. Параметры управляющего импульса: $U=4$ В, $\Delta t= 2, 14$ и 20 мс, соответственно, кривые 1, 2 и 3.

Таким образом, можно сделать вывод, что быстрая мода перспективна для применения в быстродействующих модуляторах. При построении такого модулятора света необходимо выбирать жидкие кристаллы с высокой анизотропией двулучепреломления, для управления необходимо использовать короткие импульсы напряжения, а толщина ЖК слоя должна быть меньше периода ВШ электродов.

3.1.2. Выводы

Экспериментально обнаружены поверхностная и объемная моды электрооптического переключения нематического ЖК в ячейках с системой ВШЭ. Поверхностная мода возникает при уменьшении периода ВШЭ из-за периодической структуры электродной системы. Пространственно-периодическое электрическое поле приводит к появлению гомеотропных стенок, которые удваивают пространственную частоту упругой деформации ЖК, и, вследствие уменьшения пространственного периода, обеспечивают очень быстрые времена

включения и релаксации директора ЖК. Медленная мода вызвана проникновением деформации в объем ЖК с параллельным разрушением гомеотропной стенки. Время релаксации в этом случае зависит от глубины проникновения деформации. Однако глубина проникновения может контролироваться длительностью импульса и толщиной самого слоя ЖК. При этом важно, что, несмотря на относительно низкий коэффициент пропускания для быстрой моды, оптический контраст между темным и светлым состояниями остается достаточно высоким [A4].

3.2. Режим двунаправленного переключения поля в нематических жидких кристаллах

В работе [66] для уменьшения времен переключения ЖК-ячейки предложен метод двунаправленного переключения между темным и светлым состояниями при помощи электрического поля, направленного перпендикулярно (U_n) и вдоль плоскости слоя ЖК (U_p). Суть двунаправленного переключения состоит в том, что как для включения, так и для выключения оптического состояния используется электрическое поле. В основе метода лежит использование четырехэлектродной схемы, в которой две пары встречно-штыревых микроэлектродов расположены на противоположных подложках по обе стороны ЖК-слоя.

Были проведены электрооптические исследования режима двунаправленного переключения гомеотропно ориентированного ЖК с положительной диэлектрической анизотропией в ячейках с параллельной и ортогональной ориентацией микроэлектродных полос (рис 2.5 а, б). Начальная ориентация ЖК может быть как планарной, так и гомеотропной, однако при гомеотропной ориентации достигается высокая оптическая плотность темного состояния, а оптические утечки света при наклонном падении могут быть легко скомпенсированы фазовыми пластинами, аналогично схеме компенсации VA моды [67]. Это позволяет реализовать высокий контраст, широкие углы обзора и близкое к ахроматическому пропускание.

Стоит отметить, что различные варианты использования двух типов полей в системах с тремя электродами известны давно [68–74]. Однако в этих случаях на второй подложке применялся сплошной электрод, что в отличие от рассматриваемого способа не позволяет менять направление электрического поля, так как поле всегда направлено нормально к поверхности сплошного электрода. Таким образом, используемый подход двунаправленного переключения принципиально отличается от ранее предложенных тем, что пространственно-периодическое электрическое поле формируется по обе стороны слоя ЖК. Это позволяет изменять направление электрического поля и увеличивать

быстродействие системы за счет исключения стадии свободной релаксации ЖК (электрическое поле действует как при включении светлого, так и при включении темного состояний).

3.2.1. Электрооптические исследования двунаправленного переключения в ЖК ячейках с параллельными электродами.

Рассмотрим режим двунаправленного переключения в ячейке с параллельными встречно-штыревыми электродами, изображенной на рис. 2.5а. Гомеотропно ориентированный слой нематического ЖК не вносит изменений в поляризацию нормально падающего света, который в скрещенных поляризаторах оказывается полностью блокирован. Если приложить напряжение между соседними электродами встречно-штыревых систем согласно второй строке таблицы 2.5, формируется электрическое поле, направленное вдоль плоскости слоя ЖК (U_{\parallel}). Однако из-за неоднородности электрического поля распределение директора сильно неоднородно. В центре между электродами вектор электрического поля ортогонален директору ЖК и диэлектрический момент, действующий на директор ЖК, равен нулю. Поэтому в относительно слабых электрических полях в этой области слоя ЖК не происходит переориентации директора и наблюдается «гомеотропная стенка» (рис. 3.6). Максимальная деформация директора достигается в промежутке между краем электрода и упомянутой гомеотропной стенкой. Также гомеотропная стенка наблюдается над электродом, поскольку в этом месте электрическое поле направлено вдоль нормали к плоскости подложек.

Кроме того, особенностью использования двух систем ВШЭ решеток является факт возникновения в центре ЖК слоя однородной, существующей во всем объеме ЖК планарной ориентации директора или «горизонтальной стенки». Как горизонтальная стенка, так и гомеотропная стенка ограничивают объем ЖК, приводя к уменьшению времен включения и выключения ЖК ячейки.

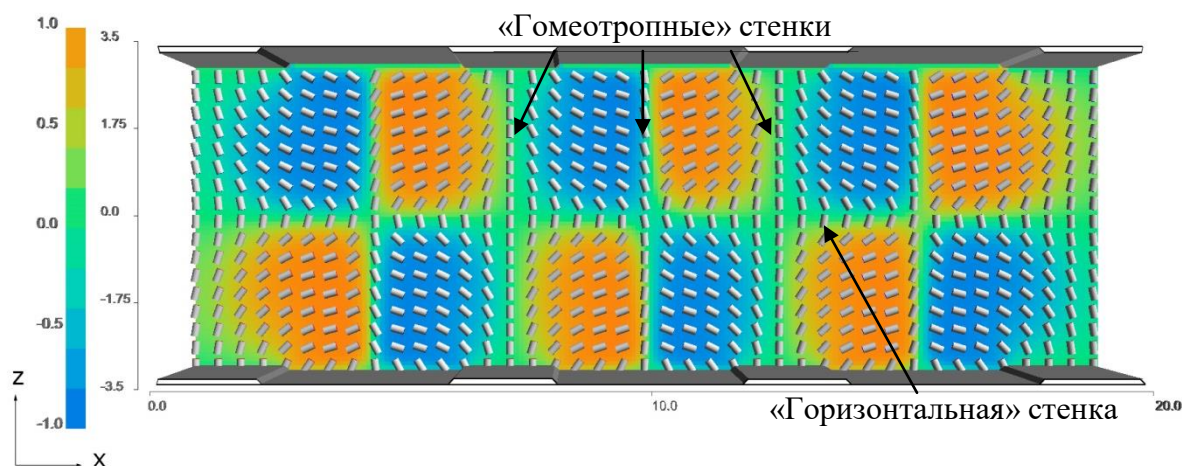


Рисунок 3.6 – Распределения директора в ЖК ячейке с параллельными ВШЭ. На рисунке показана плоскость ZX ЖК ячейки с периодом $p=6$ мкм и толщиной слоя $d=7$ мкм в момент приложения планарного поля $U_{\text{пл}}=10$ В. Шкала: 0 – соответствует гометропной ориентации, ± 1 – соответствует планарной ориентации с поворотом директора ЖК в плоскости XZ на $+90^\circ$ и -90° от оси Z .

Микрофотографии текстур экспериментальной ЖК ячейки с параметрами ВШЭ $w=5$ мкм, $g=10$ мкм ($d=8.8$ мкм) в скрещенных поляризаторах при планарном электрическом поле разной амплитуды (полосы электродов располагаются под углом 45° к направлениям осей поляризаторов), приведены на Рис. 3.7 (а-б). Вследствие индуцированного электрическим полем двулучепреломления участки ячейки в пространстве между электродами становятся прозрачными. Однако, в центре между электродами, где электрическое поле направлено вдоль плоскости слоя ЖК и перпендикулярно директору, действующий на директор момент сил отсутствует и гомеотропная ориентация директора не нарушается. Визуально данный эффект сопровождается возникновением темных полос между электродами. С увеличением амплитуды электрического поля (или при уменьшении расстояния g между электродами) ширина темных полос уменьшается (Рис. 3.7 б), а интегральная интенсивность пропускания растет.

Электрическое поле (U_n), направленное перпендикулярно плоскости слоя ЖК, возвращает ориентацию директора ЖК в исходную гомеотропную. При этом

из-за неоднородности электрического поля, формируемого ВШЭ, вблизи краев электродов вектор электрического поля содержит компоненту, направленную вдоль плоскости слоя, что приводит к отклонению директора от нормали. Как следствие, при приложении нормального поля перпендикулярно плоскости слоя ЖК (Рис. 3.7 в), вдоль электродов видны светлые участки, обусловленные “утечкой” света из-за возникающего двулучепреломления.



а)

б)

в)

Рисунок 3.7 – Микрофотографии ЖК ячейки с периодом $p=15$ мкм ($w=5$ мкм $g=10$ мкм) и толщиной слоя ЖК $d=8.8$ мкм при приложении планарного поля (а-б) и нормального поля (в). Напряжение на ячейке: а – 4 В; б, в – 10 В.

Осциллограммы оптического отклика ЖК ячейки с периодом $p=15$ мкм ($w=5$ мкм $g=10$ мкм) и толщиной слоя ЖК $d=8.8$ мкм в режиме двунаправленного переключения при равных амплитудах переключающих полей приведены на рисунке 3.8. Импульсы напряжения $U_{\text{п}}$ для создания поля вдоль слоя и $U_{\text{н}}$ для создания поля перпендикулярно слою представляют собой пакеты знакопеременного напряжения длительностью 30 мс заполненные сигналом прямоугольной формы с частотой 500 и 1000 Гц. Осциллограммы демонстрируют соотношение величины пропускания в планарном и нормальном полях в зависимости от напряжения. Как видно из рисунка 3.8, пропускание ячейки в нормальном электрическом поле при всех значениях $U_{\text{н}} > 0$ из-за утечки света превышает ее пропускание при нулевом напряжении $U_{\text{н}} = U_{\text{п}} = 0$ В.

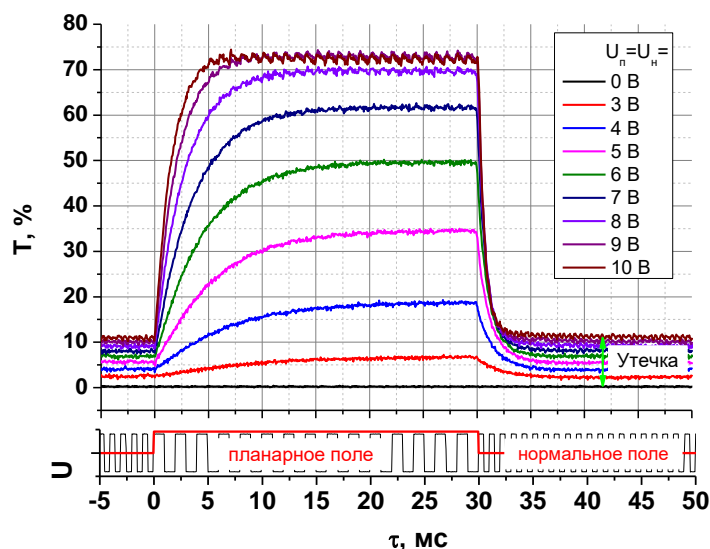


Рисунок 3.8 – Электрооптический отклик ЖК-ячейки с параллельными электродами ($w=5$ мкм, $g=10$ мкм, $d=8.8$ мкм): пропускание ячейки в скрещенных поляризаторах при $U_n=U_p=0, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9$ и 10 В, соответственно. На нижнем графике приведены осциллограммы управляющего напряжения (импульс планарного поля длительностью 30 мс) – черная линия и TTL сигнала – красная линия.

Для увеличения контраста между переключаемыми оптическими состояниями возникающее дополнительное пропускание, составляющее 10%, может быть устранено при уменьшении длительности импульса нормального поля. Как видно из рисунка 3.9 при уменьшении длительности Δt_n до значений 1-2 мс пропускание плавно падает до уровня ячейки в отсутствие электрического поля. На осциллограммах видно, что быстрый начальный спад не зависит от длительности импульса нормального поля. После снятия напряжения ячейка свободно релаксирует с уровня пропускания, заданного нормальным полем.

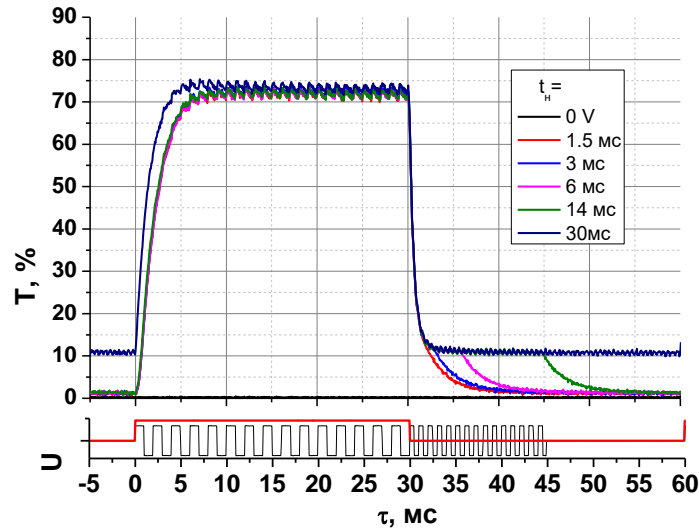


Рисунок 3.9 – Осциллограммы электрооптического отклика ячейки с периодом ВШЭ $p=15$ мкм ($w=5$ мкм, $g=10$ мкм) в зависимости от длительности импульса нормального поля $\Delta t_H=1.5, 3, 6, 14, 30$ мс при ($U_H=U_H=10$ В). Толщина слоя ЖК $d=8.8$ мкм.

Важно сравнить двунаправленный режим переключения ЖК ячейки с режимом переключения только планарным полем, при котором после выключения поле директора ЖК свободно релаксирует в исходную гомеотропную ориентацию, задаваемую ориентирующими покрытиями. Из осциллограмм на рисунке 3.10 видно, что в случае двунаправленного переключения время включения при напряжении $U_H=U_H=10$ В составляет $\tau_{вкл}=4$ мс, а время выключения $\tau_{выкл}=5.6$ мс. В то время как в случае свободной релаксации при $U_H=0$ В (т.е. нормальное поле не прикладывается), время выключения составило $\tau_{выкл}=10$ мс, что в 1.8 раза дольше.

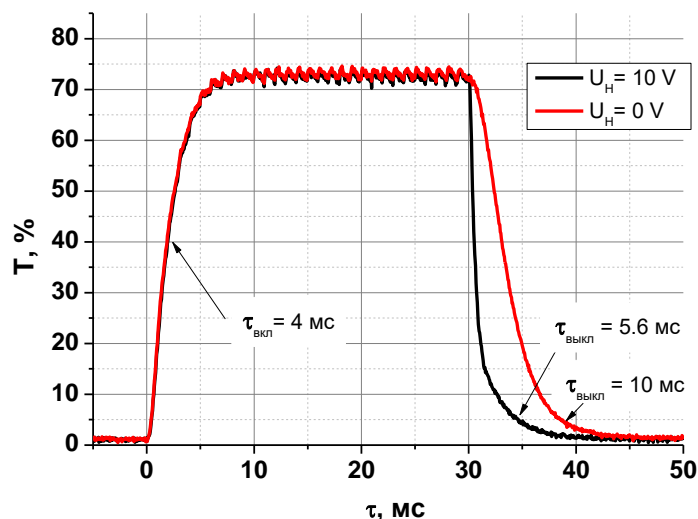


Рисунок 3.10 – Осциллограммы электрооптического отклика для ячейки с периодом $p=15$ мкм ($w=5$ мкм, $g=10$ мкм) при значениях напряжений нормального поля $U_H=0$ и 10 В.

Параметры исследованных ЖК ячеек приведены в таблице 3.1. При использовании электродных решеток меньших периодов $p=10$ и 6 мкм времена переключения сокращаются. Оптическую утечку в нормальном электрическом поле, также можно исключить уменьшением длительности импульсов U_H .

Таблица 3.1. Параметры исследованных ЖК ячеек

Период решетки $p, \text{мкм}$	Ширина электродов $w, \text{мкм}$	Расстояние между электродами $g, \text{мкм}$	Толщина ЖК слоя d в ячейке с параллельными электродами, мкм
6	2	4	3.1
			7
			10
10	4	6	2.8
			8.3
15	5	10	3.2
			6.2
			8.8

Зависимости времен переключения ($\tau_{вкл} + \tau_{выкл}$) от напряжения при $U_{п} = U_{н}$ (двунаправленное переключение) и $U_{н} = 0$ (однаправленное переключение) для двух разных периодов встречно-штыревых решеток приведены на рис. 3.11 и 3.12. При этом во всем диапазоне напряжений времена переключения для двунаправленного режима короче, чем однонаправленного. Надежно определить времена переключений для периода электродных структур $p = 15$ мкм является сложной задачей из-за больших утечек при $U_{н} \neq 0$. По результатам экспериментов можно сделать вывод, что при повышении напряжений электрических полей $U_{п}$, $U_{н}$ как времена включения $\tau_{вкл}$, так и выключения $\tau_{выкл}$ сокращаются. При этом время $\tau_{вкл}$ изменяется незначительно при режимах управления $U_{н} \neq 0$ и $U_{н} = 0$.

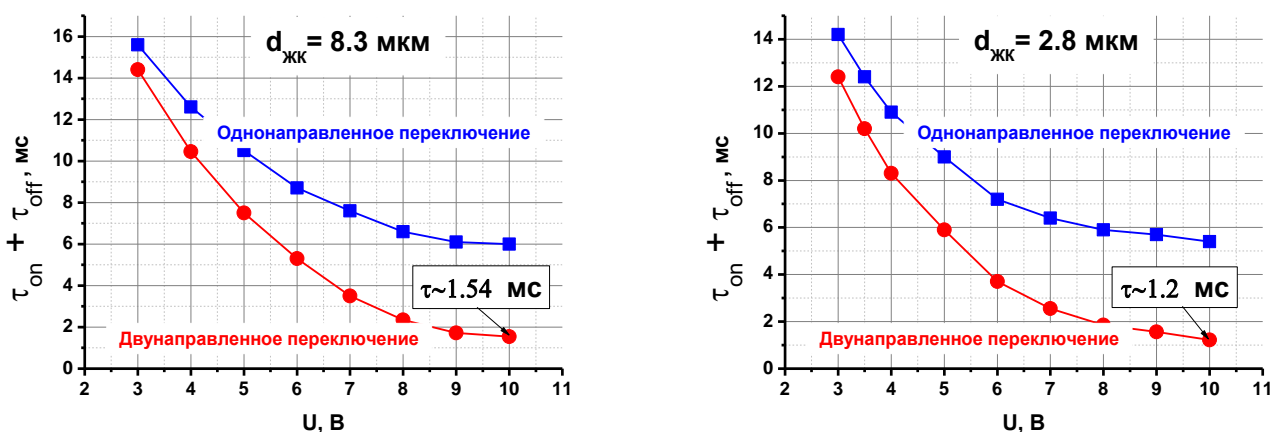


Рисунок 3.11 – Зависимости времен переключения $\tau_{вкл} + \tau_{выкл}$ для ячеек с периодом электродных структур $p = 10$ мкм ($w = 4$ мкм, $g = 6$ мкм) при различных толщинах слоя ЖК (8.3 и 2.8 мкм) в зависимости от приложенного напряжения ($U_{п} = U_{н}$ и $U_{н} = 0$).

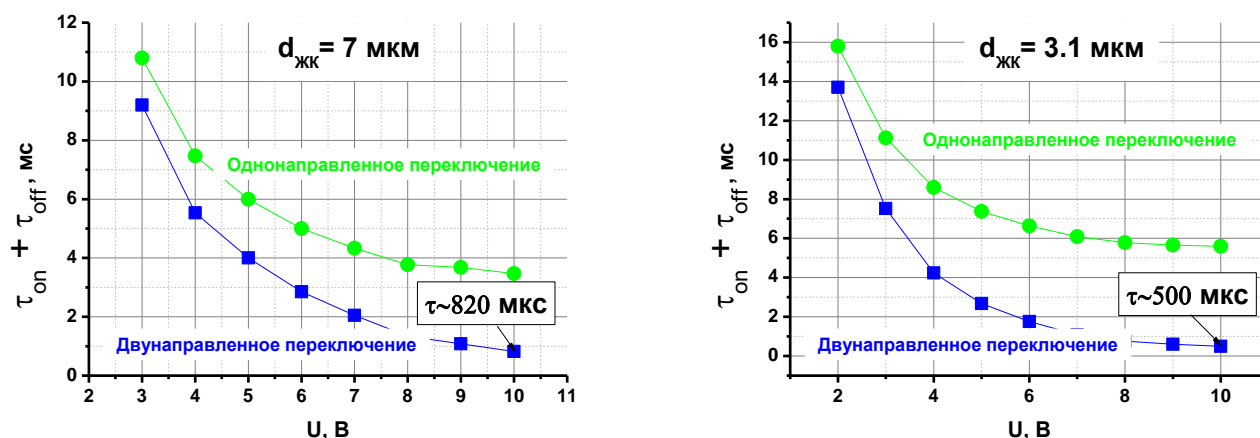


Рисунок 3.12 – Зависимости времен переключения $\tau_{\text{вкл}}$ и $\tau_{\text{выкл}}$ для ячеек с периодом электродных структур $p=6 \text{ мкм}$ ($w=2 \text{ мкм}$, $g=4 \text{ мкм}$) при различных толщинах слоя ЖК (7 и 3.1 мкм) в зависимости от приложенного напряжения ($U_{\text{п}}=U_{\text{н}}$ и $U_{\text{н}}=0$).

Из рисунков 3.11-3.12 видно, что при уменьшении толщины ЖК слоя времена переключения сокращаются. Другой геометрический фактор, влияющий на время переключения, это период электродов, уменьшение которого приводит не только к уменьшению времени переключения, за счет увеличения напряженностей управляющих полей, но и к уменьшению времени свободной релаксации за счет уменьшения характерных размеров областей остаточной деформации.

Для периода электродов $p=6 \text{ мкм}$ ($w=2 \text{ мкм}$, $g=4 \text{ мкм}$) и для толщины слоя ЖК $d=3.1 \text{ мкм}$ достигнуты времена переключения $\tau = \tau_{\text{вкл}} + \tau_{\text{выкл}} = 0.26 + 0.24 = 0.5 \text{ мс}$. Для сравнения, времена переключения для наиболее распространенной на сегодняшний день FFS моды составляют порядка 6 мс.

3.2.2. Электрооптические исследования двунаправленного переключения в ЖК ячейках с ортогональными электродами

В случае ортогонально ориентированных ВШЭ (рис 2.5 б) управление потенциалами позволяет переключаться между двумя типами полей –

«нормальным» (U_n), т.е. направленным преимущественно вдоль нормали к плоскости подложек, и «твист-планарным» (U_T), при котором распределение вектора поля в зазоре между соседними электродами преимущественно планарное в приэлектродном слое, однако, из-за ортогональности расположения электродов, директор ЖК испытывает вращение при перемещении маркера наблюдателя по оси Z от одной подложки к другой. В действительности названия *твист-планарное* поле и *нормальное* поле являются условными, так как на самом деле эти поля пространственно неоднородны. При приложении разных потенциалов между электродами в плоскости формируется два планарных поля, направления которых ортогональны. Это приводит к формированию двух областей твист-деформации с одинаковым знаком вращения, но с противоположным знаком угла наклона директора, причем данный угол уменьшается с ростом электрического поля. Эти области разделены стенкой с гомеотропной ориентацией, локализованной в диагональной плоскости, проходящей через пересечения электродов с одинаковым знаком потенциала (рис 3.13 б) [66].

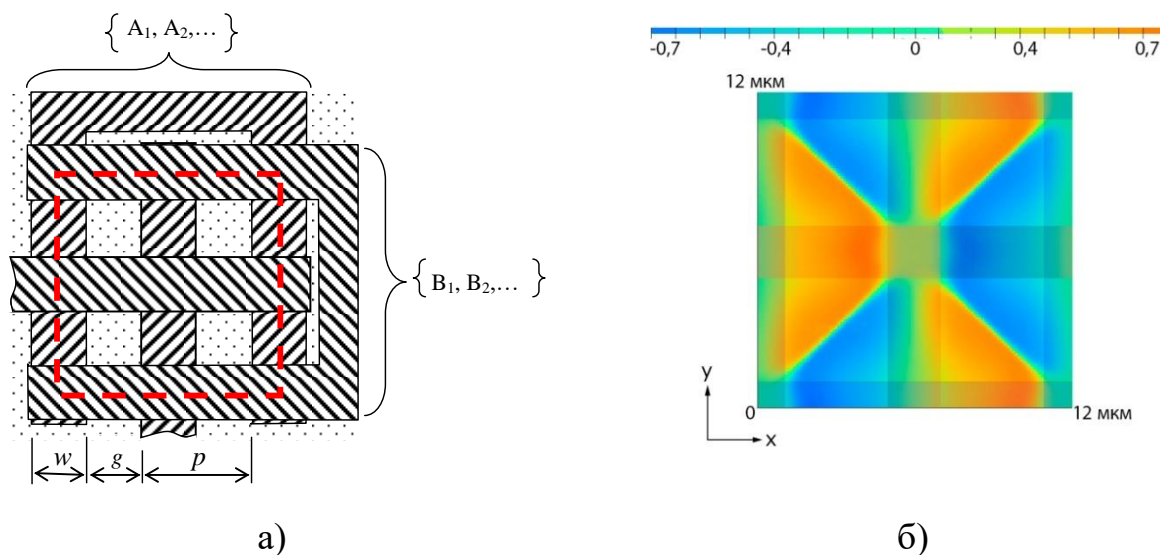


Рисунок 3.13 – Схема фрагмента ЖК ячейки со скрещенными встречно-штыревыми электродами с периодом p (вид сверху) (а), для которой рассчитано распределение директора (б). Распределение директора выполнено для плоскости XY , расположенной в центре слоя ЖК ячейки с периодом электродов $p=6$ мкм и толщиной $d=3$ мкм (а). Шкала: 0 – соответствует гомеотропной ориентации, ± 1 – соответствует планарной ориентации с поворотом директора ЖК в плоскости XZ на $+90^\circ$ и -90° от оси Z .

Электрическое поле, создаваемое ортогональными электродами вдоль слоя ЖК, имеет закрутку (вектор поля параллелен плоскости слоя и изменяется на 90° при перемещении вдоль нормали к слою ЖК от нижней до верхней границы) (рис. 3.14а). Директор ЖК под воздействием этого поля также закручивается. При включении поля, перпендикулярного плоскости ЖК слоя, исходная гомеотропная ориентация восстанавливается. Время переключения такой системы значительно меньше в сравнении со временами переключения ЖК модуляторов, работающих в традиционных режимах, где исходное состояние восстанавливается в результате свободной релаксации ЖК.

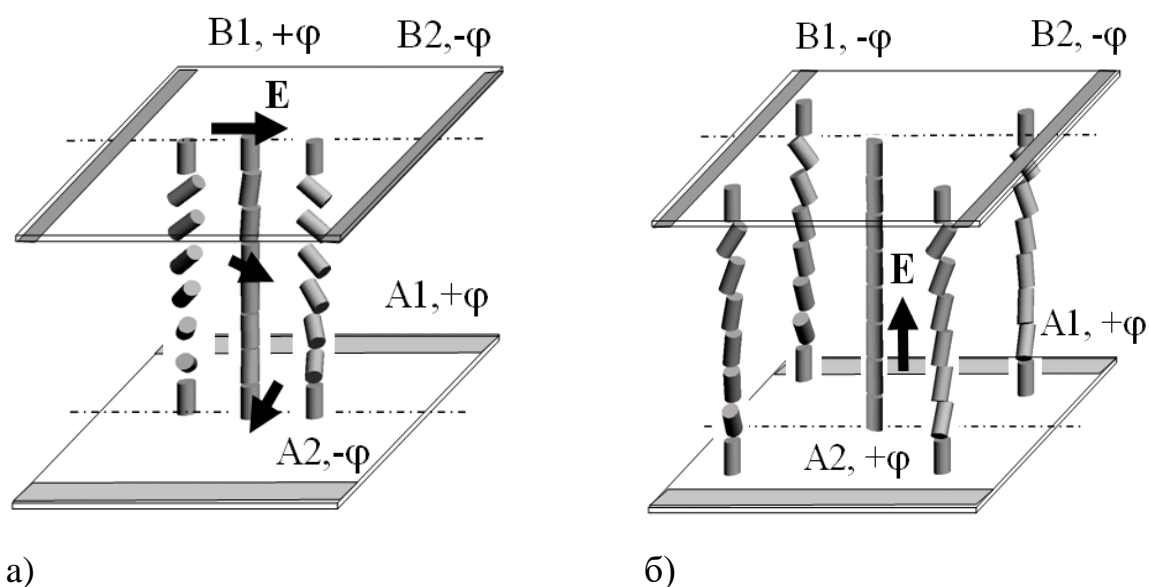
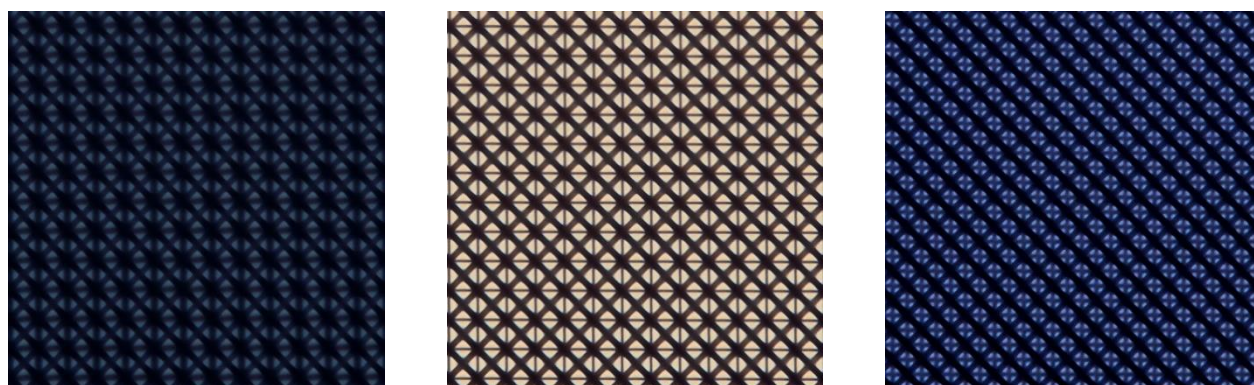


Рисунок 3.14 – Схема элементарной ячейки между двумя парами встречно-штыревых электродов ($\{A1, A2\}$ и $\{B1, B2\}$) и результаты моделирования распределения директора ЖК в твист-планарном электрическом полях (а) и при нормальном электрическом поле (б).

Микрофотографии текстур ЖК ячейки в скрещенных поляризаторах с параметрами ВШЭ $w=5$ мкм и $g=10$ мкм при толщине слоя ЖК $d=9$ мкм, приведены на рис.3.15. Фотографии а) и б) получены при подаче на ЖК-ячейку только твист-планарного электрического поля различной амплитуды. Фотография в) получена при подаче на ЖК-ячейку только нормального электрического поля. Оси поляризаторов в обоих случаях скрещены и ориентированы под углом 45° к

электродным полосам. При приложении планарного поля наблюдаются структуры с характерными темными полосами, где директор ЖК остается ориентирован гомеотропно. С ростом напряжения деформированная область в ячейке увеличивается и общее пропускание растет.



а)

б)

в)

Рисунок 3.15 – Микрофотографии ЖК-ячейки с толщиной слоя ЖК $d=9$ мкм и параметрами ВШЭ $w=5$ мкм и $g=10$ мкм: a - b – в твист-планарном поле, $в$ – в нормальном поле. Напряжение на ячейке: a – 4 В; $б$, $в$ – 10 В.

При нормальном электрическом поле (рис. 3.15 в) в каждой элементарной ячейке на фотографиях видны светлые области. Как и в случае с параллельными электродами, директор ЖК, из-за неоднородности электрического поля, отклоняется от нормали, что выражается в утечке света. Для ячеек с большим периодом полос ВШЭ при $w=5$ мкм и $g=10$ мкм и $d\sim 3$ мкм утечка составляет около 5% от максимального пропускания в планарном электрическом поле (рис. 3.16).

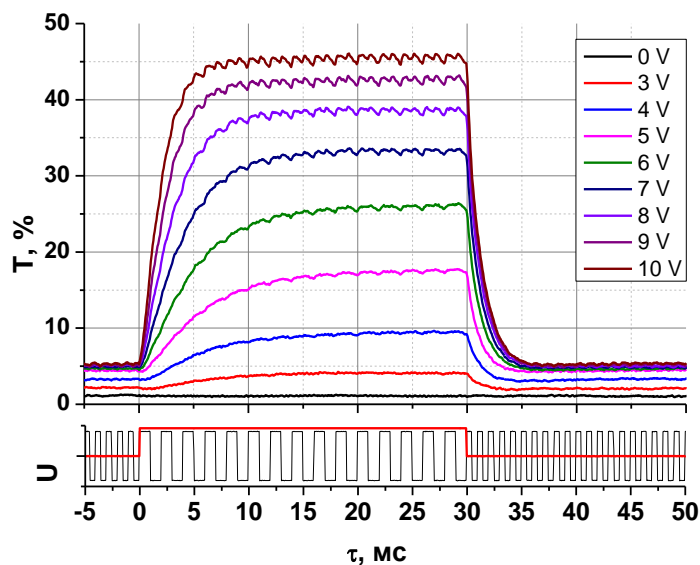


Рисунок 3.16 – Осциллограммы пропускания ЖК-ячейки ($w=5$ мкм, $g=10$ мкм, $d=3.2$ мкм) в скрещенных поляризаторах в зависимости от напряжения $U_H=U_T=0-10\text{В}$.

Аналогично параллельной геометрии ВШЭ, утечку света в нормальном поле можно эффективно уменьшить, сокращая длительность импульса нормального поля. При уменьшении периода полос ВШЭ нормальное поле становится все более однородным и для $w=2$ мкм и $g=4$ мкм и d в пределах 3-9 мкм, утечка света не превышает 1-2%.

Параметры исследованных ЖК ячеек с периодом ВШЭ от 6 до 15 мкм представлены в таблице 3.2. Сравнение оптического отклика без использования нормального поля при двух напряжениях показано на Рис. 3.17. Времена включения $\tau_{\text{вкл}}$ в обоих режимах управления равны и существенно зависят только от напряжения на слое ЖК. Времена выключения $\tau_{\text{выкл}}$ при управлении в режиме двунаправленного переключения поля значительно меньше времени $\tau_{\text{выкл}}$ при свободной релаксации директора. При этом величина оптического пропускания не зависит от режима переключения.

Таблица 3.2. Параметры исследованных ЖК ячеек

Период решетки p , мкм	Ширина электродов w , мкм	Расстояние между электродами g , мкм	Толщина ЖК слоя d в ячейке с ортогональными электродами, мкм
6	2	4	3.4
			5
			8.4
10	4	6	4.2
			6.9
			11
15	5	10	3.2
			8
			10

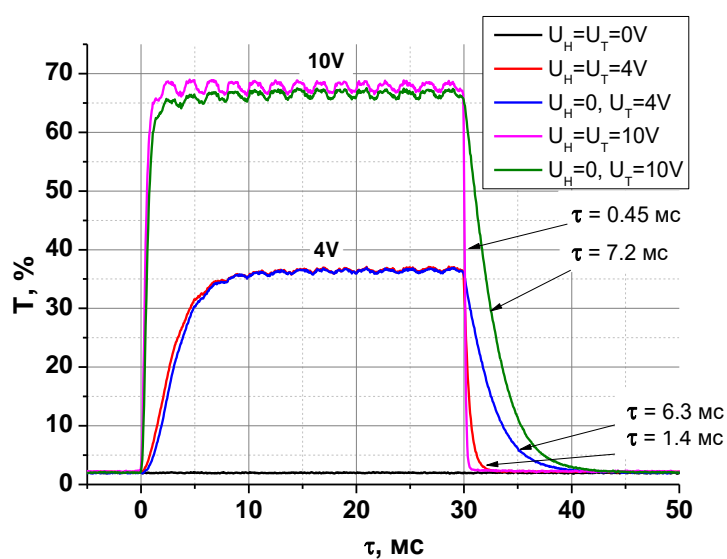


Рисунок 3.17 – Осциллограммы электрооптического отклика для ячеек с периодом электродных структур $p=6$ мкм ($w=2$ мкм, $g=4$ мкм). Измерения сделаны при $U_H=U_T=4$ и 10 В в сравнении с $U_H=4$ и 10 В при $U_T=0$ В.

Экспериментальные зависимости времен $\tau_{вкл}$ и $\tau_{выкл}$ от амплитуды импульсов напряжения при переключении в режиме двунаправленного переключения поля $U_H=U_T$ и при $U_H=0$ на ячейках с геометрией встречно-штыревых электродов с $w=4$ мкм и $g=6$ мкм для трех толщин слоев ЖК $d = 11$ и 4.2 мкм показаны на Рис. 3.18.

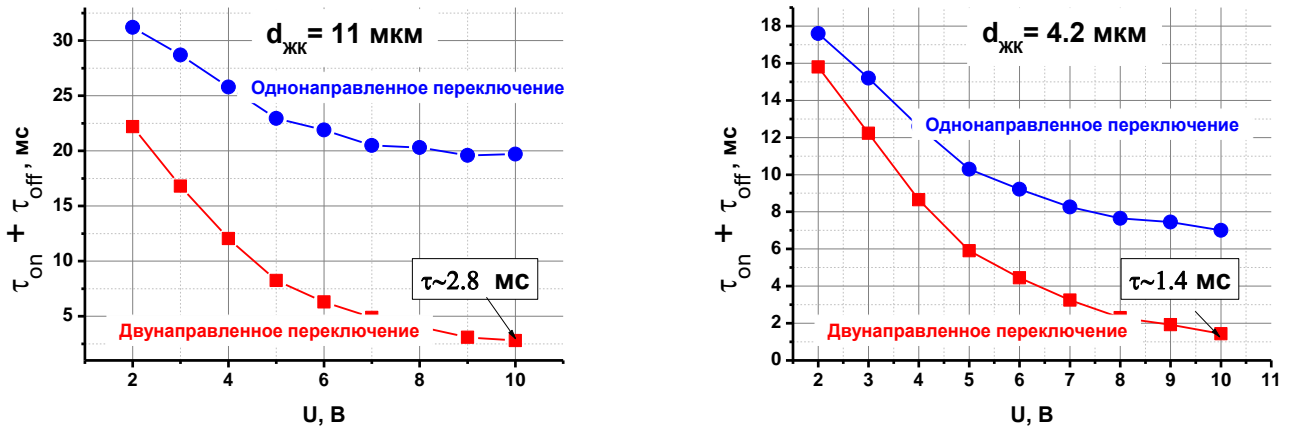


Рисунок 3.18 – Зависимость времен переключения оптического отклика $\tau_{вкл}$ и $\tau_{выкл}$ для ЖК – ZLI-1957/5 от амплитуды импульсов управляющего напряжения при $w=4 \text{ мкм}$, $g=6 \text{ мкм}$.

Экспериментальные зависимости времен $\tau_{вкл}$ и $\tau_{выкл}$ от амплитуды импульсов напряжения в режиме двунаправленного переключения поля $U_{\text{н}}=U_{\text{т}}$ и при $U_{\text{н}}=0$ в ячейках с геометрией встречно-штыревых электродов $w=2 \text{ мкм}$ и $g=4 \text{ мкм}$ для трех толщин слоев ЖК $d=8.4$ и 3.4 мкм показаны на Рис. 3.19. Оба времени $\tau_{вкл}$ и $\tau_{выкл}$ уменьшаются с увеличением электрического поля.

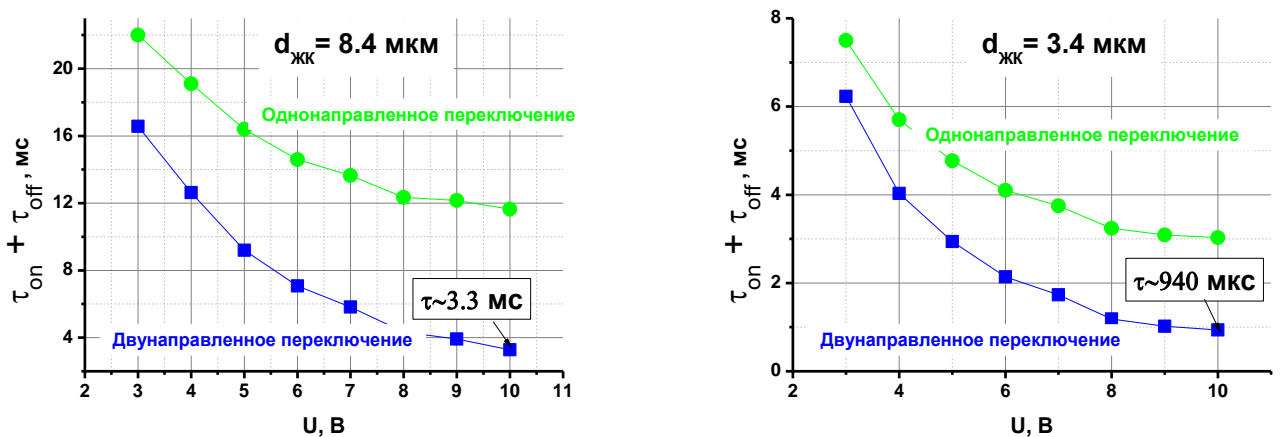


Рисунок 3.19 – Зависимость времен переключения оптического отклика $\tau_{вкл}$ и $\tau_{выкл}$ для ЖК – ZLI-1957/5 от амплитуды импульсов управляющего напряжения при $w=2 \text{ мкм}$, $g=4 \text{ мкм}$.

3.2.3. Быстрая мода в режиме двунаправленного переключения

Эффект возникновения быстрой и медленной мод также исследовался в режиме двунаправленного переключения поля. Стоит отметить, что создание ЖК ячейки с параллельной конфигурацией ВШЭ с малым периодом электродов является достаточно сложной задачей по причине необходимости точного совмещения электродов верхней и нижней подложек и требует создания специальной технологии. Поэтому экспериментальные данные здесь представлены только для системы с ортогонально скрещенными электродами. В ячейке с нематическим ЖК и двумя системами ВШЭ, расположенных ортогонально, при уменьшении периода электродных структур до 1.8 мкм наблюдается разбиение электрооптического отклика на две моды.

3.2.3.1. Ортогональная ориентация электродных решеток.

Были исследованы ячейки с периодом ВШЭ $p=1.8$ мкм ($w=g=0.9$ мкм) и толщиной слоя ЖК $d=2$ мкм. Обнаружено, что после приложения планарного поля амплитудой $U=7$ В происходит очень быстрое включение до уровня пропускания $\sim 6\%$ (данный уровень определяется амплитудой напряжения) (рис. 21). Последующий рост пропускания до максимального при данном напряжении уровня $\sim 12\%$ может идти достаточно медленно (до 30 мс при напряжении 6 В). С увеличением напряжения время достижения максимального уровня пропускания уменьшается. При этом, как видно из рис. 21, максимальный уровень пропускания несколько меньше уровня при $U=7$ В.

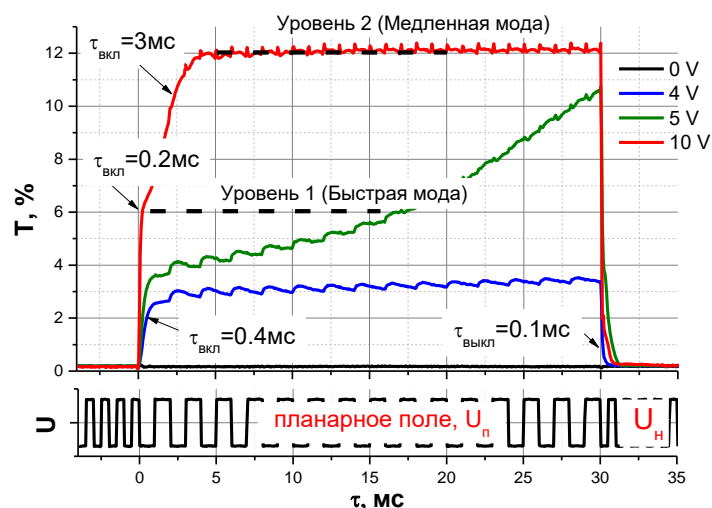
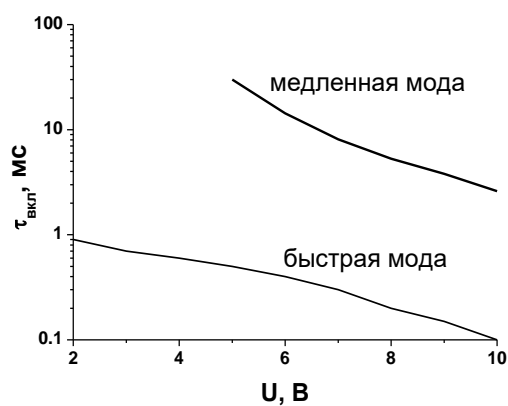
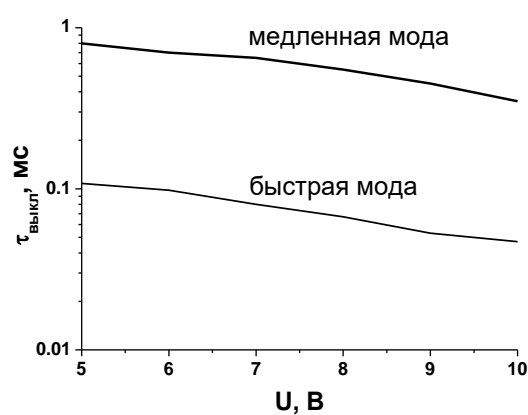


Рисунок 3.21 – Временные зависимости электрооптического отклика (коэффициента пропускания) для ячейки, заполненной ЖК-ZLI-1957/5 при различных значениях амплитуды электрического потенциала $U_0 = |\varphi_{\text{max}}|$: 0-10 В. Толщина ЖК слоя $d=2$ мкм. Внизу показана форма управляющего импульса длительностью 30 мс для включения твист-планарного ($f=500$ Гц) и нормального ($f=1000$ Гц) полей.

На рисунке 3.22 показаны зависимости времен переключения в "светлое" (а) и "темное" (б) состояния для объемной и поверхностной мод от амплитуды электрического потенциала на электродах. Как видно из рисунка, поверхностная мода почти в 10 раз быстрее объемной. При амплитуде напряжения 10 В время включения светлого состояния составляет около 200 микросекунд (рис. 22а), а время перехода в темное состояние является рекордно низким – 100 мкс (рис. 22б). Стоит отметить, что в условиях традиционных режимов управления (например, классический 90° твист) соответствующие времена составляют около 30 мс, т.е. переключение происходит почти в 1000 раз медленнее.



а)



б)

Рисунок 3.22 – Зависимости времен переключения в светлое (а) и темное (б) состояния ячейки, заполненной ЖК-ZLI-1957/5, для медленной (объемной) и быстрой (поверхностной) мод в зависимости от амплитуды электрического потенциала $\varphi(t)$. Толщина ЖК слоя $d=2$ мкм.

Если управлять ЖК ячейкой без использования нормального поля, директор ЖК возвращается в исходное гомеотропное состояние под влиянием граничных условий. Время такой свободной релаксации на порядок больше времени включения. На рисунке 23 показаны осциллограммы электрооптического отклика на импульсы планарного поля различной длительности при $U_n=0$. Здесь уровни 1 и 2 условно обозначают поверхностную и объемную моды. Из рисунка видно, что если переключать только приповерхностные слои, то время свободной релаксации существенно уменьшается.

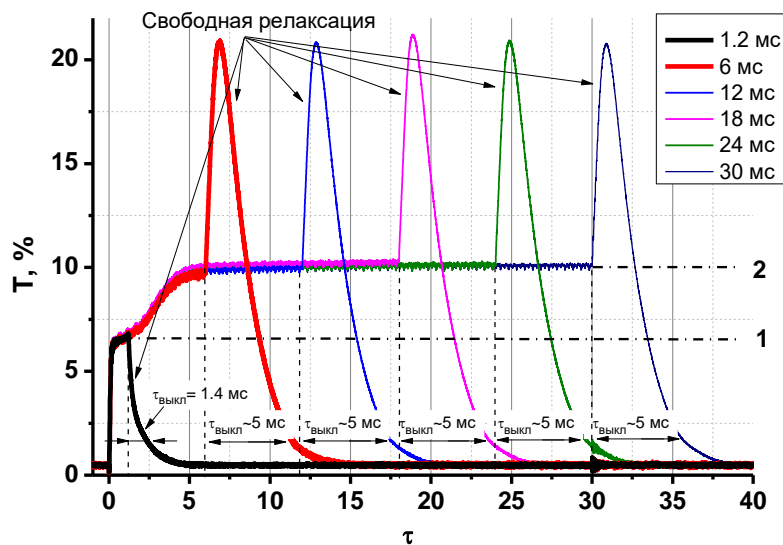


Рисунок 3.23 – Зависимость времени выключения от длительности планарного поля для ячейки, заполненной ЖК-ZLI-1957/5, при $U_H=0$. Толщина ЖК слоя $d=2$ мкм.

3.2.3.2. Параллельная ориентация электродных решеток.

Методом численного моделирования были изучены особенности электрооптического переключения для ячейки с параллельно ориентированными электродами с малым периодом $p=2$ мкм ($w=g=1$ мкм). Результаты показали, что полное время переключения оказывается в субмиллисекундном диапазоне (рис 3. 24). Наиболее ярко наличие быстрой и медленной моды проявляется при напряжении 4 В. Как и в случае с системой только с одним ВШЭ, за быстрым ростом пропускания до первичного уровня пропускания 4% следует медленный рост до уровня пропускания 25%.

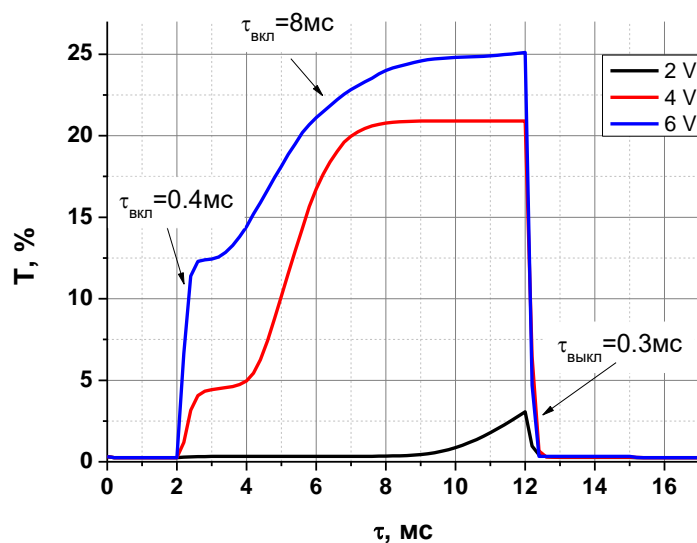


Рисунок 3.24 – Рассчитанный спектр пропускания ячейки с ЖК-ZLI-1957/5 с параллельными электродами с $p=2$ мкм при толщине слоя ЖК $d=2$ мкм. Нормальное поле действует в течении 3 мс с момента $t=12$ мс.

Наличие гомеотропных и планарных стенок сильно ускоряет процессы переориентации (рис. 25), однако при достаточно сильных полях деформация проникает в объем ЖК и деформирует стенки, что отражается на уровне пропускания, который возрастает, однако при этом замедляется процесс свободной релаксации.

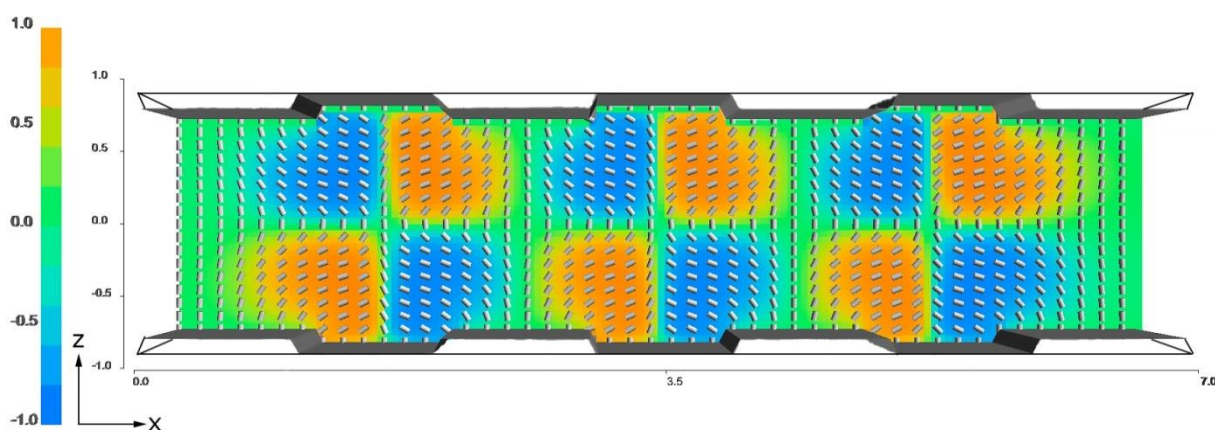


Рисунок 3.25 – Распределение директора характерное для “быстрой” моды. Момент времени $t=0.5$ мс после приложения напряжения между соседними электродами (ВШЭ $w=g=1$ мкм, период $p=2$ мкм) $U=4$ В. Толщина слоя ЖК $d=5$ мкм (ZLI-1957/5).

Наблюдаются вертикальные стенки посередине между электродами и в центре электродов. Шкала: 0 – соответствует гометропной ориентации, ± 1 – соответствует планарной ориентации с поворотом директора ЖК в плоскости XZ на $+90^\circ$ и -90° от оси Z.

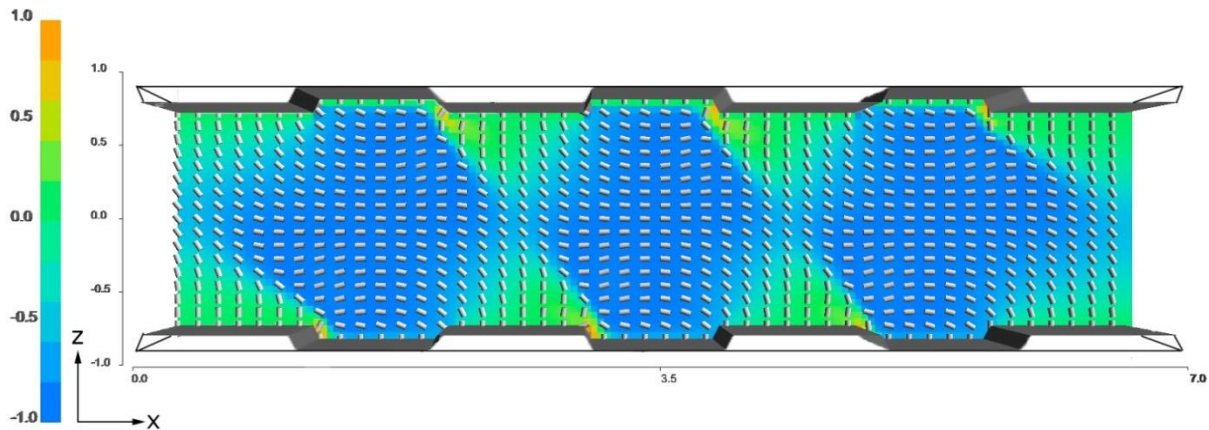


Рисунок 3.26 – Распределение директора после развития “медленной” моды, наблюдаемое через $t=12$ мс после включения поля (ВШЭ $w=g=1$ мкм, период $p=2$ мкм) напряжения $U=4$ В. Толщина слоя ЖК $d=2$ мкм (ZLI-1957/5). Вертикальные стенки между электродами разрушены. Шкала: 0 – соответствует гометропной ориентации, ± 1 – соответствует планарной ориентации с поворотом директора ЖК в плоскости XZ на $+90^\circ$ и -90° от оси Z

Сравнение быстродействия в геометриях с параллельными и ортогональными электродами (рис. 3.27) позволяет сделать вывод, что конфигурация с параллельными электродами периодом $p=6$ мкм обеспечивает более быструю электрооптику, чем в случае ортогональной ориентации электродов. Однако конфигурация ячейки с ортогональными электродами не требует совмещения верхних и нижних электродов с высокой точностью, а значит, технологически более проста в исполнении.

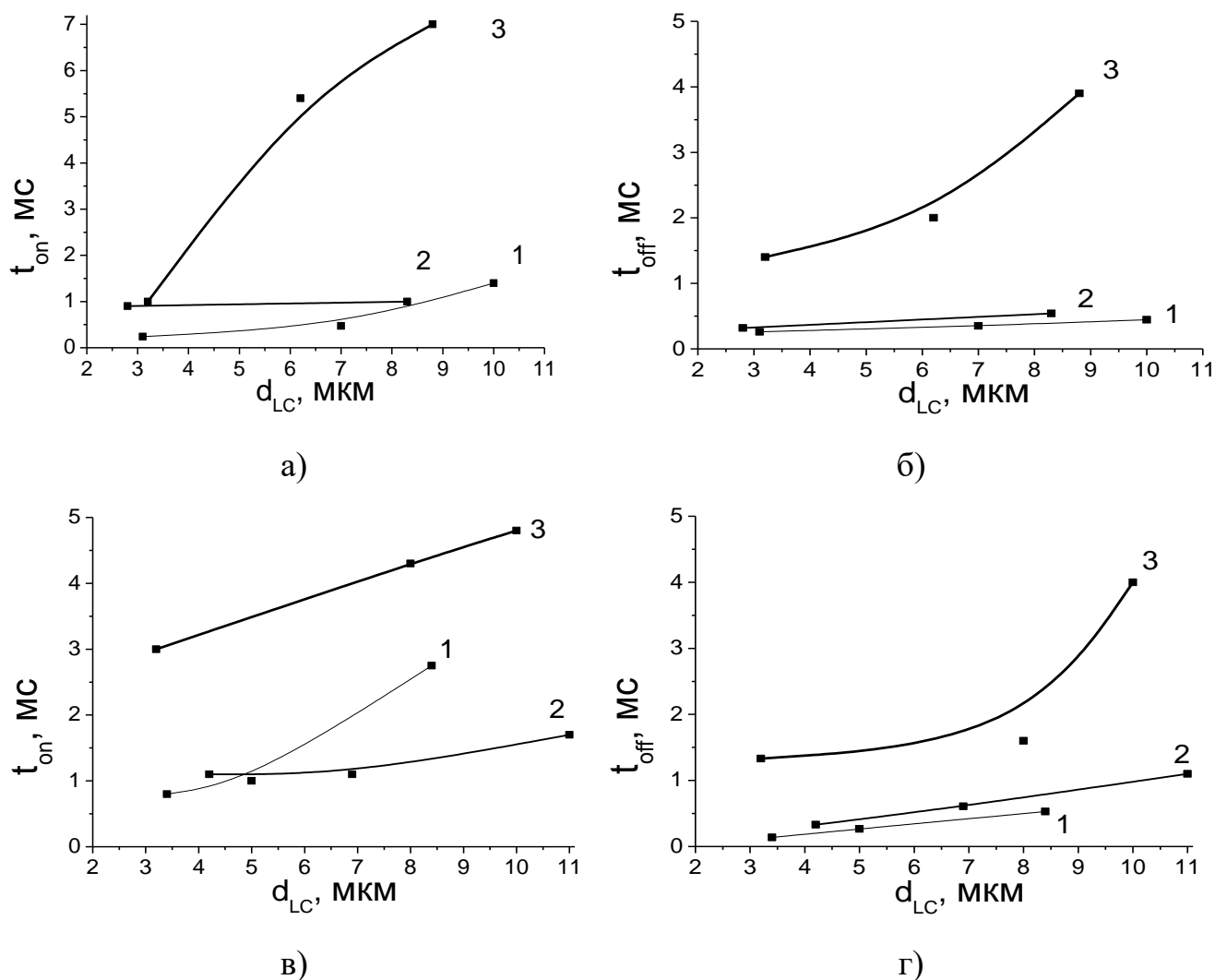


Рис. 3.27. Зависимости времен переключения $\tau_{вкл}$ (а, в) и $\tau_{выкл}$ (б, г) для ячеек с ЖК – ZLI-1957/5 с параллельными (а, б) и ортогональными (в, г) электродами при $U_H=U_T=10$ В в зависимости от толщины слоя ЖК d для различных периодов электродных решеток p : кривая 1 – 6 мкм, 2 – 10 мкм, 3 – 15 мкм.

3.2.4. Выводы

Конфигурация ЖК ячейки с ортогональными электродами выглядит предпочтительнее для применения в качестве амплитудного модулятора света, например такого, как классический ЖК-дисплей, благодаря симметричности угловой диаграммы пропускания и отсутствию требований к совмещению электродов на противоположных подложках ячейки. Повышенное пропускание схемы с параллельными электродами может быть частично скомпенсировано при

переходе от непрозрачных хромовых электродов к прозрачным электродам из ИТО.

Конфигурация ЖК ячейки с параллельными электродами перспективна для фазовых модуляторов света, поскольку в данном случае деформация поля директора ЖК происходит в одной плоскости, образуемой нормалью к слою ЖК и волновым вектором электродной решетки. Таким образом, плоскости поляризации обыкновенной и необыкновенной волн сохраняются при изменении управляющего электрического напряжения. Напротив, закрученное распределение директора ЖК в конфигурации ячейки с ортогональными электродами не пригодно для фазовой модуляции. Эффективная оптическая апертура модулятора даже в случае использования прозрачных ИТО электродов больше в конфигурации с параллельными электродами, чем в ортогональной конфигурации, поскольку в центре над электродами сохраняется гомеотропная ориентация директора ЖК [75] [А3].

3.3.VA-IPS мода в нематическом жидком кристалле с отрицательной диэлектрической анизотропией

Ниже приведены результаты исследования электрооптических свойств ЖК ячеек со встречно-штыревыми электродами и гомеотропно ориентированным нематическим ЖК с отрицательной диэлектрической анизотропией ($\varepsilon_a < 0$). Условно данная мода названа n-VA-IPS модой. Как следует из литературных данных, детальные исследования n-VA-IPS моды ранее не проводились. В работе [76, 77] представлены результаты сравнения пропускания гомеотропно ориентированного ЖК слоя для IPS и FFS-мод при использовании ЖК с $\varepsilon_a > 0$ и $\varepsilon_a < 0$ в зависимости от напряжения на ячейке. Авторы исследовали ЖК ячейки с разными периодами электродных структур, к сожалению, в работах не представлены временные характеристики.

Конструкция экспериментальной ячейки описана в главе 2 (рисунок 2.4 б). Наиболее интересные результаты получены в ячейках с периодом электродов $p=3$ мкм ($w=2$ мкм, $g=1$ мкм, ITO) и толщиной ($d=3.5$ мкм), заполненные жидким кристаллом LC-13N (см. параметры в таблице 2.1). Исследование электрооптических характеристик проводилось для двух геометриях: 1) ось пропускания поляризатора расположена под углом 45° к волновому вектору решетки электродов G (геометрия P_{45}), 2) вектор пропускания поляризатора параллелен волновому вектору G (геометрия P_0). Для детального изучения индуцированных полей текстур в структуре ЖК дополнительно использовалась ячейка с ITO электродами с периодом 40 мкм ($w=20$ мкм).

На рисунке 3.28 показан электрооптический отклик для двух геометрий – P_{45} (а) и P_0 (б), при увеличении амплитуды поля от 8 до 20 В.

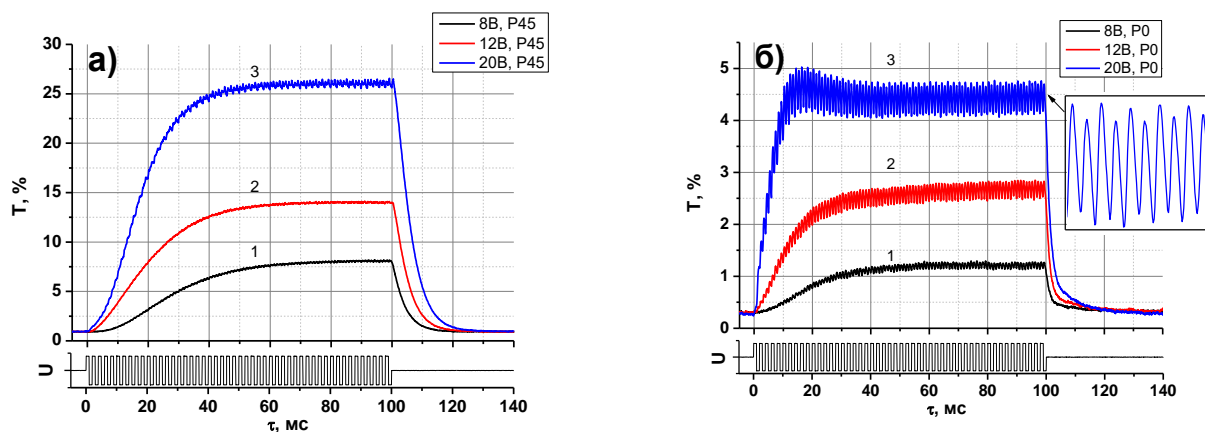


Рисунок 3.28 – Электрооптический отклик для двух геометрий P_{45} (а) и P_0 (б) при различных амплитудах напряжения электрического поля: кривая 1 – 8 В, 2 – 12 В, 3 – 20 В. Данные приведены для ЖК-ячейки с периодом электродов 3 мкм при ширине электрода $w = 2$ мкм. Толщина слоя ЖК составляет 3.5 мкм.

Ключевое отличие между электрооптическими откликами в геометриях P_{45} и P_0 состоит в том, что осцилляции, вызванные переменным полем, ярко выражены в случае геометрии P_0 . Частота колебаний (2 кГц) в 2 раза выше частоты приложенного импульса. Это означает, что в геометрии P_0 мы наблюдаем существенно меньшие времена переключения по сравнению с геометрией P_{45} , где осцилляции выражены очень слабо. Из данных на рис. 3.28 можно оценить времена переключения: в случае геометрии P_{45} времена релаксации, измеренные на высоте $1/e$ электрооптического отклика, составляют 4.1, 5.4, 7.2 мс для амплитуд возбуждения 8, 12 и 20 В, соответственно. В то время как для геометрии P_0 соответствующие значения составляют 0.9, 1.1 и 1.3 мс. Если принять во внимание, что жидкий кристалл имеет довольно высокую вращательную вязкость $\gamma \approx 0.3$ Па·с и коэффициент упругости $K_3 = 16$ пН, то можно отметить, что релаксация за 1 мс является очень быстрой.

При подстановке толщины слоя $d = 3.5$ мкм в уравнение 1.2 время релаксации составляет приблизительно 23 мс, что значительно выше полученных экспериментальных значений: 7.2 мс (P_{45}) и 1.3 мс (P_0). Это расхождение объясняется тем, что в данном эксперименте деформация директора локализована на длине меньшей, чем толщина d . В частности для случая геометрии P_0 время

релаксации в одну миллисекунду должно соответствовать размеру деформации поля директора порядка одного микрометра. Значение пропускания 5% при приложении поля в геометрии P_0 относительно низкое и согласуется с предположением о малом объеме деформации поля директора, ответственного за короткое время релаксации.

3.3.1. Микроскопические наблюдения

На рисунке 3.29 показаны фотографии ЖК ячейки с периодом прозрачных электродов 40 мкм в поляризованном свете, полученные при помощи поляризационного микроскопа для геометрий P_0 и P_{45} . Увеличенный период электродов позволяют наблюдать точечные дефекты D , которые выглядят черными в обеих геометриях. Таким образом, можно сделать вывод, что эти дефекты соответствуют линиям дисклинаций в объеме ЖК с гомеотропной ориентацией директора. Результаты численного моделирования, представленные ниже, подтверждают это предположение.

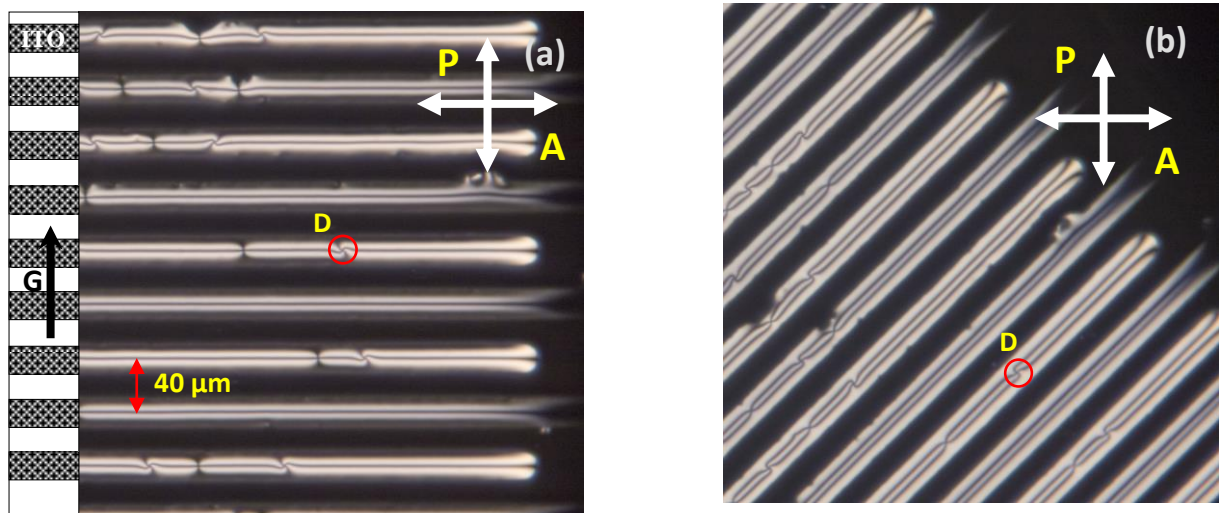


Рисунок 3.29 – Микрофотографии ЖК ячейки в поляризованном свете в геометрии P_0 (а) и P_{45} (б). Толщина слоя ЖК $d=3.7$ мкм. Параметры ВШЭ: период $p=40$ мкм, ширина электрода $w=20$ мкм. Амплитуда управляющего напряжения $U_0=40$ В. Здесь P и A – оси пропускания поляризатора и анализатора, соответственно, D – линия дисклинации (ориентирована нормально к плоскости рисунка), на фото выглядит черной точкой как для геометрии P_0 , так и для P_{45} . На фотографии (а) слева штриховкой показано расположение полупрозрачных ITO электродов.

Причиной возникновения наблюдаемых линий дисклинаций является нестабильность директора ЖК с отрицательной диэлектрической анизотропией в электрическом поле вследствие ориентационных флуктуаций. В центре электродных полос момент электрических и упругих сил действующих на слой гомеотропно ориентированного ЖК оказывается нулевым. Тем не менее, ненулевой момент сил может возникнуть вследствие тепловых флуктуаций ориентации директора. В этом случае направление момента сил электрического поля не определено (имеет место вырождение) и в окрестности центральной линии с гомеотропной ориентацией директор может отклоняться в любом направлении.

Фотографии показывают, что основной вклад в электрооптический эффект вносит объем ЖК, расположенный над полосами электродов. Между электродами оптическое состояние остается довольно темным, что указывает на то, что ориентация директора здесь остается близка к исходному гомеотропному состоянию. В геометрии P_0 в середине полосы электродов наблюдаются темные линии, которые становятся светлыми при повороте ячейки в геометрию P_{45} . Эти линии названы « e -стенками» (см. результаты моделирования ниже). В стенке директор может наклоняться относительно нормали слоя (ось z), но остается в yz -плоскости.

По сравнению с геометрией P_0 общая площадь оптически светлых участков на фотографиях больше в случае геометрии P_{45} , что согласуется с большей величиной электрооптического отклика (рисунок 3.28) в геометрии P_{45} .

3.3.2. Численное моделирование

Численное 3D моделирование распределения директора проведено с помощью программы LCD TDK (Глава 2.5).

Пример рассчитанного распределения директора приведен на рисунке 3.30. Моделирование воспроизводит экспериментально наблюдаемые линии дисклинаций. Как и предполагалось ранее директор ЖК в линиях дисклинаций

имеет гомеотропную ориентацию. За пределами этой линии наклон директора изменяется (ориентация практически планарная вблизи электродов); директор отклоняется от нормали около нижней подложки, но лежит в плоскости yz , образуя “ e -стенку” (от англ. *electrode*). При величине управляющего импульса $U = 20$ В практически по всей толщине слоя ЖК внутри e -стенки и ее окрестности директор ЖК ориентируется планарно. Именно поэтому, в геометрии P_{45} наблюдается светлое состояние этой области и темное в геометрии P_0 (см. рис. 3.29). За пределами e -стенок директор находится вне плоскости yz , а его проекция на плоскость xz имеет наклон относительно оси x . Данный угол наклона увеличивается ближе к краям электрода, и меняет свой знак на противоположной стороне e -стенки. Именно из-за угла наклона становится возможным наблюдать электрооптический отклик в геометрии P_0 .

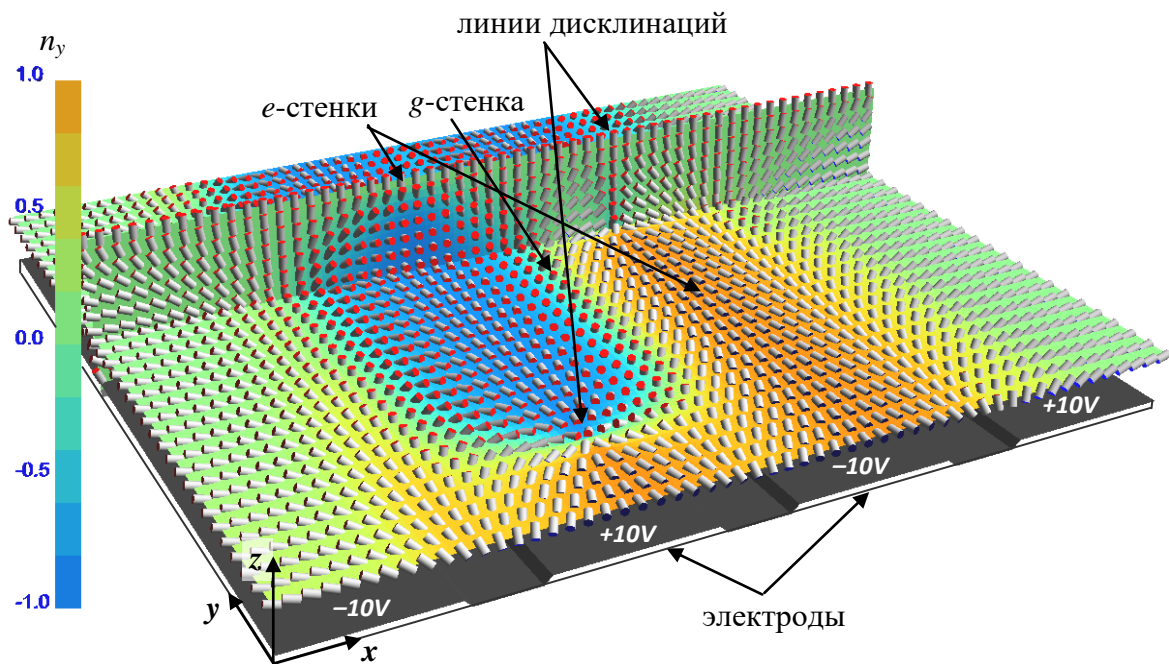


Рисунок 3.30 – Расчетное распределение директора в электрическом поле. $w=2$ мкм, $g=1$ мкм, $d = 2$ мкм. Слева приведена цветовая шкала распределения y -компоненты директора ЖК вдоль полос электродов.

В yz -плоскости, расположенной посередине между электродами, директор может находиться либо в состоянии близком к гомеотропному, либо почти в

планарном состоянии. Из рисунка 3.30 следует, что состояние, близкое к гомеотропному, появляется, если в двух e -стенках над соседними полосами электродов u -компоненты директора имеют противоположный знак (области синего и оранжевого цвета на рисунке 3.30). В противном случае директор в зазоре между электродами так же наклоняется, но остается в uz -плоскости. Таким образом, в межэлектродной области также присутствует uz -стенка, которая названа “ g -стенкой” (от англ. *gap*). Поскольку ЖК имеет отрицательную диэлектрическую анизотропию, а вектор электрического поля перпендикулярен плоскости g -стенок, то g -стенки стабилизируются электрическим полем. Как будет показано ниже, e - и g -стенки играют решающую роль в локализации деформации поля директора, отвечающей за быстрый электрооптический отклик в геометрии P_0 . Сами стенки могут вносить вклад в отклик только в геометрии P_{45} .

Рассчитанный электрооптический отклик для геометрий P_0 и P_{45} показан на рисунке 3.31. Расчет проведен для управляющего синусоидального импульса амплитудой 20 В, заполненного частотой 500 Гц. Поскольку поле директора зависит от x -координаты, отклик (коэффициент пропускания в зависимости от времени) усредняется по центральной части рассчитанного пространственного домена вдоль оси x в масштабе одного периода решетки. Все параметры ЖК ячейки за исключением ширины электродных полос (это варьируемый параметр в модели) такие же, как и в экспериментальной ячейке.

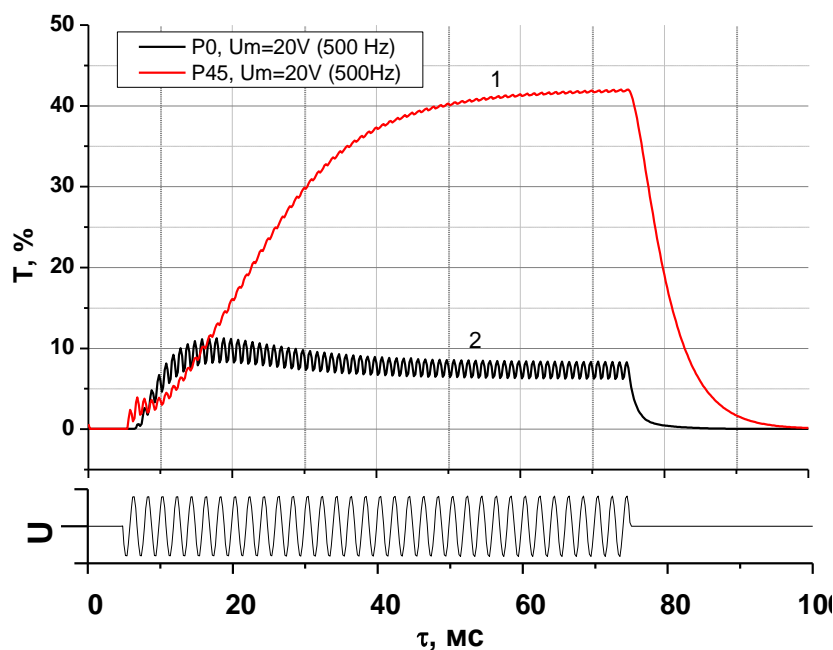


Рисунок 3.31 – Рассчитанный электрооптический отклик для геометрий P_{45} (кривая 1) и P_0 (кривая 2) на длине волны 550 нм. $w=1$ мкм) и $K_2=8$ пН. Форма управляющего импульса $U = 20$ В ($f = 0.5$ кГц) показана снизу.

Здесь так же, как и в эксперименте, величина электрооптического отклика для геометрии P_{45} значительно больше по сравнению с геометрией P_0 . Релаксация для геометрии P_{45} больше, чем в случае P_0 .

Время релаксации для геометрий P_{45} и P_0 составляет 6.0 и 1.2 мс, соответственно. Данные значения времен выключения находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами. Таким образом, моделирование подтверждает экспериментально обнаруженные медленную и быструю моды.

Величины коэффициентов пропускания, полученные при моделировании не совпадают с экспериментальными данными. Расчетное значение коэффициента пропускания в геометрии P_{45} составляет 41% (кривая 1 на рис. 3.29), тогда как экспериментальное значение составляет около 25% (рисунок 3.28). Совершенно аналогичная ситуация для геометрии P_0 . Эта разница между рассчитанными и экспериментальными значениями еще больше для случая с более узкими электродными полосками ($w=1$ мкм вместо $w=2$ мкм), (рисунок 3.31). Из рисунка 3.32 видно, что увеличение ширины w электродных полос до экспериментального

значения 2 мкм приводит к увеличению уровня пропускания в геометрии P_0 до 15% (кривая 3 на рис. 3.32).

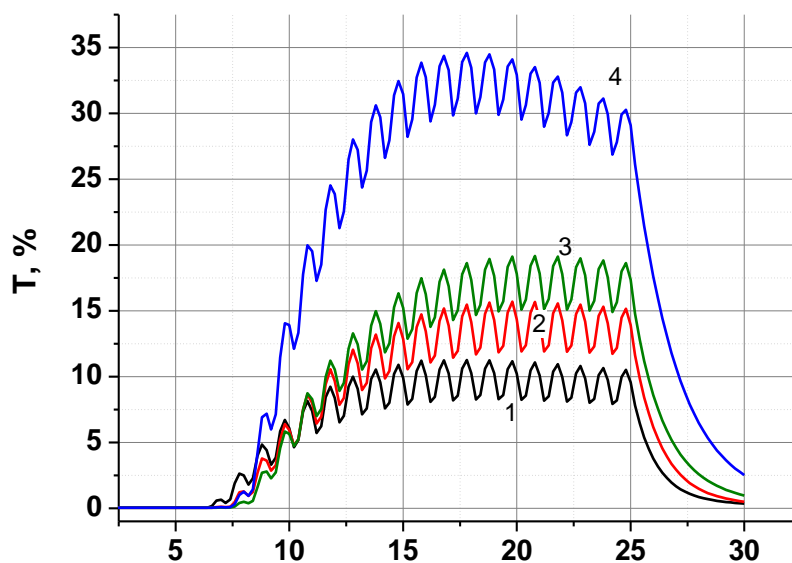


Рисунок 3.32 – Рассчитанный электрооптический отклик в геометрии P_0 для различной ширины w электродных полос: кривая 1 – при $w=1$ мкм; 2 – $w=1.5$ мкм; 3 – $w=2$ мкм, для LC 13N ($\Delta n=0.08$); и кривая 4 – при $w=2$ мкм для условного ЖК с увеличенным двулучепреломлением ($\Delta n=0.15$). Период электродной решетки составляет $p=3$ мкм.

Основная причина расхождения экспериментальных и рассчитанных данных для коэффициента пропускания связана с оптической дифракцией. В эксперименте регистрируется только часть света, связанная с дифракцией нулевого порядка, в то время как расчетное пропускание включает все порядки дифракции. Численный расчет дифракции показал, что в случае геометрии P_{45} энергия прошедшего света перераспределяется в высшие порядки дифракции и только около 40% от полной энергии света распределяется в первый порядок дифракции. Таким образом, с учетом дифракции достигается согласие с экспериментальными данными.

Из данных рисунка 3.32 следует, что время переключения только частично зависит от ширины электродных полос. Для выяснения доли объема ЖК ответственного за быструю электрооптическую моду в геометрии P_0 необходимо сравнить распределение директора в два момента времени: 1) $t_1=74.5$ мс; 2) $t_2=76$

мс (рис. 3.33). Момент времени t_1 соответствует концу управляющего импульса, когда амплитуда напряжения максимальна ($U=20$ В, рис. 3.31), тогда как t_2 это фактически выключенное состояние при нулевом напряжении (кривая 2 на рис. 3.31).

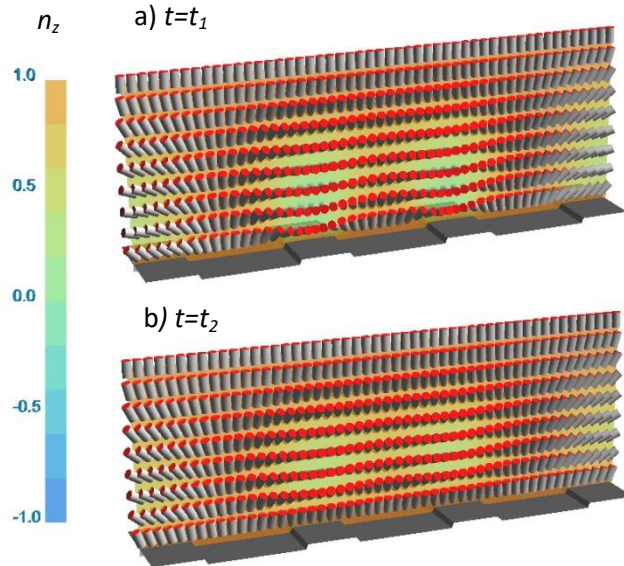


Рисунок 3.33 – Распределение директора для (а) светлого состояния при $U=20$ В, $t=t_1=74,5$ мс на рисунке 3.31 и (б) темного состояния при $U=0$ В, $t=t_2=76$ мс в геометрии P_0 . Здесь цветовая шкала соответствует z -компоненте директора ЖК; ширина электродных полос составляет $w=1$ мкм, а толщина слоя ЖК $d=3.5$ мкм.

Сравнивая распределение деформации директора для двух временных моментов t_1 и t_2 можно увидеть разницу в приэлектродной области, где при $t=t_2$ директор успел повернуться в близкое к гомеотропному состояние. Таким образом, быстрая электрооптическая мода связана с сильно локализованной деформацией директора ЖК вблизи поверхности электрода между e - и g -стенками, расстояние между которыми соответствует половине периода электродных структур. Время релаксации может быть оценено из уравнения 1.2, где d заменяется на $p/2$. На рисунке 3.34 видна сильная зависимость времени релаксации от периода электродов p . Время релаксации уменьшается с 1.2 мс до значения около 0.6 мс при уменьшении периода p с 3 до 2 мкм, что еще раз подтверждает тот факт, что быстрая релаксация обусловлена локализацией упругой деформации на половине периода электродов между e - и g -стенками.

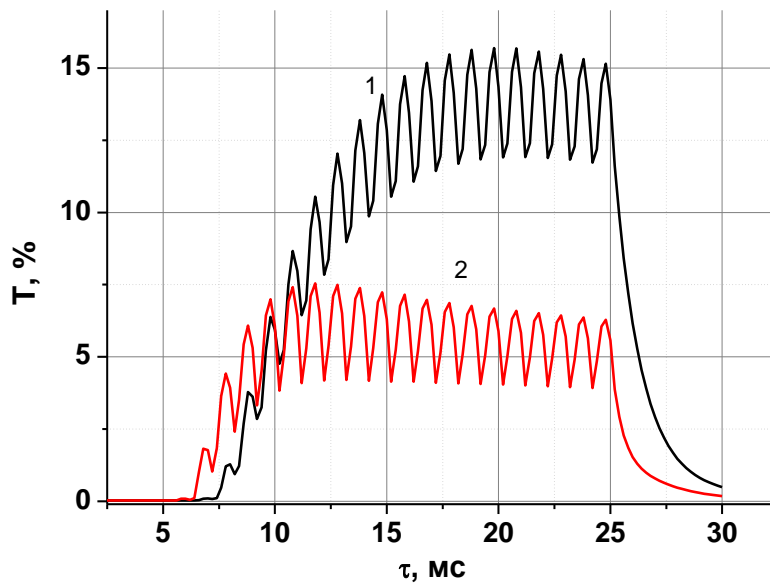


Рисунок 3.34 – Рассчитанный электрооптический отклик для геометрии P_0 при разных периодах электродной решетки: кривая 1 – $p=3$ мкм, 2 – $p=2$ мкм.

Стоит отметить, что быстрая мода проявляется, только если расстояние между e - и g -стенками меньше толщины слоя ЖК. Иначе время переключения в геометриях P_0 и P_{45} соизмеримы и определяются толщиной жидкого кристалла.

Короткие времена релаксации в геометрии P_0 перспективны для быстрой модуляции света. Если при этом, использовать ЖК с большей оптической анизотропией, с меньшим коэффициентом вязкости, а исходная ориентация ЖК на верхней подложке будет обладать небольшим наклоном по отношению к нормали, то оптическое пропускание и времена срабатывания можно будет значительно улучшить. На рисунке 3.32 (кривая 4) показан электрооптический отклик в случае использования ЖК с оптической анизотропией $\Delta n=0.15$. В этом случае значение пропускания достигает 30%. Кроме того LC-13N обладает относительно высокой вязкостью 0.3 Па·с. Уменьшение значения вязкости γ до 0.1 Па·с, по сравнению с $\gamma = 0.3$ Па·с для ЖК LC-13N позволило бы получить времена переключения в субмиллисекундном диапазоне даже при периоде электродов 3 мкм.

Более светосильная геометрия P_{45} также обладает потенциалом для оптимизации. Моделирование показало, что, если директор ЖК в g -стенках ориентирован гометропно, данная мода также может быть довольно быстрой. В этом случае деформация поля директора, ответственная за электрооптический отклик в геометрии P_{45} , будет локализована между двумя g -стенками. Таким образом, время переключения будет определяться периодом электродной решетки. Улучшение может быть достигнуто, если y -компоненты директора будут иметь противоположные знаки в двух соседних e -стенках. Для достижения этого условия на практике, требуется локальная обработка ориентирующего покрытия (например, создание небольшого угла наклона директора противоположного знака над двумя соседними электродами).

3.3.3. Выводы

Изучен электрооптический эффект в гометропно ориентированном ЖК с отрицательной диэлектрической анизотропией. ЖК переориентируется периодическим электрическим полем, создаваемым встречно-штыревой решеткой. Были обнаружены две электрооптические моды, которые характеризуются различными временами переключения. Быстрый электрооптический отклик этих мод обусловлен локализацией деформации поля директора между двумя доменными стенками: 1) g -стенка, расположенная в межэлектродной области и 2) e -стенка, находящаяся в надэлектродной области. В случае P_0 геометрии локализация деформации происходит между e - и g -стенками на половине периода электродных структур, в отличие от P_{45} геометрии, где локализация возникает между двумя g -стенками на периоде электродных структур. Эти стенки характерны для ЖК с отрицательной диэлектрической анизотропией и устойчивы в электрическом поле. Время переключения P_0 моды может находиться в субмиллисекундном диапазоне, поэтому этот режим перспективен для разработки быстродействующих ЖК модуляторов света [А6].

ГЛАВА 4. ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ ХИРАЛЬНЫХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ В ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Хиральные жидкие кристаллы (ХЖК) – это особый класс жидких кристаллов, обладающих очень интересными и необычными свойствами [6-7, 78-80]. Хиральность (др. греч $\chi\epsilon\iota\rho$ – рука) – свойство молекулы не совмещаться в пространстве со своим зеркальным отражением [81]. Хиральные жидкие кристаллы обладают уникальными оптическими свойствами [80] и находят все большее применение в дисплейных элементах, фотонных структурах и микролазерах [82]. Геликоидальное распределение директора совместно с оптической анизотропией ЖК приводит к ряду оптических эффектов, привлекательных как с научной, так и с технической точек зрения. В частности, в области длин волн, соизмеримых с шагом спирали ХЖК, возникает брэгговская зона отражения, которая характеризует ХЖК как одномерный фотонный кристалл [83-84]. В диапазоне оптических частот стоп-зоны $n_{\parallel}P \leq \lambda \leq n_{\perp}P$ (где P – шаг спирали холестерика, а n_{\perp} , n_{\parallel} – главные показатели преломления ХЖК для света, поляризованного перпендикулярно и параллельно направлению директора ХЖК), распространение световой волны с круговой поляризацией, соответствующей знаку закрутки геликоида, запрещено. Этот циркулярно поляризованный свет отражается слоем ХЖК [80]. Для света, распространяющегося строго вдоль нормали геликоида, в спектре существует лишь одна полоса селективного отражения. Полосы более высоких порядков на кратных частотах $\frac{mc}{n_{\parallel}P} \leq \nu \leq \frac{mc}{n_{\perp}P}$, где $m = \{2, 3, \dots\}$ – подмножество натуральных чисел больше единицы, c – скорость света в вакууме, запрещены [7]. Однако в случае наклонного падения света в оптике ХЖК проявляются качественные особенности: на частотах кратных основной полосе отражения возникают высшие порядки отражения. При достаточно больших углах падения света полосы селективного отражения всех порядков расщепляются на три подзоны.

Кроме того, высшие порядки селективного отражения возникают в случае искажения геликоидального распределения директора ХЖК под воздействием, например, внешнего магнитного или электрического поля [95-96].

4.1. Угловые зависимости спектров пропускания хиральных жидких кристаллов

Хиральные жидкие кристаллы подразделяются на два класса: хиральные нематические жидкие кристаллы (ХНЖК) и хиральные смектические жидкие кристаллы (ХСЖК). Локально, в плоскости, перпендикулярной оси спирали, оптические свойства ХНЖК характеризуются показателями преломления вдоль директора (n_{\parallel}) и перпендикулярно директору (n_{\perp}) или главными компонентами тензора диэлектрической проницаемости соответственно $\varepsilon_{\parallel}=n_{\parallel}^2$ и $\varepsilon_{\perp}=n_{\perp}^2$. Средний показатель преломления ХНЖК определяется следующим выражением:

$$n^2 = \frac{n_{\parallel}^2 + n_{\perp}^2}{2}, \quad (4.1)$$

Среди разнообразных смектических фаз, хиральностью могут обладать только наклонные смектические фазы, в частности смектики С. Структура ХСЖК отличается от структуры ХНЖК, прежде всего тензором диэлектрической проницаемости. Средний показатель преломления ХСЖК при прохождении света вдоль оси спирали определяется следующим выражением:

$$n^2 = \frac{n_{\perp}^2 [n_{\parallel}^2 (1 + \cos^2 \theta) + n_{\perp}^2 \sin^2 \theta]}{2(n_{\parallel}^2 \cos^2 \theta + n_{\perp}^2 \sin^2 \theta)}, \quad (4.2)$$

где θ - угол наклона молекул в слоях по отношению к нормали к слою.

При $\theta=0^\circ$, n^2 совпадает с n_{\perp}^2 , что соответствует смектическому А жидкому кристаллу. Если $\theta=90^\circ$, то выражение $n^2=(n_{\parallel}^2+n_{\perp}^2)/2$ соответствует значению среднего показателя преломления ХНЖК (формула 4.1). В отличие от ХНЖК, из-за малого значения эффективного показателя преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей, полосы селективного отражения для ХСЖК более узкие. При наклонном прохождении света как для ХНЖК, так и для ХСЖК, на частотах кратных частоте основной полосы селективного отражения, возникают высшие гармоники селективного отражения. Интенсивность отражения высших гармоник зависит от угла прохождения света и от номера гармоники: интенсивность отражения растет с увеличением угла падения света и уменьшается с ростом номера гармоники. Все гармоники селективного отражения сдвигаются в коротковолновую область спектра при увеличении угла падения света.

В данном разделе представлено исследование возникновения высших гармоник селективного отражения в ХНЖК и ХСЖК при наклонном падении света в широких диапазонах углов. Для измерения спектров пропускания использовалась ЖК ячейка с подложками в виде прямоугольных призм, катетные углы которых составляли 30° и 60° градусов (рис. 2.4 г). Посредством численного моделирования получены аналитические результаты для наклонного прохождения света через слой ХЖК.

4.1.1. Экспериментальная часть

На рис. 4.1. представлены спектры пропускания ЖК IPS-39 для линейно-поляризованного света, распространяющегося: вдоль оси спирали (2) и под углом 24° (3, 4). Кривые 3 и 4 сняты при двух положениях поляризатора: когда ось пропускания поляризатора параллельна (π -поляризация) и перпендикулярна (σ -поляризация) плоскости падения света. Линейно поляризованный свет, распространяющийся вдоль оси спирали, не влияет на форму полосы селективного отражения. Как видно из рис. 4.1, кривая 2, соответствующая прошедшему через слой ХЖК линейно поляризованному свету, имеет точно

такой же вид, как и для неполяризованного света. В то время как, кривые 3 и 4, снятые при наклонном распространении света, имеют наклон. Правая сторона полосы селективного отражения для света, имеющего π -поляризацию, отражает сильнее, чем левая. Для σ -поляризации ситуация противоположная, левая сторона брэгговской полосы отражает сильнее, чем правая. При больших углах распространения света степень поляризации левой и правой частей полосы отражения увеличивается, а в центральной части происходит увеличение интенсивности отражения обеих поляризаций. Это особенность ярко продемонстрирована на рисунке 4.2, где в спектре пропускания в центре полосы отражения наблюдается провал, интенсивность которого растет с увеличением угла падения света. При угле 48° практически весь свет в центре полосы отражается от слоя ХНЖК.

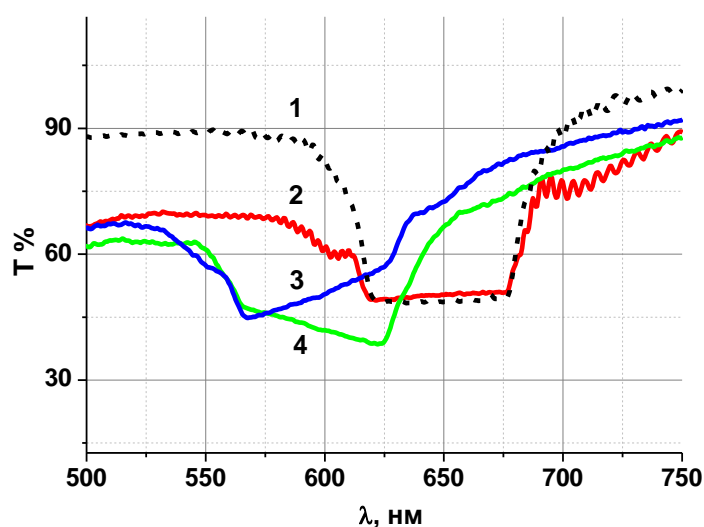


Рисунок 4.1 – Спектры пропускания ЖК IPS-39 для неполяризованного (1) и линейно-поляризованного (2) света, распространяющегося вдоль оси спирали, а так же спектры пропускания поляризованного света, распространяющегося под углом 24° : 3 – σ -поляризация; 4 – π -поляризация.

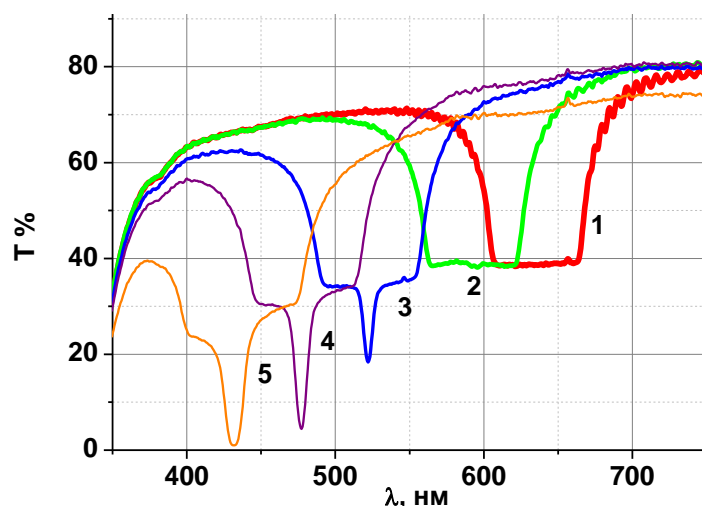


Рисунок 4.2 – Спектры пропускания IPS-39. Толщина слоя $d = 26.3$ мкм, шаг спирали $P_0 = 0.4$ мкм. Спектры пропускания неполяризованного света, распространяющегося под различными углами по отношению к оси спирали: 1 – 11° , 2 – 23° , 3 – 36° , 4 – 42° , 5 – 48° .

При дальнейшем увеличении угла падения света полоса селективного отражения уширяется, включая центральную часть, где свет отражается полностью. Кроме того, при больших углах можно наблюдать высшие порядки отражения. На рис. 4.3 представлен спектр пропускания IPS-40 для угла 50° . Кривая 1 соответствует неполяризованному свету, кривые 2 и 3 – линейно поляризованному свету с σ - и π -поляризацией, соответственно. Основная полоса имеет три четко выраженные подзоны. На всех кривых четко наблюдается второй порядок отражения, который состоит из трех отдельных пиков для неполяризованного света. Так же, как и для основной полосы отражения, левый и правый пики второй гармоники отражают линейно поляризованный свет с ортогональными поляризациями. Левый σ -поляризацию, правый π -поляризацию. Центральные пики отражают свет любой поляризации. Кроме того, на рисунке можно наблюдать слабый третий порядок полосы отражения. При этом наблюдаются только два пика этого порядка. Третий пик находится в зоне поглощения стеклянной подложки.

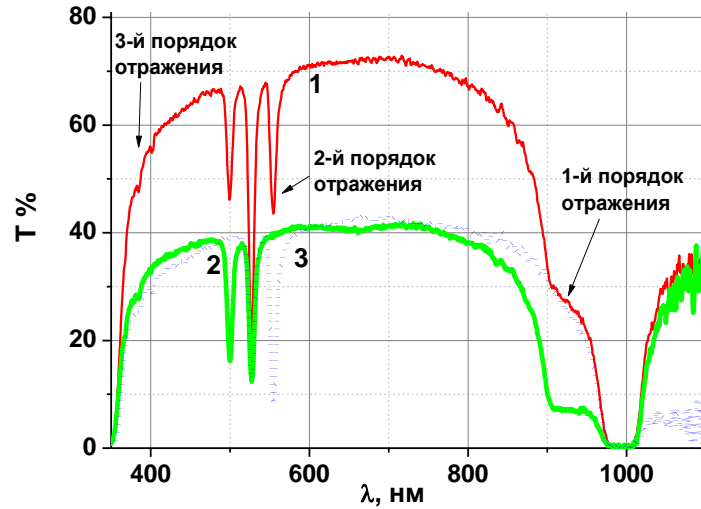


Рисунок 4.3 – Спектры пропускания IPS-40 (шаг спирали $P_0 = 1.0$ мкм) для света, распространяющегося под углом $\vartheta = 50^\circ$: 1 - неполяризованный свет, 2 – σ -поляризация, 3 – π -поляризация.

Математическое моделирование спектров пропускания ХНЖК было проведено для конкретного материала IPS-39. В расчетах были использованы измеренные значения параметров ЖК, приведенные в таблице 2.3. Сравнивая расчетные спектры пропускания IPS-39 для углов распространения света $\vartheta=0^\circ$ (1) и $\vartheta=40^\circ$ (2) (рис. 4.4(а)) с экспериментальными спектрами для углов $\vartheta=0^\circ$ (1) и $\vartheta=43^\circ$ (2) (рис. 4.4(б)), можно сделать вывод, что моделирование воспроизводит экспериментально полученные результаты: зоны пропускания находятся в тех же областях спектра и с увеличением угла падения света смещаются в сторону УФ, при наклонном падении света в спектре пропускания становится заметен второй порядок отражения (рис. 4.4(а)).

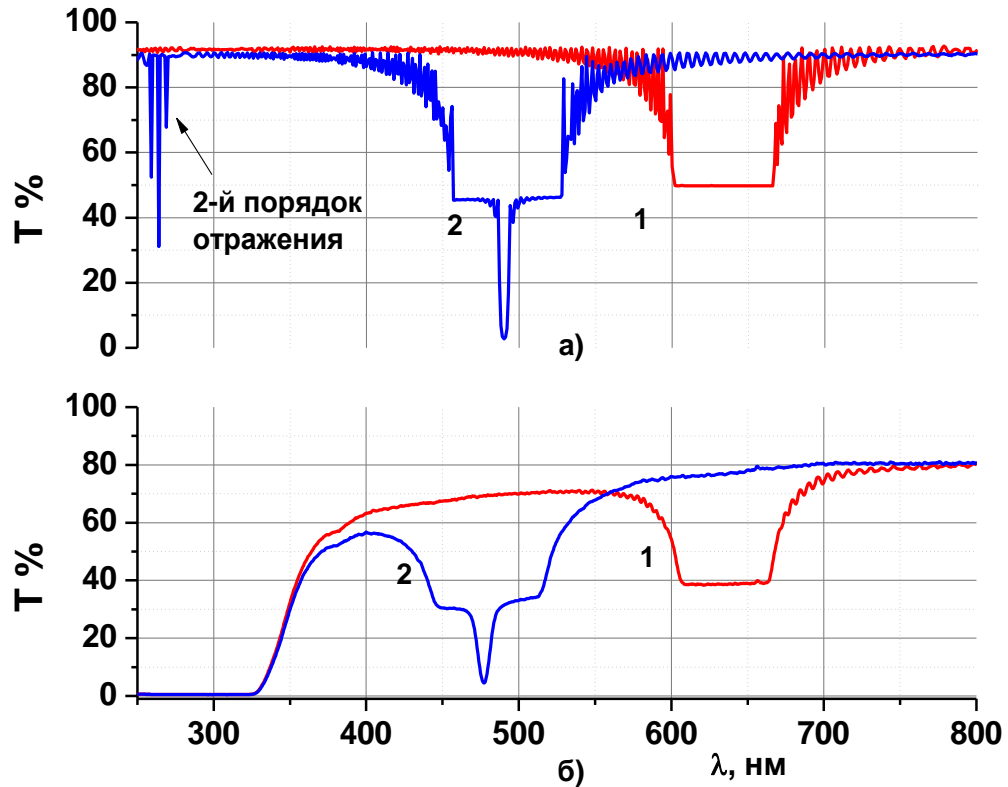


Рисунок 4.4 а) – расчётные спектры пропускания. $d=24$ мкм, $P_0=0.4$ мкм: 1 – $\vartheta=0^\circ$, 2 – $\vartheta=40^\circ$; б) - экспериментальные спектры пропускания: 1 – $\vartheta=0^\circ$, 2 – $\vartheta=43^\circ$.

На рис. 4.5 представлены спектры пропускания *SLC-16* с шагом спирали $P_0=0.27$ мкм. При $\vartheta=0^\circ$ имеется только одна полоса селективного отражения на длине волны $\lambda=432$ нм, которая определяется половиной шага спирали. Однако, при наклонном распространении света в слое ХЖК ($\vartheta=17^\circ$, кривая 2), когда основная полоса сдвигается на длину волны $\lambda=416$ нм, на длине волны $\lambda=813$ нм, возникает дополнительная полоса селективного отражения, соответствующая полному шагу спирали. При дальнейшем увеличении угла прохождения света обе полосы сдвигаются в коротковолновую область (кривые 3-6). Интенсивность отражения полосы, соответствующей полному шагу спирали, возрастает быстрее, чем полосы, соответствующей половине шага спирали. Уже при $\vartheta=40^\circ$ эта полоса практически полностью отражает свет любой поляризации (кривая 4).

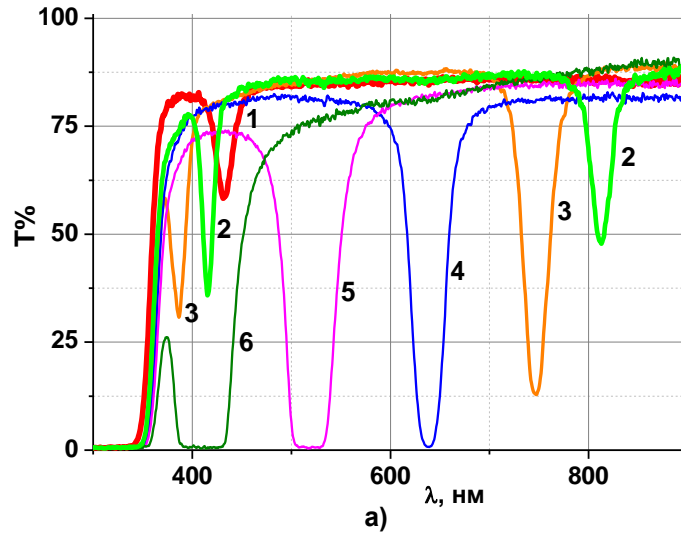


Рисунок 4.5 – Спектры пропускания *SLC-16* для неполяризованного света, $d=21.6$ мкм, $P_0 = 0.27$ мкм, для различных углов распространения света относительно оси спирали: 1 – 0° , 2 – 17° , 3 – 29° , 4 – 40° , 5 – 51° , 6 – 60° ;

Чтобы узнать, что происходит с полосой, соответствующей половине шага спирали, при углах прохождения света больше, чем $\vartheta=40^\circ$, исследовались ХСЖК с шагами спирали $P_0=0.44$ мкм и $P_0\sim 1.0$ мкм. На рис. 4.6 представлены спектры пропускания *SLC-17* для угла прохождения света $\vartheta=40^\circ$. Кривая 1 представляет собой спектр пропускания для неполяризованного света. Полоса селективного отражения на длине волны $\lambda=949$ нм соответствует полному шагу спирали. Однако полоса, соответствующая половине шага спирали, расщепилась на три отдельных пика. Кривые 2 и 3 представляют собой спектры пропускания линейно поляризованного света для σ - и π -поляризации, соответственно. Отсюда следует, что коротковолновый пик, расположенный слева от центрального, отражает свет с σ -поляризацией, а длинноволновый, расположенный справа, с π -поляризацией. Центральный пик отражает неполяризованный свет.

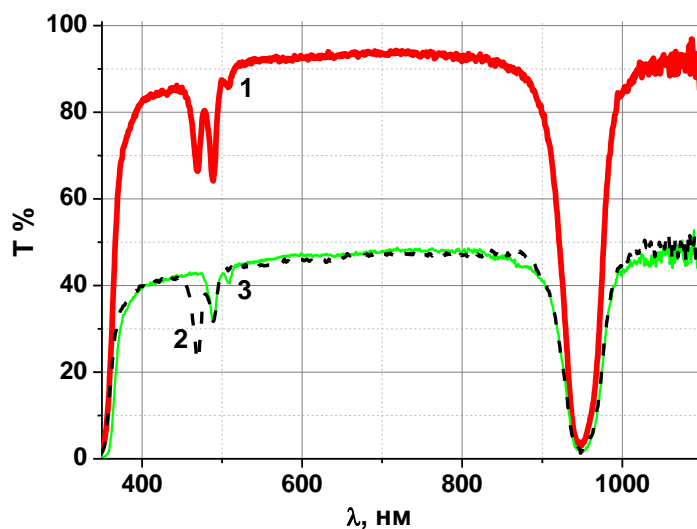


Рисунок 4.6 – Спектры пропускания *SLC-17*, $P_0=0.44$ мкм, для света, распространяющегося под углом $\vartheta=40^\circ$: 1–неполяризованный свет, 2 – σ -поляризация, 3 - π -поляризация.

Наконец, на рис. 4.7 представлены спектры пропускания *SLC-18* с шагом спирали $P_0 \sim 1.0$ мкм, для углов прохождения света относительно оси спирали $\vartheta=60^\circ$ (кривая 1), $\vartheta=63^\circ$ (кривая 2) и $\vartheta=64^\circ$ (кривая 3). Как видно из этого рисунка полоса селективного отражения, соответствующая полному шагу спирали, при больших углах уширяется. При этом основная полоса, соответствующая половине шага спирали, расщепляется на несколько, далеко отстоящих друг от друга полос, имеющих различную поляризацию.

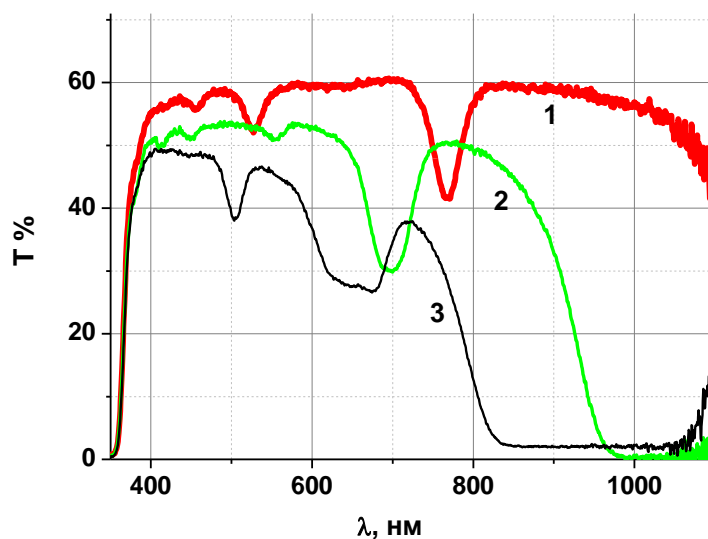


Рисунок 4.7 – Спектры пропускания *SLC-18*, $P_0 \sim 1.0$ мкм для различных углов распространения света относительно оси спирали: 1 – 60° , 2 – 63° , 3 – 64° .

На рис. 4.8 приведены спектры пропускания ХСЖК для света, распространяющегося вдоль оси спирали для различных углов наклона молекул в смектических слоях. Как видно из рисунка, правый край полосы пропускания, определяемый эффективным необыкновенным показателем преломления, при увеличении угла наклона молекул в слое смещается в сторону больших длин волн. Отсюда следует, что сравнение экспериментальных спектров пропускания с расчетными спектрами позволяет определить угол наклона молекул в слое ХСЖК. В нашем случае этот угол составляет 22° . Это же значение было определено прямым методом измерения [85]. При наклонном прохождении света через слой ХСЖК положение правого края полосы отражения также зависит от угла наклона молекул в смектическом слое.

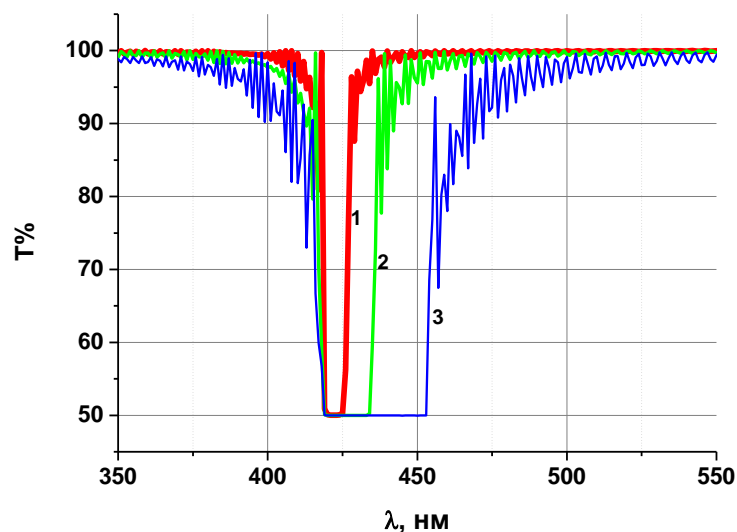


Рисунок 4.8 – Расчетные спектры пропускания для ХСЖК, $P_0=0.27$ мкм, $d=21.6$ мкм при прохождении света вдоль оси спирали для различных углов наклона молекул в смектических слоях: 1 – $\vartheta=22^\circ$, 2 – $\vartheta=40^\circ$, 3 – $\vartheta=78^\circ$.

4.1.2. Выводы

Таким образом, полосы селективного отражения света в спектрах пропускания ХЖК при увеличении угла наклона прохождения света относительно оси спирали сдвигаются в коротковолновую часть спектра. Этот сдвиг может достигать очень больших величин, до 1000 нм при углах прохождения до 65° . ХСЖК по сравнению с ХНЖК обладают дополнительной полосой селективного отражения света, соответствующей полному шагу спирали. При наклонном прохождении света на частотах кратных частоте основной полосы отражения возникают полосы отражения высших порядков. При этом происходит расщепление полос отражения на три спектрально зависимых субполосы. Крайние подзоны отражают линейно поляризованный свет с σ и π – поляризацией, центральная подзона отражает свет любой поляризации. С увеличением угла наклона возрастают как интенсивность, так и ширина полос отражения [A1].

4.2. Зоны селективного отражения холестерических ЖК, индуцированные в неоднородном пространственно-периодическом электрическом поле

Индуцирование высших гармоник во внешнем электрическом поле было предсказано теоретически в работах [86-90]. В статье [89] В. А. Беляков и В. Е. Дмитриенко (независимо от С. Штрикмана и М. Тура [88]) теоретически исследовали влияние внешнего электрического поля на холестерическую спираль. Авторы показали, что в условиях электрического поля близкого к полю раскрутки спирали, деформация спирали должна вызывать возникновение зон селективного отражения более высокого порядка, которые расщепляются на три спектральные подзоны. Крайние подзоны отражают линейно-поляризованный свет, с взаимно-ортогональной поляризацией. Центральный пик отражает свет любой поляризации. Долгое время эти теоретические результаты не имели экспериментального подтверждения. Был опубликован ряд работ, связанных с наблюдением слабых и неструктурированных полос второго порядка [91-94]. Теоретические предсказания о трехзонной структуре индуцированных полос селективного отражения получили экспериментальное доказательство лишь недавно [95-96], благодаря использованию импульсных электрических полей, позволивших проводить измерения до образования дефектов.

Стоит отметить, что первые теоретические работы [86, 92, 97, 98] по индуцированию высших порядков селективного отражения выполнены на основе представления о непрерывно раскручивающейся бесконечной спирали в электрическом поле. При значениях напряженностей электрического поля выше значения (4.3) спираль оказывается полностью раскрученной [99].

$$E_c = \frac{\pi^2}{P} \sqrt{\frac{K_2}{\varepsilon_0(\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp})}}, \quad (4.3)$$

где K_2 – коэффициент упругости соответствующий твист деформации;
 ε_0 – диэлектрическая постоянная равная 8.85×10^{-12} Ф/м;

$\varepsilon_{\parallel}-\varepsilon_{\perp} \sim$ диэлектрическая анизотропия ЖК.

P_0 – естественный шаг холестерической спирали.

Считалось что, вследствие увеличения шага холестерической спирали, по мере приближения напряженности приложенного поля к величине E_c , основная полоса селективного отражения должна монотонно смещаться в длинноволновую область спектра. При превышении критической амплитуды электрического поля ($E > E_c$) ожидалось полное раскручивание спирали с исчезновением полосы селективного отражения.

Для реальной системы, в которой длина спирали конечна и присутствуют граничные условия, непрерывное раскручивание спирали запрещено [100]. Поэтому переход из метастабильного деформированного полем состояния спирали в термодинамически более выгодное раскрученное состояние возможен только через топологически неэквивалентные состояния, что должно сопровождаться образованием дефектов и в конечном итоге разрушением спирали.

В данной работе мы использовали кратковременное приложение электрического поля высокой амплитуды (до 5.2 В/мкм), при котором спиральная структура ХЖК не раскручивается, а переходит в сильно деформированное состояние. При этом в спектре пропускания возникают очень интенсивные полосы селективного отражения высших порядков (коэффициент отражения достигал 90%).

4.2.1. Экспериментальная часть

4.2.1.1. Ячейки с электродной решеткой с одной стороны слоя ХЖК

Рассмотрим результаты, полученные для ячеек, в которых решетка ВШЭ располагалась с одной стороны слоя ЖК (рис. 2.4(б)). В отсутствие поля основная полоса селективного отражения ХЖК с шагом $P_0=0.56$ мкм занимает диапазон

длин волн 880-970 нм. Спираль холестерика имеет левую закрутку, поэтому 50% света с левой поляризацией отражается.

Для электродной решетки периодом $p=45$ мкм (рис. 4.9а) уровень пропускания ЖК ячейки вне полосы селективного отражения в отсутствие поля составляет 80%. Этот уровень пропускания обусловлен отражением от хромовых электродов. Однако с увеличением напряженности поля видно, как общий уровень пропускания уменьшается и при напряженности $E=6.25$ В/мкм достигает 74%. Дело в том, что распределение электрического поля над ВШЭ сильно неоднородно. Над электродами вектор электрического поля направлен вдоль нормали к плоскости ячейки, а в центре между электродами вектор электрического поля перпендикулярен этой нормали. Поэтому с увеличением напряженности поля возникает пространственная модуляция распределения директора и, соответственно, модуляция эффективного показателя преломления ХЖК. Последнее приводит к дополнительному рассеиванию (дифракции) света и уменьшению пропускания системы вдоль нормали к слою ХЖК.

При приложении поля перпендикулярно оси спирали ХЖК $E//G$ в окрестности длины волны в два раза меньшей центральной длины волны основной полосы селективного отражения возникает полоса селективного отражения второго порядка, что приводит к падению пропускания до 37% при напряженности межэлектродного электрического поля $E=6.25$ В/мкм. Стоит отметить, что напряженность поля 6.25 В/мкм почти в 2 раза превышает критическое поле E_c . Тем не менее, спектральное положение, как основной полосы селективного отражения, так и индуцированных полос, не изменяется даже при таких высоких полях, к слову, достигнутых экспериментально впервые (подразумевается условие сохранения спирали). Это свидетельствует об отсутствии раскрутки спирали ХЖК.

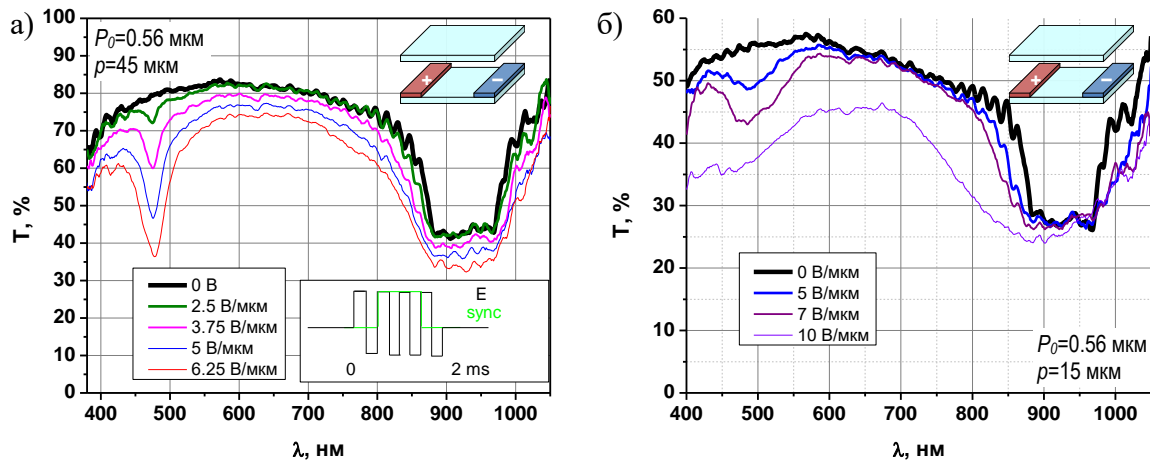


Рисунок 4.9 – Спектры пропускания ХЖК ($E7 + 14.1\% DL$) с шагом спирали $P_0=0.56$ мкм в ячейке с периодом ВШЭ 45 мкм (а) и 15 мкм (б). На вставке в рисунок (а) показан управляющий импульс и синхроимпульс для спектрометра.

Для решетки ВШЭ с периодом $p=15$ мкм уровень пропускания без приложения напряжения составляет около 55% (рис. 4.9б). Низкий уровень пропускания объясняется отражением от хромовых электродов. Кроме того на электродных решетках возникает дифракция. В нашем случае удастся регистрировать только нулевой порядок дифракции, соответственно, часть энергии света уходит в высшие порядки дифракции.

Как и в рассмотренном выше случае электродной решетки с периодом $p=45$ мкм, при периоде решетки электродов 15 мкм возникает полоса селективного отражения второго порядка. Однако с увеличением напряжения полосы отражения смещаются в сторону коротких длин волн. Подобный эффект продемонстрирован в [101]. Это может быть объяснено тем, что в сильно неоднородном электрическом поле в отдельных областях слоя ось спирали ХЖК наклоняется относительно нормали. При напряженности $E=10$ В/мкм эффект становится явно заметен. При данном напряжении смещение центра основной полосы селективного отражения в коротковолновую область достигает 40 нм. Подобное смещение соответствует наклону спирали в 10° .

Уменьшение периода ВШЭ позволяет существенно повысить напряженность электрического поля. Однако распределение электрического поля при периоде электродов 15 мкм становится еще более неоднородно. При электрических полях

выше 10 В/мкм спираль ХЖК разрушается – в структуре ХЖК образуются множественные дефекты типа “*oily streaks*” [102] и пропускание такой системы резко падает. Ориентация ХЖК со временем восстанавливается в исходное состояние.

4.2.1.2. Ячейки с электродными решетками с обеих сторон слоя ХЖК

В ячейке с двумя ВШЭ решетками, расположенными на обеих подложках параллельно друг другу (рис. 2.5(a)), электрическое поле более однородно по толщине, чем в ячейке с одной ВШЭ решеткой. Кроме того, в этом случае электрическое поле глубже проникает в объем жидкого кристалла.

Спектры пропускания ячейки с двумя ВШЭ решетками с периодом 45 мкм показаны на рис. 4.10(a). Добавление второй пары электродов понижает амплитуду электрического поля, при котором возникают зоны селективного отражения высших порядков. Так, полоса селективного отражения второго порядка становится заметной уже при напряженности $E=2$ В/мкм. При напряженности поля между электродами у поверхности $E=6.25$ В/мкм спектральная ширина индуцированной зоны уширяется и проявляется трехзонная структура, предсказанная в [89, 90]. Кроме того, в центре основной полосы селективного отражения возникает дополнительный пик отражения.

При уменьшении периода ВШЭ до 15 мкм (рис. 4.10б) достигаемые напряженности электрического поля кратно увеличиваются. При этом средний уровень пропускания в 50% вне зон (в диапазоне длин волн 570-800 нм) сохраняется даже при межэлектродных полях в 9 В/мкм. Основная полоса селективного отражения при этом сильно уширяется. Однако неоднородность поля не позволила нам получить спектральное расщепление полосы селективного отражения столь же высокого качества, как в работе [95].

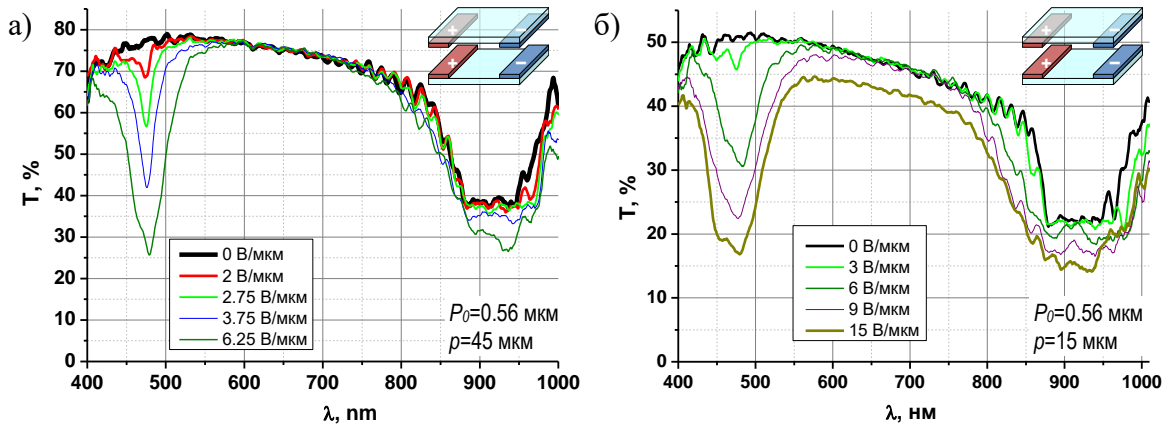


Рисунок 4.10 – Спектры пропускания ХЖК ($E7+14.1\% DL$) с шагом $P_0=0.56$ мкм в ячейке с двумя ВШЭ с периодом 45 мкм (а) и 15 мкм (б).

Рассмотрим случай ХЖК с более высоким значением равновесного шага спирали $P_0=1.0$ мкм. Основная полоса селективного отражения этого ХЖК находится в окрестности длины волны 1800 нм за пределами длинноволновой границы регистрируемой спектрометром (~ 1100 нм). Важно отметить, что удвоение шага спирали ХЖК, в соответствии с уравнением (1) в 2 раза снижает критическое поле раскрутки спирали. Таким образом, теоретическое критическое поле E_c понижается до 1.9 В/мкм и напряженности поля в эксперименте будут в несколько раз превышать критическое поле.

Спектры пропускания с индуцированными зонами второго, третьего и четвертого порядков для шага спирали $P \sim 1.0$ мкм приведены на рис. 4.11. Из данных спектров видно, что при относительно слабых полях, индуцированные зоны отражения представлены одиночными минимумами пропускания. С увеличением электрического напряжения в структуре индуцированных зон просматривается расщепление на подзоны (это особенно заметно для ячейки с периодом электродов 45 мкм, рис. 4.11а). В диапазоне длин волн 800-1000 нм зона 2-го порядка селективного отражения расщепляется на три хорошо различимых пика. К сожалению экспериментально не удалось наблюдать расщепления на подзоны в случае электродов с периодом $p=15$ мкм (рис. 4.11б).

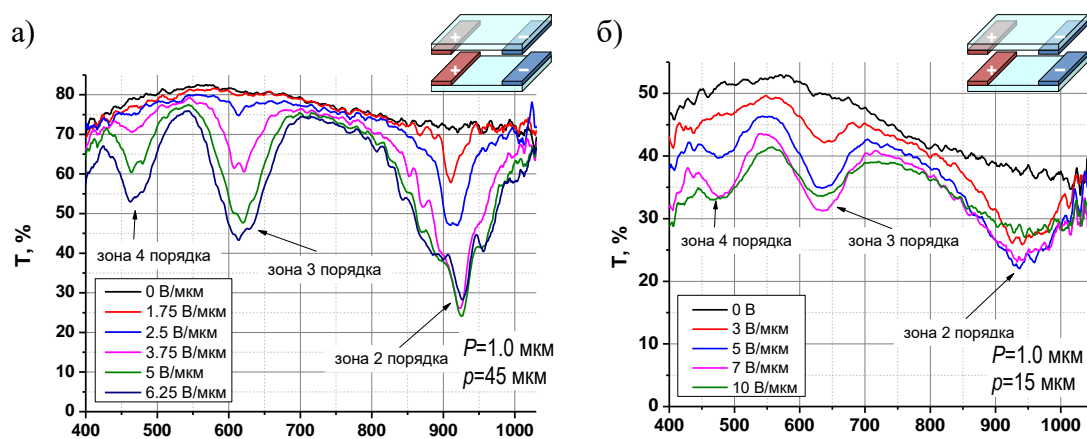


Рисунок 4.11 – Спектры пропускания ХЖК ($E7 + 7\% DL$) с шагом $P_0=1.0$ мкм в ячейке с двумя ВШЭ с периодом 45 мкм (а) и 15 мкм (б).

4.2.2. Численное моделирование

Численное моделирование исчерпывающе демонстрирует возникновение полос селективного отражения высших порядков и их расщепление на три зоны. Так же, как и в эксперименте, модель предсказывает, что даже при полях в несколько раз превышающих критическое поле E_c шаг спирали ХЖК сохраняется. Вместо раскручивания происходит сильная деформация геликоида. В центре между соседними электродами директор направлен преимущественно вдоль вектора $E//G$. В тоже время в надэлектродной области спираль полностью разрушается, директор в этой области ориентирован практически гомеотропно.

Смоделированные спектры пропускания ХЖК с шагом спирали $P_0=0.57$ мкм представлены на рисунке 4.12. Зоны селективного отражения лежат в тех же диапазонах длин волн, что и в эксперименте, и при приложении электрического поля возникают зоны отражения высших порядков. По мере увеличения напряженности электрического поля все индуцированные зоны расщепляются на три подзоны. При этом расщепление максимально выражено во втором порядке. Сравнение результатов моделирования с экспериментом в целом показывает небольшое расхождение, объяснимое большей неоднородностью распределения директора в реальной жизни, когда, например, из-за вариации толщины слоя имеет место комбинация геликоидальных состояний директора, соответствующих

различным зонам Гранжана, и отличающихся количеством полувитков спирали на толщине слоя.

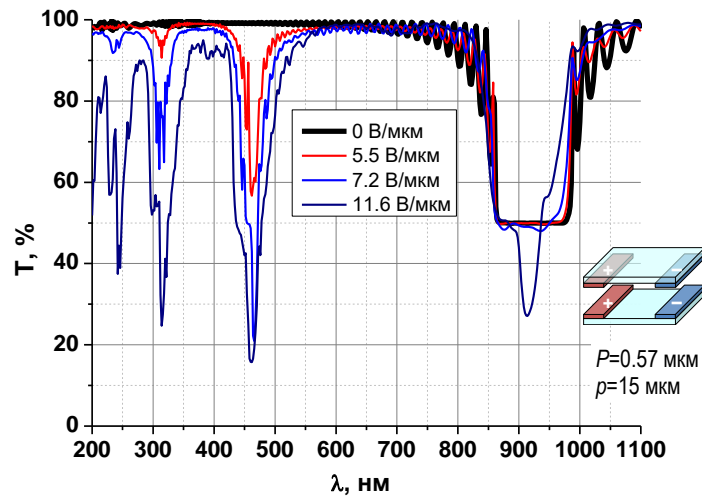


Рисунок 4.12 – Рассчитанные спектры пропускания ХЖК с шагом $P_0=0.57$ мкм, $d=10$ мкм. Период ВШЭ $p=15$ мкм. Спектры усреднены для области между электродами.

4.2.3. Выводы

В настоящей работе изучены особенности индуцирования зон селективного отражения высших порядков в результате проведенных экспериментов и численного моделирования было показано, что ячейках с ВШЭ при приложении импульсного электрического поля выше критического E_c , раскрутки спирали в межэлектродном пространстве не происходит. В спектрах обнаружены индуцированные электрическими полем интенсивные полосы отражения высших порядков, что может быть использовано для управляемых селективных зеркал. Несмотря на высокую неоднородность электрического поля, в индуцированных зонах наблюдается расщепление на три подзоны [A5].

4.3. IPS переключение хиральных нематических жидких кристаллов с различной диэлектрической анизотропией

В данном разделе исследован электрооптический эффект в планарно-ориентированном ХНЖК. Деформация холестерической спирали достигалась приложением импульсного электрического поля, направленного перпендикулярно оси спирали [48, 49]. В этой геометрии ХНЖК в отсутствие поля ведет себя как отрицательный одноосный кристалл с оптической осью, совпадающей с осью спирали геликоида. Данная ЖК система, находящаяся между двумя скрещенными поляроидами, на которую нормально падает свет, в отсутствие поля непрозрачна. Но при приложении электрического поля происходит деформация геликоидального распределения директора ХНЖК, возникает эффективное двулучепреломление и система пропускает свет. Время срабатывания данной конструкции электрооптической ячейки составляет порядка 100 мкс, что на порядок меньше времен срабатывания современных жидкокристаллических модуляторов света. Предполагается, что электрооптический отклик обусловлен ангармонической деформацией оси геликоида вследствие взаимодействия электрического поля с диэлектрической анизотропией жидкого кристалла, и как следствие возникновением индуцированного двулучепреломления с изменением поляризации проходящего света.

Аналогичная конструкция электрооптической ячейки была исследована в работах [50-52]. В этих работах было высказано предположение, что, электрооптический отклик обусловлен флексоэлектрическим эффектом, который вызывает поворот оси геликоида, что также может привести к изменению поляризации прошедшего света и просветлению ячейки.

Оба этих эффекта, как флексоэлектрический, так и эффект, обусловленный взаимодействием электрического поля с диэлектрической анизотропией ХНЖК (переход Фредерикса), могут одновременно проявляться в данной геометрии ХНЖК и конкурировать друг с другом. Отклонение молекул от равновесного состояния вследствие флексоэлектрического эффекта линейно зависит от

напряженности электрического поля, а в случае перехода Фредерикса эта зависимость квадратичная. Кроме того, величина электрооптического отклика, обусловленного флексоэлектрическим эффектом в данной геометрии, пропорциональна разности флексоэлектрических коэффициентов для деформации продольного и поперечного изгиба $e_V - e_S$ [103]. Величина отклика, обусловленного переходом Фредерикса, пропорциональна диэлектрической анизотропии $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$, здесь ε_{\parallel} и ε_{\perp} – диэлектрические проницаемости вдоль и поперек локального направления директора ХНЖК, соответственно.

Для того, чтобы определить вклад в электрооптический отклик взаимодействия электрического поля с диэлектрической анизотропией и флексоэлектрического эффекта данный электрооптический эффект исследовался в зависимости от величины управляющего напряжения для ХНЖК с различной диэлектрической анизотропией, но с одинаковыми другими материальными параметрами.

4.3.1. Экспериментальная часть

Для исследования влияния величины диэлектрической анизотропии на характер электрооптического отклика исследовались три состава ХНЖК с различной диэлектрической анизотропией (таб. 1, глава 2). Если электрическое поле, подаваемое на ячейку, равно нулю, то свет, проходящий через слой ХНЖК, не меняет своей поляризации, и в скрещенных поляроидах интенсивность света на входном окне фотоумножителя также равняется нулю. По мере увеличения напряженности электрического поля поляризация проходящего света становится эллиптической и свет проходит через анализатор. Интенсивность проходящего света увеличивается по мере возрастания напряженности электрического поля. Предполагается, что деформация слоя ХНЖК обусловлена взаимодействием электрического поля с диэлектрической анизотропией ЖК, то есть имеет место переход Фредерикса. При небольших деформациях директора, максимальное отклонение директора происходит в областях ХНЖК, где исходное направление

директора составляет 45° с направлением поля. В областях ХНЖК, где директор направлен вдоль поля или перпендикулярен ему, отклонения директора не происходит. Таким образом, под воздействием поля происходит деформация спирального распределения ХНЖК без изменения шага спирали. Это приводит к возникновению индуцированной двуосности с главными показателями преломления: $n_z = n_\perp$, $n_x = \sqrt{\frac{n_\parallel + n_\perp}{2}} + \Delta n$ для луча, распространяющегося вдоль оси спирали и с вектором поляризации, параллельным направлению электрического поля и $n_y = \sqrt{\frac{n_\parallel + n_\perp}{2}} - \Delta n$ для луча, распространяющегося вдоль оси спирали и вектором поляризации перпендикулярным электрическому полю. Таким образом, вдоль оси спирали распространяются два луча с поляризациями вдоль и поперек электрического поля. На выходе из слоя ХНЖК между ними возникает фазовая задержка (формула 1.3).

На рис. 4.13, в верхней его части приведены зависимости интенсивности пропускания света для ячейки с ЖК IPS-4 от времени в течение действия прямоугольного электрического импульса. В нижней части рисунка приведен управляющий импульс длительностью 1 мс и величиной 3 В/мкм. Кривые 1, 2, 3 и 4 получены при напряженностях электрического поля: 2 В/мкм, 3 В/мкм, 4 В/мкм и 5 В/мкм, соответственно. Как видно из рис. 4.13, при напряженности электрического поля 2 В/мкм оптический отклик не значительный. Однако, по мере увеличения напряжения интенсивность пропускания возрастает существенным образом. Такая же картина наблюдается и для ячейки с ЖК IPS-5 (рис. 4.14). При увеличении напряжения электрооптический отклик быстро возрастает и при напряжении 7 В/мкм достигает максимального значения (кривая б). На нижнем рисунке приведен управляющий импульс длительностью 7 мс и величиной 2 В/мкм, соответствующий кривой электрооптического отклика 1. Отличие ЖК материалов IPS-4 и IPS-5 состоит в том, что знаки диэлектрической анизотропии у них разные, но и тот, и другой демонстрируют зависимость электрооптического отклика от напряженности электрического поля. Кроме того,

диэлектрическая анизотропия IPS-5 по абсолютной величине почти в 2 раза меньше, чем у IPS-4. Поэтому длительность управляющего импульса для IPS-5 в 7 раз больше чем у IPS-4. Более короткие импульсы, действующие на IPS-5, не вызывают видимого отклика. Несмотря на то, что длительность импульса в 7 раз больше, интенсивность электрооптического отклика для IPS-5 в 2 раза меньше чем для IPS-4 при одинаковых напряженностях приложенного электрического поля.

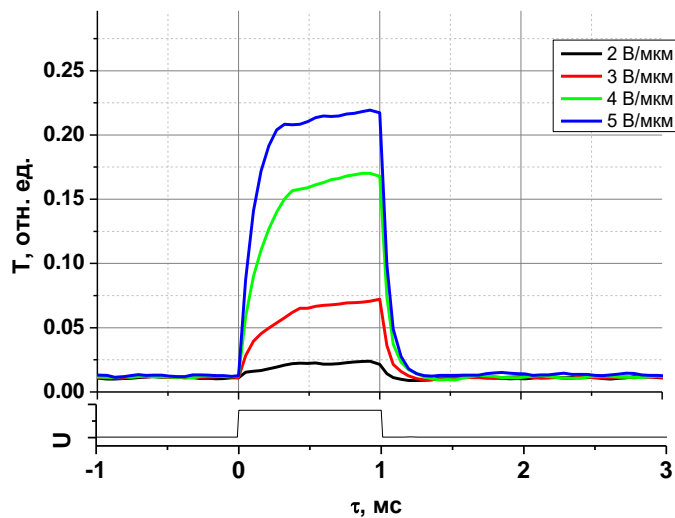


Рисунок 4.13 – Зависимость индуцированного полем пропускания T для ХНЖК IPS-4 ($\Delta\epsilon = +6.98$) от времени τ под воздействием прямоугольного электрического импульса различной интенсивности длительностью 1 мс. На нижнем рисунке приведен управляющий импульс длительностью 1 мс.

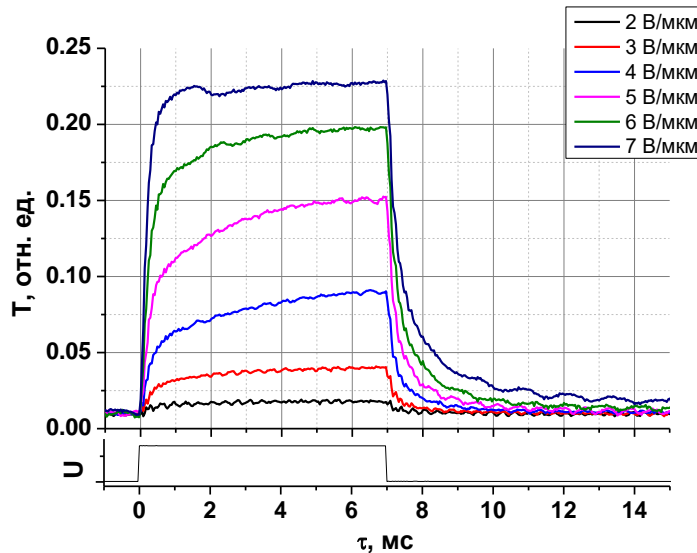


Рисунок 4.14 – Зависимость индуцированного полем пропуска T для ХНЖК IPS-5 ($\Delta\epsilon = -3.23$) от времени τ под воздействием прямоугольного электрического импульса различной интенсивности длительностью 7 мс. На нижнем рисунке приведен управляющий импульс длительностью 7 мс.

На рис. 4.15 приведены зависимости интенсивности пропуска света для ячейки с ЖК IPS-6 от времени в течение действия прямоугольного электрического импульса различной интенсивности. В данном случае длительность импульса составляет 20 мс, а минимальная величина составляет 5 В/мкм. При меньших значениях длительности и величины импульса электрооптический отклик отсутствует. Как видно из рис. 4.15, вид электрооптического отклика для IPS-6 отличается от вида отклика для IPS-4 и IPS-5. В данном случае, в начале действия импульса в течение 4 мс, происходит возрастание интенсивности проходящего света. В течение следующих 6 мс интенсивность света уменьшается до некоторого постоянного значения и последние 10 мс остается неизменной. Такое поведение электрооптического отклика может быть обусловлено присутствием в ХНЖК свободных зарядов. Разноименные заряды под воздействием электрического поля начинают двигаться к противоположно заряженным электродам. Этот процесс происходит в течение 10 мс. После этого разведенные заряды экранируют внешнее электрическое поле, приложенное к электродам, тем самым уменьшая внутреннее поле, непосредственно воздействующее на ХНЖК. Интенсивность электрооптического отклика с увеличением напряженности

электрического поля возрастает как для начального, так и для завершающего интервалов импульса. Абсолютные величины электрооптического отклика примерно на два порядка меньше, чем для IPS-4. Отсюда можно сделать вывод, что основной вклад в электрооптический отклик в данной геометрии обусловлен взаимодействием электрического поля с анизотропией диэлектрической проницаемости. Чем больше анизотропия диэлектрической проницаемости, тем больше величина электрооптического отклика.

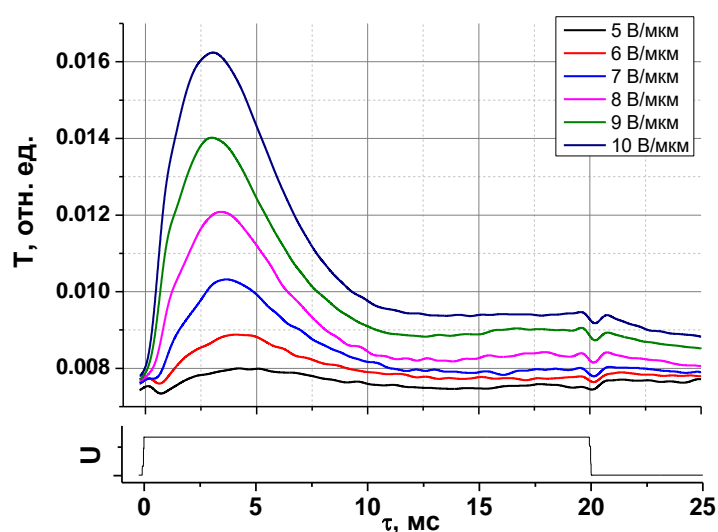


Рисунок 4.15 – Зависимость индуцированного полем пропускания T для ХНЖК IPS-6 ($\Delta\epsilon = +0.01$) от времени τ под воздействием прямоугольного электрического импульса различной интенсивности длительностью 20 мс. На нижнем рисунке приведен управляющий импульс длительностью 20 мс.

На рис. 4.16 приведены зависимости контрастного отношения для IPS-4, IPS-5 и IPS-6 в зависимости от напряженности электрического поля. Контрастное отношение вычислялось путем деления интенсивности прошедшего света при различных напряжениях на интенсивность прошедшего света при нулевом напряжении в исходном, не возмущенном состоянии слоя ХНЖК. В нашем случае интенсивность в исходном состоянии составляла $\sim 10^{-3}$ в относительных единицах. Как видно из рис. 4.16, наибольший контраст демонстрирует IPS-4, обладающий наибольшим значением диэлектрической анизотропии. У IPS-5 диэлектрическая анизотропия по абсолютной величине в 2 раза меньше. Соответственно меньше и

контраст. Здесь следует отметить, что длительность управляющего импульса для IPS-5 в семь раз больше, чем для IPS-4. То есть зависимость электрооптического отклика от диэлектрической анизотропии не является линейной. Наименьший контраст демонстрирует IPS-6, у которого диэлектрическая анизотропия практически равна нулю. Полученные данные позволяют сделать вывод, что в рассматриваемом случае отклик обусловлен переходом Фредерикса, а не флексоэлектрическим эффектом.

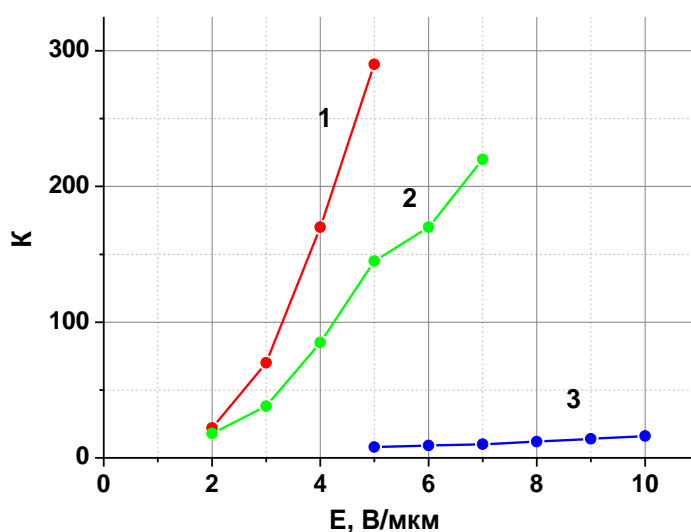


Рисунок 4.16 – Зависимость контрастного отношения (K) для ХНЖК с различной диэлектрической анизотропией и различной длительностью управляющего импульса от напряженности электрического поля (E): 1 - IPS-4 ($\Delta\epsilon = 7.0$, $\Delta t = 1$ мс); 2 - IPS-5 ($\Delta\epsilon = -3.3$, $\Delta t = 7$ мс); 3 - IPS-6 ($\Delta\epsilon = 0.01$, $\Delta t = 20$ мс).

4.3.2. Выводы

Исследование зависимости электрооптического отклика ХНЖК от величины электрического поля и диэлектрической анизотропии показало сильную положительную зависимость величины электрооптического отклика от напряженности электрического поля и абсолютной величины анизотропии диэлектрической проницаемости ХНЖК. Для материала с анизотропией диэлектрической проницаемости близкой к нулевой наблюдаемый электрооптический отклик очень мал. Отсюда следует, что основной вклад в

электрооптический отклик в планарно-ориентированном ХНЖК с осью спирали направленной перпендикулярно поверхности подложек под воздействием электрического поля перпендикулярного оси спирали вносит взаимодействие электрического поля с анизотропией диэлектрической проницаемости, то есть эффект Фредерикса. Вклад флексоэлектрического взаимодействия в данный электрооптический эффект для исследованных ХНЖК несущественен и может проявиться только в материале с малой диэлектрической анизотропией [A2].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

- В условиях, когда пространственный период электрического поля в планарной геометрии меньше, чем толщина слоя ЖК, экспериментально обнаружены быстрая и медленная моды в электрооптическом отклике ЖК ячеек с положительной диэлектрической анизотропией. Методом численного моделирования установлено, что быстрая мода связана с поверхностной локализацией, как управляющего электрического поля, так и деформации поля директора. Такая поверхностная мода переключается на порядок быстрее объемной [А4].

- Проведены детальные экспериментальные исследования и численное моделирование электрооптического эффекта в ячейках с нематическим ЖК, управляемых пространственно-периодическим электрическим полем, создаваемым с помощью двух систем ВШЭ электродов, расположенных на противоположных поверхностях подложек ячейки. Экспериментально достигнуты рекордные для нематических ЖК времена электрооптического переключения (200–100 мкс) [А3].

- Проведены подробные исследования и численное моделирование режима переключения ЖК с отрицательной диэлектрической анизотропией при начальной гомеотропной ориентации директора. Были обнаружены два, характерных только для ЖК с отрицательной анизотропией, режима переключения, которые возникают вследствие локализации деформации директора между двумя топологическими стенками, располагающимися на половине периода электродных структур. Деформация директора в случае этих двух режимов происходит в различных плоскостях, что позволяет разделить их оптически [А6].

- Экспериментально изучены угловые зависимости спектров пропускания хиральных ЖК в широком диапазоне углов распространения света по отношению к оси холестерической спирали. Доказано, что полосы селективного отражения в спектрах пропускания ХЖК при наклонном падении света сдвигаются в коротковолновую часть спектра при увеличении угла наклона. При наклонном прохождении света возникают полосы отражения высших порядков на частотах,

кратных частоте основной полосы отражения. При этом в полосе отражения наблюдаются три поляризационно-зависимые субполосы [A1].

- Изучены особенности индуцирования зон селективного отражения высших порядков в ХЖК, в ячейках со встречно-штыревыми электродами, расположенными как на одной из подложек, так и на и двух подложках одновременно. Несмотря на высокую неоднородность электрического поля, в индуцированных зонах наблюдается возникновение трех подзон. Экспериментальные результаты подтверждены численным моделированием [A5].

- Изучены особенности деформации спирали (в ХЖК с различной величиной и знаком диэлектрической анизотропии) электрическим полем, направленным перпендикулярно оси геликоида. Показано, что электрооптический эффект, возникающий вследствие деформации спирали ХЖК, обусловлен взаимодействием электрического поля с диэлектрической анизотропией ЖК. Роль флексоэлектрического эффекта в данной геометрии пренебрежимо мала [A2].

СПИСОК УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ

- ЖК – жидкий кристалл;
- НЖК – нематический жидкий кристалл;
- ОАД – оптически активная добавка;
- ХЖК – хиральный жидкий кристалл;
- ХСЖК – хиральный смектический жидкий кристалл;
- ИТО – прозрачное токопроводящее тонкопленочное покрытие из смеси оксидов индия и олова;
- P_0 – шаг геликоида ХНЖК;
- ε_{\parallel} – компонента диэлектрической проницаемости вдоль директора ЖК;
- ε_{\perp} – компонента диэлектрической проницаемости, в направлении перпендикулярном директору ЖК;
- $\Delta\varepsilon$ – диэлектрическая анизотропия ($\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$);
- Φ – фазовая задержка;
- λ – длина волны света;
- d – толщина слоя жидкого кристалла;
- \mathbf{n} – направление ориентации легкой оси ЖК (или директор ЖК);
- n_o, n_e – показатели преломления света для обыкновенного и необыкновенного лучей;
- n_{\parallel} – показатель преломления света, поляризованного вдоль директора ЖК;
- n_{\perp} – показатель преломления света, поляризованного перпендикулярно директору ЖК;
- Δn – оптическая анизотропия ($\Delta n = n_e - n_o = n_{\parallel} - n_{\perp}$);
- E – напряженность электрического поля;
- U – электрическое напряжение;
- γ – вращательная вязкость;
- K_{ii} – коэффициенты упругости для поперечной ($i = 1$), твист ($i = 2$) и продольной ($i = 3$) деформаций поля директора ЖК;
- $\tau_{\text{вкл}}$ – время нарастания электрооптического отклика;
- $\tau_{\text{выкл}}$ – время спада электрооптического отклика;

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю глубокую благодарность заведующему лаборатории жидких кристаллов доктору физико-математических наук Сергею Петровичу Палто, к. ф.-м. н. Артуру Рубеновичу Гейвандову, к. ф.-м. н. Михаилу Ивановичу Барнику. Отдельно выражаю благодарность моему научному руководителю – кандидату физико-математических наук Борису Александровичу Уманскому.

Кроме того выражаю глубокую признательность всему коллективу сотрудников лаборатории жидких кристаллов Института кристаллографии ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, где была выполнена настоящая работа, за постоянное внимание, всемерную поддержку и повседневную помощь в работе.

ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

А1. Уманский Б. А., Симдянкин И. В. Угловые зависимости спектров пропускания хиральных жидких кристаллов // *Кристаллография*. – 2017. – Т. 62. – №. 3. – С. 452-458.

А2. Симдянкин И. В., Уманский Б. А. Первый российский кристаллографический конгресс. IPS-переключение хиральных нематических жидких кристаллов с различной диэлектрической анизотропией // *Кристаллография*. – 2018. – Т. 63. – №. 2. – С. 241-247.

А3. Гейвандов А. Р., Барник М. И., Палто В. С., Симдянкин И. В., Палто С. П. Субмиллисекундный электрооптический отклик нематического жидкого кристалла в режиме двунаправленного переключения поля // *Кристаллография*. – 2018. – Т. 63. – №. 6. – С. 928-934.

А4. Гейвандов, А. Р., Симдянкин, И. В., Барник, М. И., Палто, В. С., Палто, С. П. Быстрая мода в электрооптическом переключении жидкокристаллической ячейки при уменьшении периода электродных решеток // *Кристаллография*. – 2019. – Т. 64. – №. 3. – С. 416-420.

А5. Симдянкин И. В., Гейвандов, А. Р., Барник, М. И., Палто, В. С., Палто, С. П. Зоны селективного отражения холестерических ЖК индуцированные в неоднородном пространственно-периодическом электрическом поле // *Жидк. крист. и их практич. исп.* – 2019 – Т. 19. – №. 2. – С. 48-56.

А6. Barnik, M. I., Simdyankin, I. V., Geivandov, A. R., Umanskii, B. A., & Palto, S. P. Fast spatially localised electrooptical mode in vertically aligned nematic LCs with negative dielectric anisotropy // *Liquid Crystals*. – 2019. – С. 1-11.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reinitzer F. Beiträge zur kenntniss des cholesterins // *Monatshefte für Chemie und verwandte Teile anderer Wissenschaften*. – 1888. – Т. 9. – №. 1. – С. 421-441.
2. Lehmann O. Flüssige Kristalle: sowie Plastizität von Kristallen im allgemeinen, molekulare Umlagerungen und Aggregatzustandsänderungen. – *Verlag von Wilhelm Engelmann*, 1904.
3. Oseen C. W. The theory of liquid crystals // *Transactions of the Faraday Society*. – 1933. Т. 29. – №. 140. – С. 883-899.
4. Fréedericksz V., Zolina V. Forces causing the orientation of an anisotropic liquid // *Transactions of the Faraday Society*. – 1933. – Т. 29. – №. 140. – С. 919-930.
5. Kawamoto H. The history of liquid-crystal displays // *Proceedings of the IEEE*. – 2002. – Т. 90. – №. 4. – С. 460-500.
6. Блинов Л. М. Жидкие кристаллы: Структура и свойства // М.: Книжный дом «Либроком». – 2013. – Т. 480.
7. де Жен П. Ж., Веденов А. А. Физика жидких кристаллов: Пер. с англ. – мир, 1977.
8. F. Brochard, P. Pieranski, E. Guyon, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 1681 (1972).
9. Armitage D., Underwood I., Wu S. T. Introduction to microdisplays. – John Wiley & Sons, 2006. – Т. 11.
10. Gauza S. et al. Fast switching liquid crystals for color-sequential LCDs // *Journal of Display Technology*. – 2007. – Т. 3. – №. 3. – С. 250-252.
11. Wu S. T., Efron U. Optical properties of thin nematic liquid crystal cells // *Applied physics letters*. – 1986. – Т. 48. – №. 10. – С. 624-626.
12. Nie X. et al. Anchoring energy and cell gap effects on liquid crystal response time // *Journal of Applied Physics*. – 2007. – Т. 101. – №. 10. – С. 103110.
13. Choi T. H. et al. Fast fringe-field switching of a liquid crystal cell by two-dimensional confinement with virtual walls // *Scientific reports*. – 2016. – Т. 6. – С. 27936.

14. Dierking I. Introduction to Polymer Stabilized Liquid Crystals // *Polymer-modified Liquid Crystals*. – 2019. – Т. 8. – С. 105.

15. Geivandov A. R. et al. Study of the vertically aligned in-plane switching liquid crystal mode in microscale periodic electric fields // *Beilstein journal of nanotechnology*. – 2018. – Т. 9. – №. 1. – С. 11-19.

16. Yang D. K. Fundamentals of liquid crystal devices. – John Wiley & Sons, 2014.

17. Cok R. S. Micro-light-emitting diode backlight system : заяв. пат. 14963813 США. – 2017.

18. Weiss S., Schlamp M. C., Alivisatos A. P. Electronic displays using optically pumped luminescent semiconductor nanocrystals : пат. 9671536 США. – 2017.

19. Schadt M., Helfrich W. Voltage-dependent optical activity of a twisted nematic liquid crystal // *Applied Physics Letters*. – 1971. – Т. 18. – №. 4. – С. 127-128.

20. Schadt M., Seiberle H., Schuster A. Optical patterning of multi-domain liquid-crystal displays with wide viewing angles // *Nature*. – 1996. – Т. 381. – №. 6579. – С. 212.

21. Mori H. et al. Performance of a novel optical compensation film based on negative birefringence of discotic compound for wide-viewing-angle twisted-nematic liquid-crystal displays // *Japanese journal of applied physics*. – 1997. – Т. 36. – №. 1R. – С. 143.

22. Ito Y. et al. 38.1: Invited Paper: Innovation of Optical Films using Polymerized Discotic Materials: Past, Present and Future // *SID Symposium Digest of Technical Papers*. – Oxford, UK : Blackwell Publishing Ltd, 2013. – Т. 44. – №. 1. – С. 526-529.

23. Yamamoto E. et al. 29.2: Distinguished paper: Wide viewing LCDs using novel microstructure film // *SID Symposium Digest of Technical Papers*. – 2014. – Т. 45. – №. 1. – С. 385-388.

24. Schiek M. F., Fahrenschon K. Deformation of nematic liquid crystals with vertical orientation in electrical fields // *Applied Physics Letters*. – 1971. – Т. 19. – №. 10. – С. 391-393.

25. Ishinabe T., Wako K., Uchida T. A fast-switching OCB-mode LCD for high-quality display applications // *Journal of the Society for Information Display*. – 2010. – T. 18. – №. 11. – C. 968-975.
26. Takeda A. et al. 41.1: A Super-High Image Quality Multi-Domain Vertical Alignment LCD by New Rubbing-Less Technology // *SID Symposium Digest of Technical Papers*. – Oxford, UK : Blackwell Publishing Ltd, 1998. – T. 29. – №. 1. – C. 1077-1080.
27. Tak Y. M. et al. 48.2: Panel Design & Simulation of 40-in. TFT-LCD // *SID Symposium Digest of Technical Papers*. – Oxford, UK: Blackwell Publishing Ltd, 2002. – T. 33. – №. 1. – C. 1281-1283.
28. Vithana H. et al. Nearly homeotropically aligned four-domain liquid crystal display with wide viewing angle // *Japanese journal of applied physics*. – 1996. – T. 35. – №. 4R. – C. 2222.
29. Kim S. S. et al. An 82-in. ultra-definition 120-Hz LCD TV using new driving scheme and advanced Super PVA technology // *Journal of the Society for Information Display*. – 2009. – T. 17. – №. 2. – C. 71-78.
30. Soref R. A. Field effects in nematic liquid crystals obtained with interdigital electrodes // *Journal of Applied Physics*. – 1974. – T. 45. – №. 12. – C. 5466-5468.
31. Oh-e M., Kondo K. The in-plane switching of homogeneously aligned nematic liquid crystals // *Liquid Crystals*. – 1997. – T. 22. – №. 4. – C. 379-390.
32. Oh-e M., Kondo K. Response mechanism of nematic liquid crystals using the in-plane switching mode // *Applied physics letters*. – 1996. – T. 69. – №. 5. – C. 623-625.
33. Oh-e M., Kondo K. Electro-optical characteristics and switching behavior of the in-plane switching mode // *Applied physics letters*. – 1995. – T. 67. – №. 26. – C. 3895-3897.
34. H. Kagawa, S.Takeda, T. Yamamoto, M. Yoneya, S.Aratani, K. Kondo, *Proc. EuroDisplay'99, Conf., Berlin, 1999*, pp.137-140.
35. T. Ishinabe, T. Miyashita, T. Uchida, *Proc. of 19th Int. Liq. Cryst. Conf., Edinburgh, July 2002*, Abstract p. 2691.

36. Baur G. et al. In-plane switching: a novel electro-optic effect // *Liquid Crystals Today*. – 1995. – T. 5. – №. 3. – C. 12-13.
37. C.C. Bowley, J. Vadrine, G.P. Crawford, Asia Display'98, pp. 847-850 (1998).
38. S. Lee S. H. et al. Rubbing-free, vertically aligned nematic liquid crystal display controlled by in-plane field // *Applied physics letters*. – 1997. – T. 71. – №. 19. – C. 2851-2853.
39. Naemura S. Physicochemical Study on Liquid Crystal-Substrate Interfacial Interactions // *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. – 1981. – T. 68. – №. 1. – C. 183-198.
40. Lee S. H., Lee S. L., Kim H. Y. Electro-optic characteristics and switching principle of a nematic liquid crystal cell controlled by fringe-field switching // *Applied physics letters*. – 1998. – T. 73. – №. 20. – C. 2881-2883.
41. Wu S. T., Choi W. Fast Response Liquid Crystal Mode. DIV. B. – 2011.
42. Li Y. et al. Fast-response liquid-crystal displays using crossed fringe fields // *Journal of the Society for Information Display*. – 2008. – T. 16. – №. 10. – C. 1069-1074.
43. Yoon T. H. et al. Fast switching technologies for a nematic liquid crystal cell // *Advances in Display Technologies; and E-papers and Flexible Displays*. – International Society for Optics and Photonics, 2011. – T. 7956. – C. 79560M.
44. Xu D. et al. Nematic liquid crystal display with submillisecond grayscale response time // *Journal of Display Technology*. – 2013. – T. 9. – №. 2. – C. 67-70.
45. Iwata Y. et al. Novel super fast response vertical alignment-liquid crystal display with extremely wide temperature range // *Journal of the Society for Information Display*. – 2014. – T. 22. – №. 1. – C. 35-42.
46. Montbach E., Krinock J., Khan A. Cholesteric writing board display device : пат. 9229259 CIIA. – 2016.
47. Wu S. T., Yang D. K. Reflective liquid crystal displays. – John Wiley & Sons Inc, 2001.
48. M.I. Barnik, L.M. Blinov, S.P. Palto, N.M. Shtykov, B.A Umanskii, EuroDisplay'7, S5-4, pp.97-100 (2007).

49. Палто С. П. и др. Быстрая ангармоническая мода в электрооптическом переключении жидкокристаллических структур на основе хиральных нематиков // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2010. – Т. 138. – №. 3. – С. 544-556.

50. Coles H. J. et al. Strong flexoelectric behavior in bimesogenic liquid crystals // *Journal of applied physics*. – 2006. – Т. 99. – №. 3. – С. 034104.

51. Castles F., Morris S. M., Coles H. J. Flexoelectro-optic properties of chiral nematic liquid crystals in the uniform standing helix configuration // *Physical Review E*. – 2009. – Т. 80. – №. 3. – С. 031709..

52. Gardiner D. J. et al. Polymer stabilized chiral nematic liquid crystals for fast switching and high contrast electro-optic devices // *Applied Physics Letters*. – 2011. – Т. 98. – №. 26. – С. 263508.

53. Toko Y. et al. 12.5 L: Late-News Paper: Fast Switching Super Twisted Nematic Liquid Crystal Displays Doped with Silver and Palladium Nanoparticles // *SID Symposium Digest of Technical Papers*. – Oxford, UK : Blackwell Publishing Ltd, 2007. – Т. 38. – №. 1. – С. 158-160.

54. Kikuchi H. et al. Polymer-stabilized liquid crystal blue phases // *Nature materials*. – 2002. – Т. 1. – №. 1. – С. 64.

55. Choi S. W. et al. Optically isotropic-nanostructured liquid crystal composite with high Kerr constant // *Applied Physics Letters*. – 2008. – Т. 92. – №. 4. – С. 043119.

56. Chen C. H. et al. A field sequential color LCD based on color fields arrangement for color breakup and flicker reduction // *Journal of Display Technology*. – 2009. – Т. 5. – №. 1. – С. 34-39.

57. Mori H. et al. 32.3: Novel Optical Compensation Method Based upon a Discotic Optical Compensation Film for Wide-Viewing-Angle LCDs // *SID Symposium Digest of Technical Papers*. – Oxford, UK : Blackwell Publishing Ltd, 2003. – Т. 34. – №. 1. – С. 1058-1061.

58. Abbe Refractometer Instruction manual 1T ATAGO NAR-1T

59. Cano R. An explanation of Grandjean discontinuities // *Bulletin de La Societe Francaise Mineralogie Et de Cristallographie*. – 1968. – Т. 91. – №. 1. – С. 20-&.

60. Geivandov A.R., Barnik M.I., Palto V.S. et al. // *Proc. 20th International Display Workshops (IDW'13)*, Sapporo Convention Center, December 4–6, 2013, Sapporo, Japan. P. 30.

61. Палто С.П., Барник М.И., Палто В.С. и др. Патент RU2582208. Приоритет 15.01.2014.

62. Palto S. P. Simulation of electrooptical effects and dynamics of ferroelectric liquid crystals // *Crystallography Reports*. – 2003. – Т. 48. – №. 1. – С. 124-140.

63. Палто С. П. Алгоритм решения оптической задачи для слоистых анизотропных сред // *ЖЭТФ*. – 2001. – Т. 119. – №. 4. – С. 638.

64. Berreman D. W. Optics in stratified and anisotropic media: 4× 4-matrix formulation // *Josa*. – 1972. – Т. 62. – №. 4. – С. 502-510.

65. Ge Z. et al. Comprehensive three-dimensional dynamic modeling of liquid crystal devices using finite element method // *Journal of Display Technology*. – 2005. – Т. 1. – №. 2. – С. 194-206.

66. Palto S. P. et al. Submillisecond inverse TN bidirectional field switching mode // *Journal of Display Technology*. – 2016. – Т. 12. – №. 10. – С. 992-999.

67. Chen J. et al. SID Int // *Symp. Digest Tech. Papers* <https://doi.org/10.1889/1.1833756>. – 1998. – Т. 29. – С. 315.

68. Channin D. J. Triode optical gate: A new liquid crystal electro-optic device // *Applied Physics Letters*. – 1975. – Т. 26. – №. 11. – С. 603-605.

69. Xiang C. Y. et al. A fast response, three-electrode liquid crystal device // *Japanese journal of applied physics*. – 2003. – Т. 42. – №. 7A. – С. L763.

70. Iwata Y. et al. Novel super fast response vertical alignment-liquid crystal display with extremely wide temperature range // *Journal of the Society for Information Display*. – 2014. – Т. 22. – №. 1. – С. 35-42.

71. Fan F. et al. Switchable liquid crystal grating with sub millisecond response // *Applied Physics Letters*. – 2012. – Т. 100. – №. 11. – С. 111105.

72. Xu D. et al. A fringe field switching liquid crystal display with fast grayscale response time // *Journal of Display Technology*. – 2015. – Т. 11. – №. 4. – С. 353-359.

73. Xiang C. Y., Sun X. W., Yin X. J. The electro-optic properties of a vertically aligned fast response liquid crystal display with three-electrode driving // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2004. – Т. 37. – №. 7. – С. 994..

74. Kim K. H. et al. Dual mode switching of cholesteric liquid crystal device with three-terminal electrode structure // *Optics express*. – 2012. – Т. 20. – №. 22. – С. 24376-24381.

75. A. R. Geivandov, M. I. Barnik, I.V. Kasyanova et al. Study of the vertically aligned in-plane switching liquid crystal mode in microscale periodic electric fields // *Beilstein J. Nanotechnol.* 2018. V. 9. P. 11

76. Kim J. W. et al. P. 103: High Transmittance LC Mode Based on Fringe Field Switching of Vertically-Aligned Negative LCs // *SID Symposium Digest of Technical Papers*. – Oxford, UK : Blackwell Publishing Ltd, 2013. – Т. 44. – №. 1. – С. 1376-1379.

77. Kim J. W. et al. In-plane switching of vertically aligned negative liquid crystals for high transmittance and wide viewing angle // *Applied optics*. – 2013. – Т. 52. – №. 21. – С. 5256-5261.

78. Чандрасекар С. Жидкие кристаллы. Пер. с англ./Под ред. АА Веденова, ИГ Чистякова. – 1980.

79. Беляков В. А., Сонин А. С. Оптика холестерических жидких кристаллов. – Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит, 1982.

80. Беляков В. А. Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры. – 1988.

81. McNaught A. D., Wilkinson A. IUPAC. Compendium of Chemical Terminology. 1997 // On-line corrected version created by M Nic, J Jirat, and B Kosata.

82. Blinov L. M., Bartolino R. Liquid crystal microlasers // *Trivandrum: Transworld Research Network*. – 2010.

83. Kats E. I. Optical properties of cholesteric liquid crystals // *Sov. Phys. JETP*. – 1971. – Т. 32. – С. 1004-1007.

84. Kopp V. I., Zhang Z. Q., Genack A. Z. Lasing in chiral photonic structures // *Progress in Quantum Electronics*. – 2003. – Т. 27. – №. 6. – С. 369-416.

85. Baikalov V. A., Beresnev L. A., Blinov L. M. Measures of the molecular tilt angle and optical anisotropy in ferroelectric liquid crystals // *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. – 1985. – T. 127. – №. 1. – C. 397-406.
86. Chou S. C., Cheung L., Meyer R. B. Effects of a magnetic field on the optical transmission in cholesteric liquid crystals // *Solid State Communications*. – 1972. – T. 11. – №. 8. – C. 977-981.
87. Dreher R. Reflection properties of distorted cholesteric liquid crystals // *Solid State Communications*. – 1973. – T. 12. – №. 6. – C. 519-522.
88. Shtrikman S., Tur M. Optical properties of the distorted cholesteric structure // *JOSA*. – 1974. – T. 64. – №. 9. – C. 1178-1189.
89. Belyakov V. A., Dmitrienko V. E. Theory of optical-properties of cholesteric liquid-crystals in external field // *fizika tverdogo tela*. – 1975. – T. 17. – №. 2. – C. 491-495.
90. Chilaya G. Cholesteric liquid crystals: Optics, electro-optics, and photo-optics // *Chirality in Liquid Crystals*. – Springer, New York, NY, 2001. – C. 159-185.
91. Blinov L. M. et al. High-order reflections from a cholesteric helix induced by an electric field // *Physics Letters A*. – 1978. – T. 65. – №. 1. – C. 33-35.
92. Belyaev S. V., Blinov L. M., Kizel V. A. Observation of higher order Bragg reflection of light from a cholesteric liquid crystal induced by an electric field // *ZhETF Pisma Redaktsiiu*. – 1979. – T. 29. – C. 344.
93. Rumi M. et al. Effects of in-plane electric fields on the optical properties of cholesteric liquid crystals // *Liquid Crystals XVII. – International Society for Optics and Photonics, 2013*. – T. 8828. – C. 882817.
94. Rumi M., White T. J., Bunning T. J. Reflection spectra of distorted cholesteric liquid crystal structures in cells with interdigitated electrodes // *Optics express*. – 2014. – T. 22. – №. 13. – C. 16510-16519.
95. Palto S. P. et al. Spectral and polarization structure of field-induced photonic bands in cholesteric liquid crystals // *Physical Review E*. – 2015. – T. 92. – №. 3. – C. 032502.

96. Палто С. П., Барник М. И., Гейвандов А. Р., Палто В. С. Наведение полос селективного отражения импульсным электрическим полем в слоях хиральных ЖК // *Письма в ЖЭТФ*. 2013. Т. 98, №. 3. С. 193-196.

97. De Gennes P. G. Calcul de la distorsion d'une structure cholesterique par un champ magnetique // *Solid State Communications*. – 1968. – Т. 6. – №. 3. – С. 163-165.

98. Kahn F. J. Electric-field-induced color changes and pitch dilation in cholesteric liquid crystals // *Physical Review Letters*. – 1970. – Т. 24. – №. 5. – С. 209.

99. Палто С. П. О механизмах вариации шага спирали в тонких холестерических слоях, ограниченных двумя поверхностями. // *ЖЭТФ*. – 2002. Т. 121. – №. 2.

100. Blinov L. M., Palto S. P. Cholesteric helix: topological problem, photonics and electro-optics // *Liquid Crystals*. – 2009. – Т. 36. – №. 10-11. – С. 1037-1047.

101. Berreman D. W., Scheffer T. J. Bragg reflection of light from single-domain cholesteric liquid-crystal films // *Physical Review Letters*. – 1970. – Т. 25. – №. 9. – С. 577.

102. Bouligand Y. Defects and Textures. In: Handbook of liquid crystals. Ed. D. Demus, J. Hoodby, G.W. Gray, V. Vill. Wiley. 2008, Vol. 1, Chapter 7.7, 406-453

103. Rudquist P. et al. The flexoelectro-optic effect in cholesterics // *Liquid crystals*. – 1997. – Т. 22. – №. 4. – С. 445-449.

104. Yeh P., Gu C. Optics of liquid crystal displays. – John Wiley & Sons, 2009. – Т. 67.

105. Matsumoto S., Kadota I. Liquid crystals—fundamentals and applications // Tokyo, Japan: Kogyochosa-kai. – 1991.

106. Ferguson J. L. Liquid crystals // *Scientific American*. – 1964. – Т. 211. – №. 2. – С. 76-85.

107. Frank F. C. I. Liquid crystals. On the theory of liquid crystals // *Discussions of the Faraday Society*. – 1958. – Т. 25. – С. 19-28.

108. Коншина Е. А. Оптика жидкокристаллических сред. – 2012.