

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им.П.Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

Кесаев Владимир Валерьевич

**Фазовая модуляция частично поляризованного света в
средах с индуцируемым двулучепреломлением**

Специальность 1.3.6 — Оптика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, доцент
Киселев Алексей Дониславович

Москва — 2022

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Фазовая модуляция и индуцируемое двулучепреломление	17
1.1 Требования, предъявляемые к пространственно временным фазовым модуляторам света	17
1.2 Индуцируемое двулучепреломление	23
1.3 Геометрическая фаза и смешанные поляризационные состояния в оптике	30
Глава 2. Фазовая модуляция частично поляризованного света в средах с индуцируемым двулучепреломлением	36
2.1 Теоретическое рассмотрение фазовой модуляции частично поляризованного света в интерферометре Маха-Цендера	36
2.2 Техника эксперимента	40
2.3 Модуляция неполяризованного света в средах с индуцируемым двулучепреломлением	47
2.4 Модуляция частично поляризованного света в среде с индуцируемым двулучепреломлением	56
2.5 Влияние степени поляризации света P_0 на интерферометрическую фазу	59
2.6 Выводы по главе 2	66
Глава 3. Поляризационно нечувствительная фазовая модуляция в средах с индуцируемым двулучепреломлением	68
3.1 Чисто фазовая модуляция света в средах с индуцируемым двулучепреломлением	68
3.2 Поляризационно нечувствительная модуляция интенсивности света с помощью относительной фазовой задержки	82
3.3 Разделение главных напряжений в плоской задаче фотоупругости	88

3.4	Выводы по главе 3	92
Глава 4. Пространственно временной фазовый модулятор света на основе среды с индуцируемым двулучепреломлением, сопровождающимся поворотом оптической оси 95		
4.1	Световые поля с ненулевым орбитальным моментом	96
4.2	Спиральная фазовая пластинка для формирования оптического вихря.	96
4.3	Генерация оптических вихрей спиральной фазовой пластинкой на основе планарного СЖК	104
4.4	Выводы по главе 4	108
Заключение		110
Список литературы		112
Список рисунков		130
Список таблиц		134
Приложение А. Геометрические фазы (см. раздел 2.4)		135
Приложение Б. Шумы интенсивности использованного источника света (см. раздел 2.2)		137
Приложение В. Схема установки светоделителя в интерферометре, исключая фазу Рытова-Владимирского (см. раздел 2.2)		138
Приложение Г. Характеристики оптических вихрей (см. главу 4)		139

Введение

Актуальность темы. Управление пространственно-временными характеристиками световых полей является одной из важных задач современной оптики, которая актуальна как для традиционных направлений, таких как оптические дефлекторы, системы адаптивной оптики, оптической связи и отображения информации, так и для современных интенсивно развивающихся технологий, к которым относятся голографические 3D дисплеи, квантовая криптография, квантовые вычисления и др. В рамках этой задачи требуются устройства, способные осуществлять модуляцию света — пространственно-временные фазовые модуляторы света (ПВФМС). Такие устройства используются для формирования как изображений, так и пространственных волновых фронтов в виде двумерного распределения фазовой задержки.

Область применения и круг решаемых задач зависит от таких характеристик ПВФМС, как глубина фазовой модуляции, плотность пикселей и скорость перестройки фазовой задержки. Например, для создания очков дополненной реальности требуется активная перестраиваемая линза с апертурой не менее 20 мм. Ее оптическая сила D должна варьироваться в пределах ± 3 диоптрий с миллисекундным временем перестройки [1]! Если учесть естественные ограничения, накладываемые на массу и габариты очков, такие требования являются очень жесткими. На момент написания диссертации автору не известен ПВФМС, способный решить эту задачу. Более того, физические принципы, используемые в настоящее время для создания фазовой задержки (см. раздел 1.1), накладывают серьезные ограничения на все три указанные характеристики и, в особенности, на их сочетание. Этот небольшой пример иллюстрирует, как важная прикладная задача стимулирует поиск новых эффектов и подходов к фазовой модуляции света.

Одним из традиционных способов осуществления фазовой модуляции является использование прозрачных сред с изменяемой оптической анизотропией. Среди таких сред наибольшее распространение получили нематические жидкие кристаллы (НЖК). Электрооптические ориентационные эффекты в НЖК позволяют изготавливать ПВФМС, которые характеризуются достаточно большой глубиной фазовой задержки, достигающей нескольких π , и малым размером (порядка нескольких микрометров) пикселя. Вместе с тем характерные ча-

стоты модуляции для ПВФМС на основе НЖК составляют всего несколько десятков герц. Данные модуляторы позволяют формировать низкочастотные динамические голограммы с ограниченной областью применения, например, для проекции 3D изображений в очках дополненной или виртуальной реальности. Заметим, что ни плотность пикселей, ни глубина фазовой задержки не позволяют реализовать вышеупомянутую активную линзу.

Другая известная среда с изменяемой рефракцией — планарно ориентированные сегнетоэлектрические жидкие кристаллы (СЖК), геликоидальная (спиральная) наноструктура которых характеризуется субволновым (меньше длины волны) шагом спирали. Именно эта среда используется в данной диссертации в качестве модельной среды с индуцируемым двулучепреломлением.

В таких материалах деформации спиральной наноструктуры во внешнем электрическом поле изменяют оптические характеристики СЖК ячейки и, как следствие, свойства проходящей через нее световой волны. С симметричной точки зрения, индуцированное полем искажение спиральной структуры приводит к понижению симметрии от центрального класса предельной группы Кюри до аксиального класса моноклинной системы низшей категории. При таком понижении симметрии одноосный кристалл с осью, параллельной оси бесконечного порядка (оси геликоида), становится оптически двуосным.

Описываемый эффект был обнаружен в 1989 году [2] и получил название эффекта деформированной электрическим полем спирали в жидкокристаллических сегнетоэлектриках (*англ. deformed helix ferroelectric (DHF-effect)*). С макроскопической точки зрения, этот эффект можно интерпретировать как *ориентационный эффект Керра* [3]. Последовательная теория этого эффекта, развитая в работах [4; 5], демонстрирует хорошее согласие с экспериментальными данными. Согласно теории, рассматриваемый эффект характеризуется изменением показателей преломления с одновременным поворотом оптической оси в плоскости волнового фронта. Последнее обстоятельство является причиной модуляции состояния поляризации света и препятствует практической реализации чисто фазового модулятора.

Действительно, чисто фазовая модуляция подразумевает отсутствие каких-либо изменений амплитуды и состояния поляризации модулируемой волны. Такое требование является ключевым для большого количества оптических приложений и устройств [6]. С этой точки зрения, использование планарно

ориентированных СЖК считается малоперспективным для чисто фазовой модуляции света.

С другой стороны, как отмечалось выше, эффект деформированной субволновой спирали в СЖК можно охарактеризовать как наиболее общее поведение негиротропных и прозрачных сред в электрическом поле, при котором, помимо изменения полуосей оптической индикатрисы, происходит ее пространственный поворот. С этой точки зрения, решение проблемы нежелательной модуляции состояния поляризации света для случая СЖК автоматически распространяется на все оптические среды.

Проблема поляризационной чувствительности сред с изменяемой рефракцией, или, другими словами, проблема получения поляризационно нечувствительной фазовой модуляции света имеет долгую историю. Так, в 1993 году был предложен оригинальный фазовый модулятор для неполяризованного света [7], основанный на так называемом S-эффекте в НЖК, но используемый в нем принцип получения фазовой задержки не подходит для сред с поворотом оптической оси. Попытка решить проблему поворота была предпринята в работе [8], где предложена так называемая "*QHQ-схема*", в которой СЖК ячейка с полуволновой разностью фаз помещается между двумя четвертьволновыми пластинами. Однако для реализации метода требуются СЖК материалы с субволновым шагом спирали и со смектическим углом наклона 45° , получение которых является технологически сложной и не до конца решенной задачей. Метод фазовой модуляции [9] развивает идею обмена оптических путей ортогональных состояний поляризации, но также оказывается непригодным для сред с поворотом оптической оси.

На момент написания диссертации традиционным для достижения чисто фазовой модуляции способом является использование 100% линейно поляризованного света и S-эффекта, при котором происходит поворот оптической индикатрисы в плоскости, совпадающей с плоскостью линейной поляризации [10]. Этот способ был распространен в работах [3; 11–13] с нематических жидких кристаллов на сегнетоэлектрические и назван "*эффектом деформированной вертикально-ориентированной спирали в СЖК*" (англ. VADHFLC). Отметим что для него, помимо строгого требования использовать поляризованный свет, необходимо планарное управляющее (возбуждающее) электрическое поле. Как следствие, в таком случае возникает проблема дифракции на штыревой структуре электродов. Кроме того, к недостаткам вертикальной ориентации следует

отнести меньшую, по сравнению с планарной ориентацией, глубину фазовой модуляции. Увеличение глубины сопряжено с увеличением толщины СЖК слоя, что находится в явном противоречии с пространственным разрешением (увеличивается размер пикселя). Другой способ, где используется 100% линейно поляризованный свет и планарно ориентированный СЖК, предложен в работах [14] и [15]. Этот способ является компромиссом между глубиной фазовой модуляции и допустимым уровнем искажений состояния поляризации волны.

Отметим, что метод получения поляризационно нечувствительной и инвариантной относительно поворота оптических осей чисто фазовой модуляции света в средах с индуцируемым двулучепреломлением позволит значительно увеличить количество прозрачных сред, пригодных для фазовой модуляции. В частности, метод решает задачу скоростной недискретной чисто фазовой модуляции для субволновых геликоидальных структур в планарно ориентированных СЖК.

Выбор модельной среды будет еще более обоснован, если учесть, что индуцируемые электрическим полем изменения двулучепреломления в СЖК оказываются такого же порядка, что и начальное двулучепреломление ($\approx 0,12$), а угол поворота оптической оси достигает десятков градусов ($\approx \pm 40^\circ$), т. е. изменения характеризуются рекордными значениями. Дополнительно к практическим достоинствам среды можно отнести простоту управления рефракцией (она оказывается пропорциональна квадрату приложенного электрического поля), недискретность и относительно высокую скорость перестройки фазовой задержки. Так, недавно в СЖК была продемонстрирована непрерывная фазовая модуляция света [14; 16]. При этом, в отличие от НЖК, для СЖК скорость модуляции находится в килогерцовом диапазоне частот. Отметим также появление современного поколения СЖК [17], которые характеризуются малым шагом спиральной структуры (менее < 100 нм), высоким оптическим качеством и еще большими скоростями модуляции.

Учитывая эти достижения, тезис о малой перспективности СЖК материала для чисто фазовой модуляции света должен быть, как минимум, пересмотрен. В главе 3 диссертации делается попытка решить проблему поляризационной чувствительности сред с изменяемой рефракцией, и приводится оригинальное решение для чисто фазового модулятора света, нечувствительного как к степени поляризации, так и к состоянию поляризации. Таким образом,

в контраст устоявшемуся тезису, демонстрируется перспективность планарных СЖК для создания нового поколения быстрых ПВФМС.

Отдельный научный интерес представляет так называемая *геометрическая фаза* (ГФ) [18], связанная с преобразованиями состояния поляризации. Такая фаза естественным образом возникает при прохождении света через оптически анизотропные структуры, такие как ячейки СЖК. В отличие от динамической фазы, зависящей от длины оптического пути и частоты света, геометрическая фаза определяется геометрией преобразований в пространстве поляризационных состояний, которым соответствуют траектории на сфере Пуанкаре в пространстве параметров Стокса.

Понятие ГФ оказалось плодотворным для практики. В настоящее время активно разрабатываются и изготавливаются устройства, известные как оптические ГФ элементы. В этих устройствах оптическая анизотропия используется для пространственно неоднородной модуляции состояния поляризации волны и связанной с ней геометрической фазы. ГФ элементы разработаны на основе различных архитектур, таких как субволновые диффракционные решетки, жидкие кристаллы и метаповерхности [19–21].

Однако, в своем большинстве эти элементы являются пассивными. Распределение фазы в них зафиксировано в процессе изготовления и никак не изменяется впоследствии. Только относительно недавно появились сообщения об элементах с перестраиваемой ГФ [22; 23]. В работе [23] используются так называемые *поверхностно стабилизированные* сегнетоэлектрические жидкие кристаллы (ПССЖК), возможность использования которых в качестве модуляторов ГФ была впервые продемонстрирована еще в 1995 году [24]. Однако ГФ, полученная с помощью ПССЖК, оказывается дискретной (можно получить только два значения фазы).

Используемые в диссертации планарно ориентированные СЖК с субволновым шагом геликоида лишены этого недостатка. Однако ввиду того, что одновременно с поворотом оптической оси изменяется и величина двулучепреломления, традиционные циклические схемы оказываются непригодны. Отметим здесь то немаловажное обстоятельство, что требование цикличности поляризационных изменений для ГФ не является обязательным. Теоретически это требование было снято еще в 1988 году в работе Самуэля и Бхандари [25]. С учетом данного обстоятельства поляризационные изменения, возникающие

при модуляции света планарными СЖК, будучи нециклическими, могут приводить к ГФ.

Однако здесь возникает аналогичная упомянутой выше проблема: изменение состояния поляризации волны, проходящей сквозь СЖК, теперь уже при модуляции ГФ. В обобщенном виде эта проблема приводит к необходимости исследования нециклических, поляризационно инвариантных преобразований с нетривиальной ГФ, которое далеко выходит за рамки данной научной работы. В диссертации рассматривается частный случай такой модуляции неполяризованного и частично линейно поляризованного света планарными СЖК (см. главу 2). Так, для неполяризованного света вектор Стокса при прохождении слоя СЖК не изменятся и останется нулевым, однако, как оказалось, получаемая фазовая задержка может интерпретироваться как частный случай фазы Панчаратнама [26], для которой геометрический вклад равен нулю. В случае же частично поляризованного света результирующая фаза является суммой динамической и геометрической фаз.

К практическим достоинствам элементов с ГФ, главным образом, относят их ахроматичность, которая зависит только от идентичности поляризационных преобразований для разных длин волн. Таким образом, ГФ элементы можно считать ахроматичными в той степени, насколько ахроматичны поляризационные преобразования. Как правило, вместо ахроматизации в классическом смысле, когда волновую пластинку, представляющую ГФ элемент, делают из нескольких ориентированных двулучепреломляющих слоев, ГФ элементы используют материалы со слабой зависимостью двулучепреломления от длины волны. При этом разность самих показателей преломления на концах спектрального диапазона может быть значительной. В этом свете недавнее появление СЖК материалов со слабой зависимостью двулучепреломления от длины волны [27] дополнительно стимулирует исследования ГФ, возникающей при модуляции света планарными СЖК.

Еще одной перспективной ГФ в средах, подобно планарным СЖК, изменяющим состояние поляризации проходящего через них света, является так называемая *интерферометрическая фаза* (ИФ) [26; 28]. Ее отличительной особенностью является локализация в объеме интерференции, т.е. удаленность от самого модулятора (среды). Само свойство света изменять состояние поляризации при интерференции пучков с различающейся поляризацией было известно

давно, – см. например, очерк С.И. Вавилова [29], куда вошли его работы, выполненные в ФИАН в 1930-е годы. На возникающий при этом набег фазы, по всей видимости, впервые обратил внимание Панчаратнам в 1956 году [26]. Несмотря на упомянутую отличительную особенность, которая кажется весьма перспективной, ИФ остается относительно малоизученной. В 2000 г. Эрик Шогвист теоретически исследовал случай ИФ возникающий в результате интерференции смешанных поляризационных состояний света [28]. В развитие этой работы, в разделе 2.5 диссертации, описана зависимость ИФ от степени поляризации для случая интерференции двух пучков частично линейно поляризованного света с различными азимутами поляризации, а также показана зависимость глубины ИФ от азимута при повороте плоскости поляризации.

Поскольку при использовании планарно ориентированных СЖК с субволновым шагом геликоидальной структуры в качестве электрооптических сред для фазовых модуляторов обе упомянутые фазы, и динамическая, и геометрическая (интерферометрическая), в общем случае получают одновременно, возникает вопрос об их взаимном влиянии и самой возможности практической реализации фазовой модуляции в таких средах. В главе 4 приводится наглядный пример изготовленного с участием автора действующего пространственно-временного модулятора света на планарных СЖК, успешно формирующего оптические вихри. В главе также приводятся результаты численных расчетов фазовых полей, распределений параметров поляризации и интенсивности как для реализованного случая пространственно временного фазового СЖК модулятора, так и для чисто фазового модулятора, когда вклад ГФ отсутствует.

Любопытным практическим следствием выражений для интенсивности света, проходящего через планарные СЖК, полученных в разделе 3.1, является возможность разделения главных напряжений в поляризационно-оптическом методе [30; 31]. Этот аспект рассмотрен в разделе 3.3.

Целью данной работы является получение чисто фазовой модуляции света модуляторами на основе планарно ориентированных сегнетоэлектрических жидких кристаллов с субволновым шагом геликоидальных (спиральных) структур.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Исследовать экспериментально и теоретически фазовую модуляцию неполяризованного света электрооптическими модуляторами на основе планарно ориентированных СЖК с эффектом деформированной субволновой спирали.
2. Исследовать экспериментально и теоретически природу дополнительного фазового сдвига, возникающего в случае частично поляризованного света. Интерпретировать полученные результаты в рамках представлений о геометрической фазе.
3. Разработать экспериментальные методы и средства, позволяющие решить вышеперечисленные задачи: построить поляризационно нечувствительные установки на базе двухлучевых интерферометров (Маха-Цендера и др.), разработать методику, позволяющую выделить геометрическую фазу и измерить ее зависимость от степени поляризации.
4. Получить недискретную чисто фазовую модуляцию света от 0 до 2π в килогерцовом диапазоне управляющих частот для электрооптических модуляторов на основе планарно ориентированных СЖК с эффектом деформированной спирали.

Научная новизна:

1. Впервые экспериментально и теоретически исследована модуляция неполяризованного света спиральными наноструктурами СЖК и установлено, что для сред с индуцируемым двулучепреломлением фазовая задержка обусловлена как суммой собственных показателей преломления, так и их разностью.
2. При модуляции частично поляризованного света спиральными наноструктурами СЖК впервые установлено, что возникающий дополнительный фазовый сдвиг обусловлен эволюцией поляризационных состояний по причине отклонения оптической оси.
3. Для случая интерференции классического частично поляризованного света впервые исследована зависимость геометрического фазового сдвига от степени поляризации света и установлена зависимость интерферометрической фазы от степени поляризации.
4. Впервые предложен подход к фазовой модуляции света, при котором изменяемым параметром является средний показатель преломления,

равный полусумме собственных показателей преломления двулучепреломляющей среды.

5. Впервые продемонстрирована поляризационно нечувствительная и инвариантная относительно поворота оптической оси чисто фазовая модуляция света.
6. Для планарно ориентированных СЖК с эффектом деформированной субволновой спирали впервые получена чисто фазовая модуляция света глубиной 2π и частотой 4 кГц.

Практическая значимость:

1. Предложенный метод получения поляризационно нечувствительной чисто фазовой задержки света в двулучепреломляющих средах позволил:
 - а) обосновать расширенный перечень прозрачных сред, пригодных для фазовой модуляции света.
 - б) снять ограничения на ориентацию электрооптической среды относительно направления распространения и поляризации модулируемой волны.
2. Степень поляризации света использована в качестве параметра, определяющего значение интерферометрической фазы.
3. Представлены рекомендации по созданию ПВФМС на основе планарно ориентированного СЖК.

Методология и методы исследования. Методы, использованные в работе, относятся к хорошо известным интерферометрическим способам исследования фазы света. Отличительной особенностью является использование оптически анизотропных элементов и сред, а также работа с частично поляризованным светом со степенями поляризации от $P_0 = 0$ до $P_0 = 1$. Эта особенность потребовала разработать экспериментальные установки с оптическими схемами, позволяющими сохранять заданное состояние поляризации (не оказывать косвенного поляризующего действия и не проявлять анизотропии пропускания).

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Интенсивность и фаза неполяризованного света при модуляции в средах с индуцируемым двулучепреломлением инвариантна относительно поворота оптической оси, а фазовая задержка определяется полусуммой показателей преломления.

2. Геометрическая фаза, возникающая при интерференции частично поляризованных пучков света с различной эволюцией поляризационных состояний, зависит от степени поляризации.
3. Существует чисто фазовая модуляция света, обусловленная изменением среднего показателя преломления, равного полусумме показателей преломления.

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием современных экспериментальных методик, экспериментальной проверкой и воспроизводимостью экспериментальных результатов, сравнением результатов с ранее опубликованными данными, полученными независимыми авторами. Анализ выполнялся на основе разработанного в 2011-2015 гг. теоретического подхода, описывающего эффективный тензор диэлектрической проницаемости СЖК с эффектом деформированной спирали [4; 5; 14]. В работе (как в теоретических расчетах, так и в эксперименте) использовались СЖК материалы, физические характеристики которых независимо публиковались ранее. Полученные теоретические результаты хорошо согласуются с результатами эксперимента.

Апробация работы. Основные результаты работы доложены на семинарах и конференциях:

1. На семинаре ОКРФ им Н.Г. Басова, 16 апреля 2021г. Доклад "Фазовая модуляция частично поляризованного света средами с индуцируемым двулучепреломлением," автор В.В. Кесаев.
2. На конференции "Енисейская Фотоника – 2020". Доклад "Генерация вихревых световых полей с помощью секторной спиральной пластины на основе жидкокристаллического сегнетоэлектрика с субволновым шагом спирали," авторы: С.П. Котова, Е.П. Пожидаев, С.А. Самагин, В.В. Кесаев, А.М. Майорова.
3. На семинаре ОКРФ им.Н.Г. Басова, 26 октября 2018г. Доклад "Интерферометрическая фаза и фаза Ульмана смешанных поляризационных состояний," авторы Е.П. Пожидаев, А.Д. Киселев, В.В. Кесаев.
4. На 14-й европейской конференции по жидким кристаллам ("14th European Conference on Liquid Crystals (ECLC) June 25 - 30, 2017, Moscow, Russia"). Доклад "Modulation of unpolarized light in planar aligned deformed-helix ferroelectric liquid crystals with sub-wavelength

- helix pitch,” авторы: Vladimir V. Kesaev, Alexei D. Kiselev, Evgeny P. Pozhidaev.
5. На 14-й европейской конференции по жидким кристаллам ("14th European Conference on Liquid Crystals (ECLC) June 25 - 30, 2017, Moscow, Russia"). Доклад "Light modulation in deformed helix ferroelectric liquid crystals and phases of mixed polarization states,” авторы: Alexei D. Kiselev, Vladimir V. Kesaev, Evgeny P. Pozhidaev.
 6. На XI Международном симпозиуме по фотонному эхо и когерентной спектроскопии (ФЭКС) в Светлогорске, 16–21 сентября 2017 года. Доклад "Электроуправляемые фазы частично поляризованного света и ориентационный эффект Керра в жидкокристаллических сегнетоэлектриках,” авторы А. Д. Киселев, В. В. Кесаев, Е. П. Пожидаев

Кроме того результаты полученные автором использованы в отчетах по проектам РФФИ: 16-02-00441-А, 16-29-14012-офи-м и 16-42-630773-р-а.

Личный вклад. Все результаты, изложенные во второй и третьей главах диссертации, получены автором лично либо при его непосредственном активном участии. Принадлежащий автору основной результат четвертой главы приводится в разделе 4.4. Результаты, не полученные автором лично, но упоминаемые в главе 4, выделены из общих результатов и принадлежат Московскому и Самарскому научным коллективам ФИАН. Электрооптические ячейки с ЖК-материалами, использованные в экспериментах, были разработаны и изготовлены в лаборатории ОЭП ФИАН (Москва).

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 9-ти печатных изданиях, из которых 7 изданы в периодических научных журналах, индексируемых Web of Science и 2 изданы в сборниках трудов конференций.

В публикации [А.1.] автору принадлежит результат, сформулированный в разделе 4.4. касающийся реализации ПВФМС и параметров поляризации модулируемого излучения, остальные результаты принадлежат Московскому и Самарскому научным коллективам ФИАН.

Публикации в изданиях, входящих в международную базу цитирования Web of Science:

- A.1. Ferroelectric liquid crystal with sub-wavelength helix pitch as an electro-optical medium for high-speed phase spatial light modulators / S. P. Kotova, E. P. Pozhidaev, S. A. Samagin, V. V. Kesaev, V. A. Barbashov, S. I. Torgova

- // Optics & Laser Technology. – 2021. – Vol. 135. – P. 106711. – DOI 10.1016/j.optlastec.2020.106711.
- A.2. Kesaev, V. V. Phase-only modulation of light / V. V. Kesaev, A. D. Kiselev // Optics Letters. – 2020. – Vol. 45. - No 24. - P. 6703-6706. – DOI 10.1364/OL.410450.
- A.3. Kiselev, A. D. Interferometric and Uhlmann phases of mixed polarization states / A. D. Kiselev, V. V. Kesaev // Physical Review A. – 2018. – Vol. 98. – No 3. – P. 033815. – DOI 10.1103/PhysRevA.98.033816.
- A.4. Kesaev, V. V. Modulation of unpolarized light in planar-aligned subwavelength-pitch deformed-helix ferroelectric liquid crystals / V. V. Kesaev, E. P. Pozhidaev, A. D. Kiselev // Physical Review E. – 2017. – Vol. 95. – No 3. – P. 032705. – DOI 10.1103/PhysRevE.95.032705.
- A.5. Electro-optical modulation in planar aligned ferro-electric liquid crystals with subwavelength helix pitch / E. P. Pozhidaev, V. A. Barbashov, V. V. Kesaev, V. I. Pogonin, S. A. Samagin, S. P. Kotova // Liquid Crystals and their Application. – 2017. – Vol. 17. – No 4. – P. 90-96. – DOI 10.18083/LCAppl.2017.4.90.
- A.6. Kiselev, A. D. Electrically controlled phases of partially polarized light and orientational Kerr effect in liquid crystal ferroelectrics / A. D. Kiselev, V. V. Kesaev, E. P. Pozhidaev // EPJ Web of Conferences. – 2017. – Vol. 161. – P. 02010. – DOI 10.1051/epjconf/201716102010.
- A.7. Kiselev, A. D. Orientational Kerr effect in liquid crystal ferroelectrics and modulation of partially polarized light / A. D. Kiselev, V. V. Kesaev, E. P. Pozhidaev // Journal of Physics: Conf. Series. – Vol. 1092. – 2018. – P. 012056. – DOI 10.1088/1742-6596/1092/1/012056.

Публикации в сборниках трудов конференций:

- C.1. Киселев, А. Д. Электроуправляемые фазы частично поляризованного света и ориентационный эффект Керра в жидкокристаллических сегнетоэлектриках / А. Д. Киселев, В. В. Кесаев, Е. П. Пожидаев // XI Международный симпозиум по фотонному эхо и когерентной спектроскопии (ФЭКС - 2017) : Сборник тезисов, Светлогорск, 16–21 сентября 2017 года. – Светлогорск: Издательство "Тривант 2017. – С. 98-99.
- C.2. С.П. Котова Е.П. Пожидаев С.А. Самагин В.В. Кесаев А.М. Майорова. – «Генерация вихревых световых полей с помощью секторной спиральной пластины на основе жидкокристаллического сегнетоэлектрика с

субволновым шагом спирали». – В: Енисейская Фотоника – 2020. Первая Всероссийская научная конференция с международным участием. Тезисы докладов. – 2020 – с. 28-29.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и трех приложений. Полный объем диссертации составляет 144 страницы, включая 43 рисунка и 3 таблицы. Список литературы содержит 152 наименования.

Глава 1. Фазовая модуляция и индуцируемое двулучепреломление

1.1 Требования, предъявляемые к пространственно временным фазовым модуляторам света

Приводится краткое сравнение известных способов получения фазовой задержки света. Обсуждаются требования к пространственно временным фазовым модуляторам света на основе СЖК.

Использование прозрачных сред, у которых под действием внешнего поля изменяется показатель преломления, является обычной практикой для задач фазовой модуляции. При этом, назначение фазового модулятора диктует его технические характеристики и, соответственно, требования, предъявляемые к используемой среде. Так, для пространственных фазовых модуляторов света, как правило, не применяют изотропные среды из-за того, что изменения их оптических свойств под действием внешних полей недостаточно велики. Для ПВФМС используют прозрачные анизотропные среды (кристаллы), ввиду больших электрооптических коэффициентов, но их применение накладывает определенные ограничения. Так, необходимо взаимно согласовывать пространственную ориентацию кристалла, направление управляющего электрического поля, направление распространения света и его состояние поляризации.

В данной диссертационной работе экспериментально исследуются фазовые модуляторы на основе планарно ориентированных СЖК с эффектом субволновой деформированной спирали, в которых изменения показателей преломления сопровождаются поворотом оптической оси. На этих кристаллах относительно легко получать амплитудную модуляцию, однако их использование для фазовой модуляции света осложняется нежелательными изменениями эллиптичности и азимута модулируемой волны. Поворот оптической оси СЖК, или, другими словами, переориентация индикатрисы, делает чрезвычайно трудным согласование изменений показателей преломления с состоянием поляризации входящего света. Аналогичная проблема возникает для случая фазовой модуляции света во всех непоглощающих, немагнитных и негиротропных кристаллах, в которых одновременно изменяются показатели преломления

и происходит поворот оптических осей, несогласованный с состоянием входной поляризации.

Для того чтобы конкретизировать требования к фазовым модуляторам света на основе СЖК, перечислим основные физические принципы, используемые для чисто фазовой модуляции света. Для начала, предъявим общие требования к идеальному фазовому модулятору (планарному фазовому транспаранту):

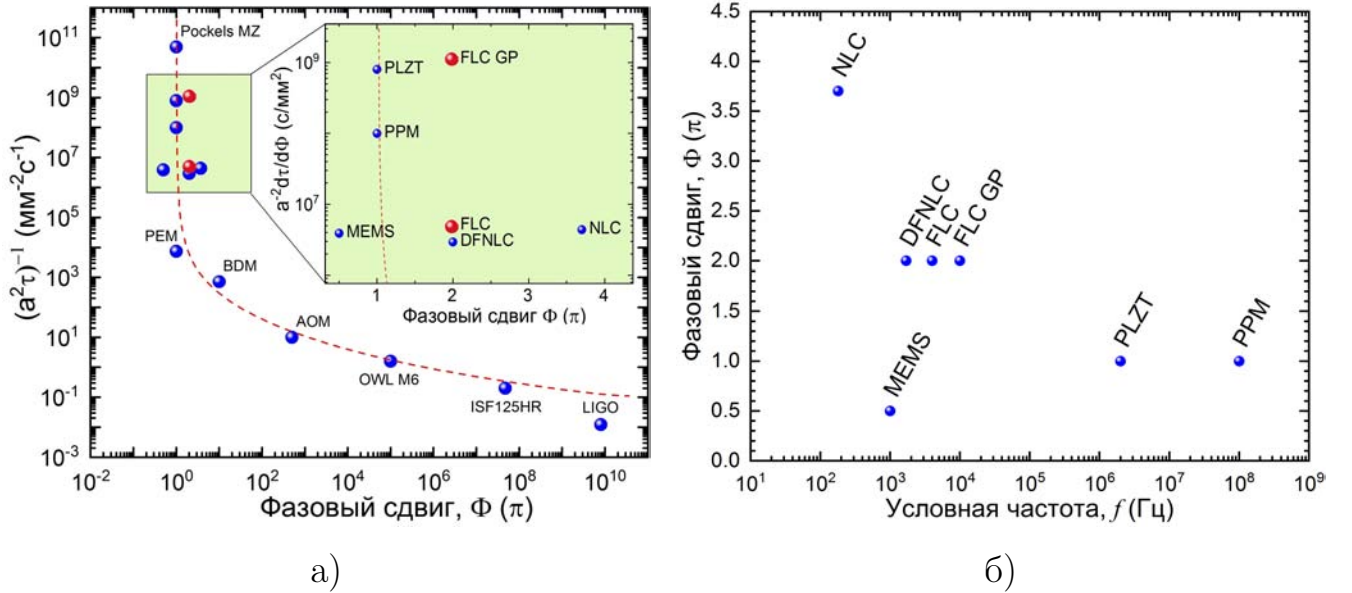
1. Глубина модуляции не должна быть ограничена сверху, или, по крайней мере, составлять величину, соизмеримую с временной когерентностью $\sim \pi/\Delta\omega$ модулируемой спектральной линии света с шириной $\Delta\omega$; кроме того, величина фазовой задержки не должна быть дискретной или ограниченной во времени (т. е. произвольная задержка должна удерживаться сколь угодно долго).
2. Времена перестройки фазовой задержки должны быть как можно меньшими, в идеале, вплоть до времен, сопоставимых с периодами колебания $\sim 2\pi/\omega$ модулируемого света.
3. Модулятор должен позволять формировать плотные (без пассивных промежутков) двухмерные массивы (матрицы) с размерами элементов $a \times a$ гораздо меньшими длины волны $a \ll \lambda$.
4. Быть ахроматическим и нечувствительным к поляризации света и не вносить изменений в последнюю.
5. Модулятор должен удовлетворять техническим и технологическим требованиям: быть малошумящим, обладать высоким КПД, быть безусталостным, энергоэффективным, лучестойким, быть экономически приемлемым и т.п.

Известные в настоящее время физические принципы не позволяют одновременно выполнить все требования. Комбинация любых двух вышеперечисленных пунктов встречает существенные ограничения. Например, акустооптические модуляторы позволяют получать значительные фазовые задержки [48; 49], но при этом глубина модуляции пропорциональна времени задержки. Также затруднена в них организация плотных массивов, и такие модуляторы подвержены дисперсии. Модуляторы на основе линейного и квадратичного электрооптических эффектов Поккельса и Керра позволяют получать времена перестройки $\sim 10^{-11}$ с и $\sim 10^{-9}$ с [32; 33]. Однако из-за малых постоянных $\sim 10^{-12} \div 10^{-10}$ м/В (эффект Поккельса) и $\sim 10^{-18}$

Таблица 1 — Способы получения фазовой задержки света

Физический принцип	τ , (с)	a (мм ²)	Φ , (π)	Аббр. рис. 1.1	Прим.
Оптоволоконные модуляторы на основе эффекта Поккельса	$9.1 \cdot 10^{-12}$	1.5	1	Pockels MZ	[32; 33]
Модуляция на плазмонных эффектах	$\sim 10^{-9}$	~ 1.0	1	PPM	[34; 35]
Массивы микрзеркал (микромеханика)	$1 \cdot 10^{-3}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$	1/2	MEMS	[36; 37]
СЖК, модулирующие геометрическую фазу	$\sim 1 \cdot 10^{-4}$	$\sim 3 \cdot 10^{-3}$	2	FLC GP	[23]
Фотоупругие модуляторы	$2.7 \cdot 10^{-6}$	7.1 *	1	PEM	[38; 39]
Электрооптические модуляторы на основе сегнетокерамики	$5 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-2}$	1	PLZT	[40; 41]
Двухчастотные нематические ЖК	$5.9 \cdot 10^{-4}$	$2.4 \cdot 10^{-2}$	2	DFNLC	[42]
Смектические ЖК	$1.25 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-2}$	2	FLC	[43]
Нематические ЖК	$5.6 \cdot 10^{-3}$	$6.4 \cdot 10^{-3}$	3.7	NLC	[44; 45]
Биморфные деформируемые зеркала	$7.6 \cdot 10^{-5}$	~ 4.28	10.0*	BDM	[46; 47]
Акустооптические модуляторы	$\sim 1 \cdot 10^{-3}$	10.0	$\sim 5 \cdot 10^2$	AOM	[48; 49]
Адаптивное зеркало <i>M6 "Ошеломляюще большого телескопа"</i> (англ. <i>Overwhelmingly Large Telescope</i> , сокр. OWL)	$1 \cdot 10^{-3}$	25*	$1 \cdot 10^5$	OWL M6	[50]
Оптическая разность хода Фурье-спектрометра <i>ISF 125HR (BRUKER)</i>	$2 \cdot 10^{-3}$	50*	$4.7 \cdot 10^7$	ISF 125HR	[36; 51]
Гипотетическая оптическая разность хода интерферометра <i>"Лазерно-интерферометрической гравитационно-волновой обсерватории"</i> (англ. <i>Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory</i> , сокр. LIGO)	—	340*	$\sim 8 \cdot 10^9$	LIGO	[52]

* размер элемента или расстояние между приводами.



а) способы фазовой модуляции света в координатах, образованных глубиной фазовой задержки Φ и условным интегральным параметром $\frac{1}{a^2\tau}$, учитывающим плотность двумерного массива модуляторов и время перестройки фазы (здесь: a - размер элемента массива с учетом нерабочих зон, τ - время перестройки фазы на величину π), исходные данные представлены в табл.1; б) оптимальные для ПВФМС способы в координатах: фазовая задержка (Φ); частота перестройки, $f = 1/\tau$.

Рисунок 1.1 — Способы получения фазовой задержки света

m^2/V^2 (эффект Керра) [53] техническая реализация модулятора сопряжена с протяженным размером (большой оптической толщиной среды) и взаимным влиянием управляющих электрических полей соседних пикселей, что в конечном итоге препятствует организации ПВФМС.

Для модулятора на основе микрзеркал (микромеханика) размер элемента a не ограничен снизу, и по всей видимости, может быть уменьшен вплоть до размеров сопоставимых с длиной волны ультрафиолетового диапазона. Но вместе с тем, будут уменьшаться глубина модуляции и количество градаций фазовой задержки [36; 37].

Также можно привести пример деформируемых зеркал [46], где одновременно удовлетворяются два пункта требований: большая глубина фазовой задержки, и ахроматичность вместе с сохранением поляризации. Однако они не могут иметь высокого разрешения, как фазового так и пространственного при том, что деформируемые зеркала обладают максимально возможной плотностью двумерного массива.

Некоторые физические принципы, включая механические, электрооптические, плазмонные и фотоупругие эффекты (далеко не исчерпывающий перечень) представлены в таблице 1 и рисунке 1.1а. Более подробный и расширенный перечень приведен, например, в работах [33; 53–55], где представлены в том числе и новые, предложенные за последние два десятилетия, физические эффекты.

Из рисунка 1.1 и таблицы 1 видно, что хотя жидкокристаллические модуляторы обладают относительно умеренными значениями фазовой задержки¹ и времени перестройки, их конструкция позволяет организовывать плотный массив (матрицу). Это определяет основное направление их использования в качестве пространственно временных фазовых модуляторов света.

К основным недостаткам ЖК модуляторов относятся значительная дисперсия, необходимость работы с определенной поляризацией света и наличие ограничения на минимальный размер $a \times a$ пикселя². Однако, благодаря таким свойствам, как фазовая задержка глубиной $\geq 2\pi$, недискретность фазы, приемлемое время фазовой перестройки и высокое пространственное разрешение $\sim 200 \text{ лин}^{-1}$, ПВФМС на основе ЖК получили широкое распространение. Сформулируем теперь минимальные требования к фазовому ЖК модулятору:

1. Фазовая задержка должна быть не менее 2π .
2. Желательно минимизировать размер модулятора $a \times a$ в составе массива; с учетом существующих жидкокристаллических материалов с $\Delta n \approx 0,4$ [58; 59], размер должен быть не более $a \sim 1 \div 2 \text{ мкм}$.
3. Должна быть обеспечена непрерывность глубины модуляции, либо обеспечена глубина не менее 8-бит.
4. Времена перестройки фазы, должны быть как можно меньшими, порядка единиц миллисекунд, и необходимо сколько угодно долго удерживать заданную фазовую задержку.
5. Модулятор не должен изменять состояние поляризации света.
6. Должны удовлетворяться технические и технологические требования.

На практике, перечисленные требования зависят от конкретного приложения, и вследствие чего, некоторые пункты могут не удовлетворяться. Так,

¹исключением являются волноводные режимы, которые здесь не рассматриваются. См например [56; 57].

²Минимальный размер модулятора диктуется толщиной слоя, диэлектрическими свойствами ЖК, схемой возбуждения электрооптической моды (в частности конфигурацией управляющих электродов) и составляет в настоящее время величину порядка нескольких микрон, см. табл. 1.

существуют приложения, где допускаются энергетические потери и шум. Например, в некоторых задачах голографии глубина модуляции может быть значительно меньше π . Непрерывность глубины модуляции может быть заменена менее жестким требованием наличия большого количества дискретных значений фазы. Отметим однако, что для ПВФМС, способного эффективно (с минимальными побочными эффектами) работать в качестве дифракционного оптического элемента (ДОИ) или киноформа, перечисленные минимальные требования необходимо соблюдать.

Модуляторы на основе планарных СЖК с эффектом деформированной субволновой спирали удовлетворяют почти всем минимальным требованиям. Единственным исключением является требование не изменять состояние поляризации света. Влияние на поляризацию является основным недостатком, сдерживающим их практическое применение в качестве сред для фазовых модуляторов.

Предложим варианты возможных подходов к рассмотрению проблем, связанных с поляризационной чувствительности модуляторов на основе СЖК и других сред с поворачивающимися оптическими осями.

- Во-первых, благодаря плавному повороту оптической оси, СЖК могут последовательно генерировать различные состояния поляризации, образующие гладкие траектории на сфере Пуанкаре. Как мы увидим в разделе 1.3, такие преобразования приводят к набегу геометрической фазы.
- Во-вторых, при модуляции неполяризованного света изменение показателей преломления и поворот оптических осей не окажет на поляризацию никакого действия. Действительно, при распространении света через двулучепреломляющую среду, входной и выходной векторы Стокса будут нулевыми. При этом изменение показателей преломления должно приводить к набегу динамической фазы. Отдельный интерес представляет случай модуляции частично поляризованного света, где одновременно должны возникать динамическая и геометрическая фазы.
- В-третьих, состояние поляризации на выходе из анизотропной среды зависит от относительной разницы хода или, для случая постоянной толщины среды, от относительной разницы показателей преломления Δn . Здесь возможен подход, при котором относительная разность хода бу-

дет компенсирована. В этом случае состояния поляризации выходящей из среды волны и входящей станут эквивалентными, а к требуемому фазовому сдвигу приведут изменения абсолютных значений показателей преломления.

На основе перечисленных подходов в диссертации, в частности, исследуется возможность реализации поляризационно нечувствительной и инвариантной относительно поворота оптических осей чисто фазовой модуляции света в средах с изменяемым двулучепреломлением. Отметим, что рассматриваемые подходы могут быть применены ко всем прозрачным немагнитным негиротропным средам. В результате количество сред, пригодных для фазовой модуляции света, значительно увеличивается. Для того, чтобы уточнить это утверждение, рассмотрим в следующем разделе общий случай индуцируемого двулучепреломления.

1.2 Индуцируемое двулучепреломление

Рассматривается индуцированное электрическим полем двулучепреломление, в частности, электрооптический эффект в планарно ориентированных СЖК с эффектом деформированной субволновой спирали.

Двулучепреломление является следствием анизотропии диэлектрической проницаемости среды. Для прозрачных немагнитных, негиротропных кристаллов, диэлектрическая проницаемость ϵ и, связанная с ней, непроницаемость ϵ^{-1} описывается симметричным вещественным тензором второго ранга вида:

$$\epsilon^{-1} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{12} & a_{22} & a_{23} \\ a_{13} & a_{23} & a_{33} \end{pmatrix}, \quad (1.1)$$

компоненты которого определяют индикатрису

$$a_{11}x^2 + a_{22}y^2 + a_{33}z^2 + 2a_{23}yz + 2a_{31}zx + 2a_{12}xy = 1. \quad (1.2)$$

Собственные значения тензора (1.1) будут обратно пропорциональны квадратам главных значений показателей преломления $a_i = n_i^{-2}$.

Для оптически прозрачных сред естественное (природное) двулучепреломление является постоянным только в случае отсутствия внешних полей: температурных, механических (полей упругих напряжений), магнитных и электрических [60; 61]. В присутствии же указанных полей оптическая анизотропия изменяется, т. е. изменяются показатели преломления и пространственная ориентация оптических осей. Такие, вызванные внешними полями изменения оптической анизотропии будем называть *индуцируемым двулучепреломлением*.

С практической точки зрения, важным частным случаем является управление рефракцией кристалла с помощью электрического поля. Зависимость компонент тензора (1.1) от внешнего управляющего электрического поля E можно выразить следующим образом:

$$a_{ij}(E) = a_{ij} + r_{ijk}E_k + R_{ijkl}E_kE_l + \dots = a_{ij} + \Delta a_{ij}, \quad (1.3)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta a_{ij} = & r_{ij1}E_1 + r_{ij2}E_2 + r_{ij3}E_3 + \\ & R_{ij11}E_1^2 + R_{ij22}E_2^2 + R_{ij33}E_3^2 + \\ & 2R_{ij23}E_2E_3 + 2R_{ij31}E_3E_1 + 2R_{ij12}E_1E_2 + \dots, \end{aligned} \quad (1.4)$$

где r_{ijk} и R_{ijkl} – электрооптические коэффициенты (Поккельса и Керра), а E_μ – компоненты вектора электрического поля.

Под действием электрического поля индикатриса (1.2) изменяет длины своих полуосей и поворачивается в пространстве. Это приводит как к изменению собственных показателей преломления, так и к повороту собственных осей. Такие изменения оптических свойств среды соответствуют *общему случаю индуцируемого двулучепреломления*

На практике для фазовой модуляции общий случай не используется, так как он приводит к изменению состояния поляризации волны. Вместо этого, в зависимости от симметрии кристалла, выбираются направление внешнего поля, направление распространения световой волны и ее состояние поляризации. Очевидно, что это ограничивает число пригодных для фазовой модуляции сред.

Двулучепреломление планарных СЖК соответствует как раз общему случаю. Выделим две особые комбинации направления электрического поля и направления распространения световой волны. Пусть для первой комбинации сумма собственных значений показателей преломления будет постоянной:

$$n_+ + n_- = const. \quad (1.5)$$

Для второй комбинации, пусть будет постоянной разность собственных значений показателей преломления:

$$n_+ - n_- = \text{const}. \quad (1.6)$$

Тогда, как мы увидим в главах 2 и 3, условие (1.5) будет ограничивать применимость, предложенных в конце раздела 1.1, подходов. Условие же (1.6) будет определять направления, для которых изменения показателей преломления не меняют двулучепреломления. При этом, условие будет соответствовать максимальной глубине фазовой модуляции.

В качестве доказательства существования выделенных направлений, описываемых условием (1.5), приведем пример кристалла класса 23 или $\bar{4}3m$, когда управляющее поле $\hat{\mathbf{E}}$ и волновой вектор $\hat{\mathbf{k}}$ направлены вдоль кристаллографической оси $\hat{\mathbf{x}}$, и показатели преломления $n_+ = n_- = n_0 \pm n_0^3 r_{41} E_1 / 2$. Примером второго условия (1.6) может быть класс $6mm$ с $\hat{\mathbf{E}} \parallel \hat{\mathbf{z}}$ и $\hat{\mathbf{k}} \parallel \hat{\mathbf{z}}$ и $n_{\pm} = n_0 \pm n_0^3 r_{13} E_3 / 2$. Отметим здесь, что электрооптический эффект Керра, возникающий в изотропных некристаллических средах, всегда асимметричен [62; 63] и, следовательно, в таких средах нет выделяемых выражениями (1.5) и (1.6) комбинаций направлений. Вопрос об общем количестве таких направлений для всех кристаллографических классов требует дополнительного анализа.

Как уже упоминалось во введении, в качестве модельной среды, представляющей общий случай индуцируемого двулучепреломления, в диссертации используются планарно ориентированные СЖК. Будучи сегнетоэлектриками, они обладают макроскопической спонтанной поляризацией $\hat{\mathbf{P}}_s$, что обуславливает линейный характер взаимодействия с внешним электрическим полем $\hat{\mathbf{E}}$. Большой электрооптический коэффициент (ориентационный коэффициент Керра) обеспечивает значительное изменение двулучепреломления и высокую скорость модуляции. Так, на момент написания диссертации, электрооптический коэффициент таких СЖК имел рекордную величину $K_{Kerr} \approx 130$ нм/В² [3].

С позиций термодинамики, сегнетоэлектрические жидкие кристаллы представляют собой смектическую мезофазу³ – жидкость с частично нарушенной трансляционной \mathbf{T} и ориентационной \mathbf{O} симметриями.

³Мезофаза (промежуточная фаза) – термодинамически равновесное или метастабильное агрегатное состояние вещества существующее в определенном температурном интервале и частично сочетающее свойства твердого кристалла и жидкости.

Действительно, изотропные жидкости характеризуются вращательной (группа симметрии $O(3)$) и трансляционной (группа симметрии $T(3)$) симметриями (полная группа симметрии $O(3) \times T(3)$) [64].

При понижении температуры обычно нарушается трансляционная симметрия $T(3)$ и жидкость переходит в твердое тело. Однако, в случае выраженной анизотропии молекул жидкости, возможен случай, когда одновременно будут понижена вращательная симметрия и частично нарушена трансляционная инвариантность так что $T(3) \mapsto T(2)$. Этот случай и будет соответствовать *смектической мезофазе* – жидкокристаллическому состоянию [64].

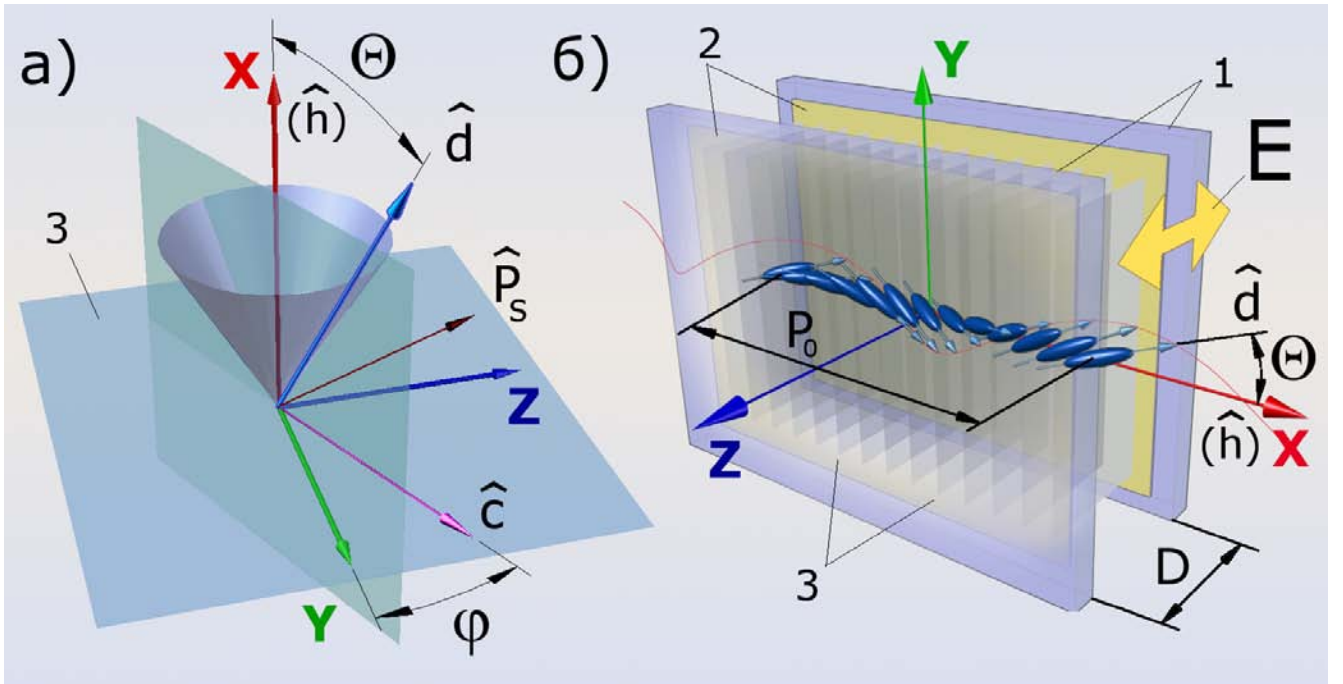
В смектической мезофазе отсутствует трансляционная симметрия вдоль одного из пространственных направлений. Вдоль этого направления плотность вещества оказывается периодической из-за пространственной группировки центров масс молекул в так называемые *смектические слои*. Смектические слои могут перемещаться (течь) относительно друг друга в своей плоскости подобно жидкости.

Смектическая мезофаза, называемая так же "смектиком"⁴, в зависимости от группы вращательной симметрии подразделяется [65] на *смектики-А* в случае перехода к одноосной симметрии $O(3) \mapsto D_{\infty h}$ и на *смектики-С* в случае перехода к более низкой вращательной симметрии C_{2h} , когда оси молекул наклоняются на угол θ по отношению к нормали к смектическому слою, при этом азимутальный угол φ , образованный проекцией оси молекулы на плоскость слоя с каким нибудь фиксированным направлением, остается неизменным от слоя к слою (см. рис. 1.2а).

В случае, если смектическая С мезофаза образовалась в смеси, допированной хиральными веществами (т. е. оптически активными веществами, молекулы которых не обладают зеркальной симметрией), возникает так называемая *геликоидальная* структура, в которой азимутальный угол φ имеет фиксированное приращение от слоя к слою, т.е. является функцией координаты вдоль направления нормали к слою. Такая хиральная смектическая фаза, получившая обозначение S^* имеет полную группу $T(2) \times C_2$.

Возникновение спонтанной поляризации в смектиках S^* было теоретически предсказано Мейером с сотрудниками в 1975г., после чего, путем химического синтеза, был получен первый сегнетоэлектрический материал

⁴Смектик – от древнегреческого "σμηκτικός" (*смектикос*) – мыло.



а) параметры смектического слоя; б) устройство планарно ориентированной СЖК ячейки.

1 – стеклянные подложки, 2 – прозрачные электроды с нанесенным на них ориентантом, 3 – смектические слои в ячейке. Двусторонняя стрелка E показывает направление электрического вектора (по нормали к электродам).

Рисунок 1.2 — Параметры смектического слоя геликоидальной СЖК и устройство планарно ориентированной СЖК ячейки [67].

[66]. Смектикам S^* присущ полиморфизм, связанный со способами упорядочивания дипольных моментов в соседних смектических слоях. Различают сегнетоэлектрики, антисегнетоэлектрики, ферриэлектрики и гелиэлектрики. Строго говоря, исследуемые в данной работе СЖК относятся к гелиэлектрикам, особенностью которых является макроскопически скомпенсированная поляризация для случая отсутствующего внешнего электрического поля. Дипольные моменты такого СЖК организованы в геликоидальную структуру с симметрией D_∞ . Для случая, когда шаг P_0 геликоида СЖК оказывается субволновым, с условием $\lambda > 5 P_0$, тензор диэлектрической проницаемости гомогенизируется [68], и среда описывается эффективным тензором диэлектрической проницаемости [4; 14; 16; 69]. В приведенном к диагональному виду его можно записать как [14] (см. рис. 1.2б):

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_z \hat{z} \otimes \hat{z} + \varepsilon_+ \hat{d}_+ \otimes \hat{d}_+ + \varepsilon_- \hat{d}_- \otimes \hat{d}_-, \quad (1.7)$$

с компонентами директора

$$\hat{\mathbf{d}}_+ = \cos \Psi_d \hat{\mathbf{x}} + \sin \Psi_d \hat{\mathbf{y}}, \quad \hat{\mathbf{d}}_- = \hat{\mathbf{z}} \times \hat{\mathbf{d}}_+, \quad (1.8)$$

углом поворота оптической оси

$$2\Psi_d = \arg[\Delta\varepsilon + i\gamma_{xy}\alpha_E], \quad (1.9)$$

и проницаемостями

$$\varepsilon_z = n_z^2 = \varepsilon_p - \gamma_{yy}\alpha_E^2 \quad (1.10)$$

$$\varepsilon_{\pm} = n_{\pm}^2 = \bar{\varepsilon} \pm \sqrt{[\Delta\varepsilon]^2 + [\gamma_{xy}\alpha_E]^2} \quad (1.11)$$

$$\bar{\varepsilon} = (\varepsilon_h + \varepsilon_p)/2 + (\gamma_{xx} + \gamma_{yy})\alpha_E^2/2 \quad (1.12)$$

$$\Delta\varepsilon = (\varepsilon_h - \varepsilon_p)/2 + (\gamma_{xx} - \gamma_{yy})\alpha_E^2/2. \quad (1.13)$$

В последних выражениях параметр α_E описывает взаимодействие с внешним электрическим полем:

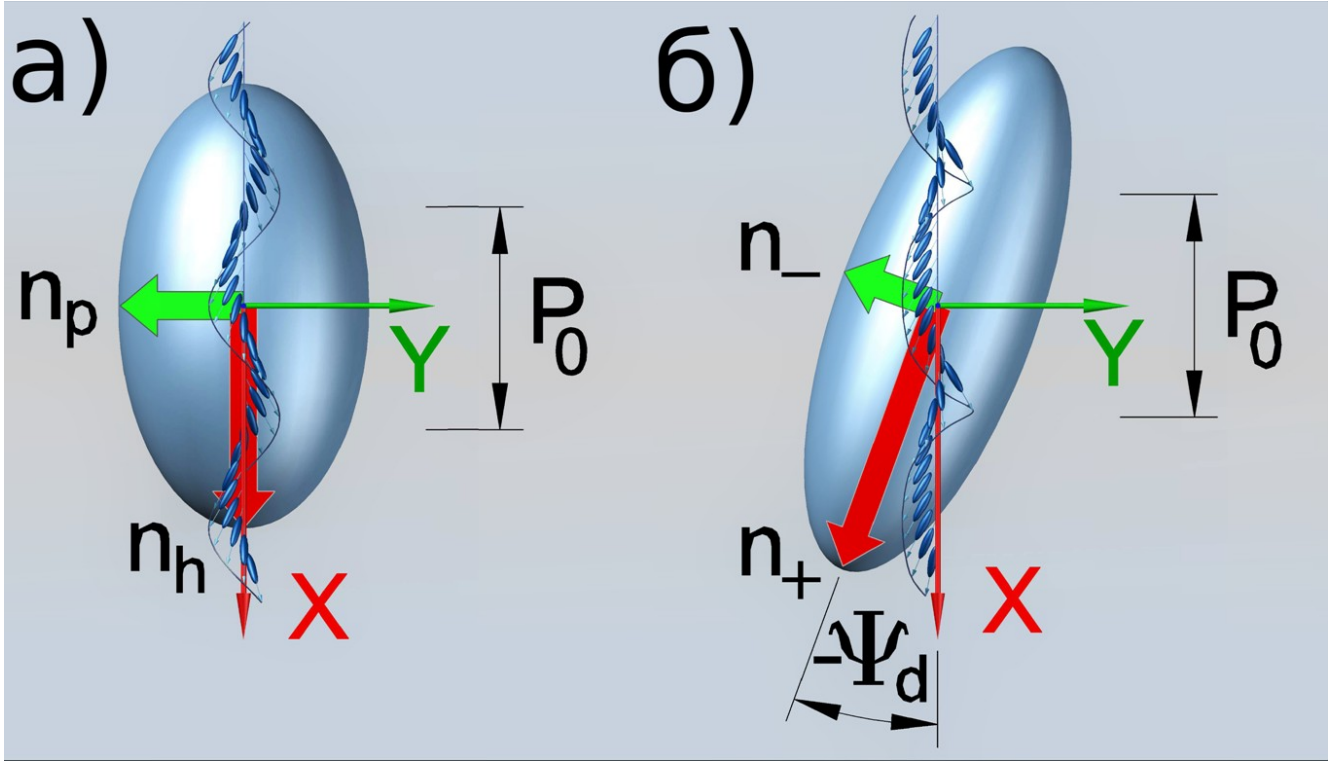
$$\alpha_E = \chi_E E / P_s, \quad (1.14)$$

где $\chi_E = \partial P_z / \partial E$ – диэлектрическая восприимчивость, $P_z = P_s \cos \varphi$ (см. рис. 1.2а).

Коэффициенты γ_{ij} заданы выражениями

$$\begin{aligned} \gamma_{xx}/\varepsilon_{\perp} &= \frac{3\sqrt{r_2/u}}{(\sqrt{u} + \sqrt{r_2})^2} (u_1 \cos \theta \sin \theta)^2, \\ \gamma_{yy}/\varepsilon_{\perp} &= \frac{3\sqrt{r_2}u}{(\sqrt{u} + \sqrt{r_2})^2} (u - r_2), \\ \gamma_{xy}/\varepsilon_{\perp} &= \frac{2\sqrt{r_2}}{\sqrt{u} + \sqrt{r_2}} u_1 \cos \theta \sin \theta, \end{aligned} \quad (1.15)$$

где $u = u_1 \sin^2 \theta + 1$, (θ – угол наклона смектического слоя); $u_i = (\varepsilon_i - \varepsilon_{\perp})/\varepsilon_{\perp}$. Диэлектрические проницаемости ε_i соответствуют пространственно однородному случаю раскрученного геликоида (иногда их называют локальными значениями): $\varepsilon_1 = \varepsilon_{\parallel}$ – компонента вдоль оси геликоида $\hat{\mathbf{h}}$; ε_{\perp} – соответственно перпендикулярно оси геликоида (см. рис. 1.2а). Отношение $r_2 = \varepsilon_2/\varepsilon_{\perp}$ – это *параметр анизотропии*, учитывающий начальную двуосность локальной индикатрисы.



а) управляющее электрическое поле отсутствует $E = 0$; б) в присутствии электрического поля $E \neq 0$. Вектор E направлен вдоль оси Z (перпендикулярно плоскости рисунка).

Рисунок 1.3 — Изменение индикатрисы субволнового планарно ориентированного СЖК под действием управляющего электрического поля [67].

Усредненные (эффективные) начальные диэлектрические проницаемости ϵ_h — вдоль оси геликоида и ϵ_p — в перпендикулярном направлении, имеющие место при нулевом внешнем электрическом поле, задаются выражениями

$$\epsilon_h/\epsilon_{\perp} = (n_h/n_{\perp})^2 = r_2^{-1/2} \left\{ \sqrt{r_2} + u_1 \cos^2 \theta \left(\frac{r_2 - 1}{\sqrt{u} + \sqrt{r_2}} + u^{-1/2} \right) \right\}, \quad (1.16)$$

$$\epsilon_p/\epsilon_{\perp} = (n_p/n_{\perp})^2 = \sqrt{r_2 u}.$$

В явном виде, для случая планарно ориентированного СЖК, эффективные показатели преломления запишутся в виде

$$n_+ \approx n_h + \frac{1}{2n_h} \left\{ \gamma_{xx} + \frac{\gamma_{xy}^2}{n_h^2 - n_p^2} \right\} \alpha_E^2, \quad n_- \approx n_p + \frac{1}{2n_p} \left\{ \gamma_{yy} - \frac{\gamma_{xy}^2}{n_h^2 - n_p^2} \right\} \alpha_E^2. \quad (1.17)$$

Отметим здесь квадратичную зависимость эффективных показателей преломления от величины управляющего электрического поля. По аналогии, данный эффект получил название *"ориентационный эффект Керра"* [16]. Формулы

(1.17) совместно с выражением для поворота оптической оси (1.9) описывают рефракцию планарных СЖК с эффектом деформированной субволновой спирали, использованных в диссертации. Эти изменения индикатрисы проиллюстрированы на рисунке 1.3.

Планарные СЖК характеризуются большим двулучепреломлением, малыми временами электрооптического отклика и низким энергопотреблением, что делает их привлекательными для фазовой модуляции. При этом поворот оптической оси приводит к нежелательному изменению состояния поляризации модулируемого света, что сдерживает их применение. Однако, как упоминалось в разделе 1.1, изменение состояния поляризации может приводить к геометрической фазе. Рассмотрим в следующем разделе, каким образом возникает геометрическая фаза для случая прохождения света через анизотропную среду, а также для случая интерференции волн, состояние поляризации которых модулируется с помощью таких сред, как СЖК.

1.3 Геометрическая фаза и смешанные поляризационные состояния в оптике

Приводятся краткие сведения о поляризации света, геометрической фазе и соответствующие определения, использованные в диссертации.

В главе 2 с помощью интерферометра Маха-Цендера экспериментально исследуются электрооптические фазовые модуляторы. Как выяснится, в случае использования среды с индуцируемым двулучепреломлением, сопровождающимся поворотом оптической оси, помимо фазовой задержки, обусловленной рефракцией, возникает дополнительная фазовая задержка, зависящая исключительно от эволюции состояния поляризации модулируемого света. Эта дополнительная фаза относится к так называемой *геометрической фазе* (см. обзоры [70–74]).

Рассмотрим распространение плоской волны через оптическую систему, содержащую оптически анизотропные элементы (поляризаторы, волновые

пластинки, ротаторы поляризации и т.п.), циклически трансформирующие состояние поляризации. Многочисленные работы [75–81] показывают, что в этом случае возникает дополнительный фазовый набег, называемый геометрической фазой Панчаратнама-Берри [18; 26]. Данная фаза оказывается независимой от времени и определяется исключительно поляризационными преобразованиями (траекторией на сфере Пуанкаре).

Когда говорят о чистых состояниях подразумевают полностью поляризованную волну, описываемую вектором Джонса

$$|\mathbf{E}\rangle = \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix}, \quad \langle \mathbf{E}| = (E_1^\dagger, E_2^\dagger) \quad (1.18)$$

здесь $E_{1,2}$ – комплексные составляющие вектора электрической напряженности вдоль базисных векторов $\hat{\mathbf{e}}_\mu$ и $\hat{\mathbf{e}}_\nu$ отвечающих условию ортогональности $\hat{\mathbf{e}}_\mu \cdot \hat{\mathbf{e}}_\nu = \delta_{\mu\nu}$ (где $\delta_{\mu\nu}$ – Кронекеровская дельта); символ † означает операцию комплексного сопряжения. Используя (1.18), можно записать поляризационную матрицу плотности [82–84] следующим образом:

$$\rho_0 = |\mathbf{E}\rangle\langle \mathbf{E}| = \begin{pmatrix} E_1 E_1^\dagger & E_1 E_2^\dagger \\ E_1^\dagger E_2 & E_2 E_2^\dagger \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

Здесь мы подразумеваем, что след $Tr\{\rho_0\} = 1$, а также, что все преобразования в оптическом тракте унитарные, т.е. энергетические потери отсутствуют. Разлагая ρ_0 по базису спиновых матриц Паули

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.20)$$

получим выражение

$$\rho_0 = (\mathbf{I}_2 + (\hat{\mathbf{s}} \cdot \boldsymbol{\sigma})) / 2 \quad (1.21)$$

где \mathbf{I}_2 – единичная 2×2 матрица, а вектор $\hat{\mathbf{s}} = \{s_1, s_2, s_3\}$ – это так называемый *нормированный вектор Стокса* с $|\hat{\mathbf{s}}| = 1$, компоненты которого s_i называются параметрами Стокса и могут быть получены из матрицы ρ_0 с помощью формулы

$$s_i = Tr\{\rho_0 \sigma_i\}. \quad (1.22)$$

Каждому нормированному вектору Стокса соответствует точка на сфере единичного радиуса, называемой сферой Пуанкаре [85; 86], с угловыми координатами: 2φ – долготой и 2θ – широтой (см. рисунок 1.4). Долгота и широта

определяют удвоенный азимут наибольшей оси эллипса поляризации $-\pi/2 \leq \varphi < \pi/2$ и удвоенный угол эллиптичности $-\pi/4 \leq \theta \leq \pi/4$, $\varepsilon_{ell} = \text{tg}(\theta)$, соответственно. В свою очередь, θ определяет эллиптичность $|\varepsilon_{ell}| = b/a$ – отношение длины малой полуоси b к длине большой полуоси a эллипса поляризации. Знак угла эллиптичности $-1 \leq \varepsilon_{ell} \leq 1$ связывается с направлением обхода эллипса поляризации электрическим вектором волны. Так, если наблюдать за направлением обхода против направления распространения волны $\hat{\mathbf{k}}$ (т. е. если глаз наблюдателя направлен навстречу пучку света), то обходу по часовой стрелке соответствует ”левая” поляризация и наоборот: при обходе против часовой стрелки – ”правая” поляризация.

Используя определение вектора Джонса, выразим эллиптически поляризованную волну через азимут и эллиптичность [86, стр. 43]

$$|E\rangle = Ae^{i\delta} \mathbf{R}(-\varphi) \begin{pmatrix} \cos \theta \\ i \sin \theta \end{pmatrix} = Ae^{i\delta} \begin{pmatrix} \cos \varphi \cos \theta - i \sin \varphi \sin \theta \\ \sin \varphi \cos \theta - i \cos \varphi \sin \theta \end{pmatrix}, \quad (1.23)$$

где A и δ – вещественные амплитуда и фаза, а $\mathbf{R}(-\varphi)$ – матрица поворота

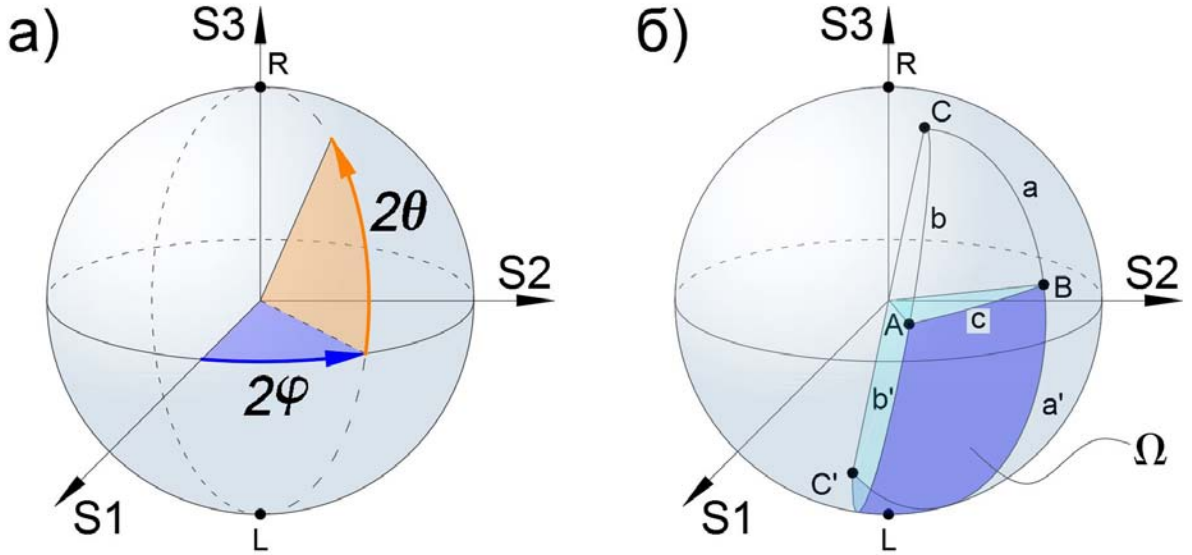
$$\mathbf{R}(-\varphi) = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix}. \quad (1.24)$$

С учетом (1.23) вектор Стокса выразится через сферические координаты

$$\hat{\mathbf{s}} = (\cos(2\theta) \cos(2\varphi), \sin(2\varphi) \cos(2\theta), \sin(2\theta)). \quad (1.25)$$

Плавному изменению вектора $\hat{\mathbf{s}}$, будет соответствовать непрерывная траектория на сфере Пуанкаре. Точки траектории соответствуют состояниям поляризации света при распространении через анизотропную среду, или, другими словами, траектория задается анизотропными свойствами среды.

Для того чтобы продемонстрировать как именно возникает геометрическая фазовая задержка, рассмотрим поворот сферы Пуанкаре вокруг направления $\hat{\mathbf{s}} = (0,0,1)$ (рис. 1.4а) на конечный угол 2α . Этот случай соответствует прохождению циркулярно поляризованной волны через оптически активный (гиротропный) правосторонний вращатель поляризации на угол α , которому на сфере Пуанкаре отвечает полюс с координатой $\theta_0 = \pi/4$. Очевидным здесь является то, что при повороте вокруг вектора $\hat{\mathbf{s}}$ матрица плотности (1.19, 1.21) изменяться не будет. При этом вектор Джонса $|E(\hat{\mathbf{s}})\rangle$ получит дополнительную



а) сфера Пуанкаре с координатами φ – азимут, θ – эллиптичность; б) сложение двух когерентных колебаний A и B с результирующим колебанием C на сфере Пуанкаре, здесь прописные литеры a, b, c, a', b' – углы на сфере; закрашенная область Ω – телесный угол построенный окружностями большого радиуса; точка C' – ортогональное состояние поляризации для C .

Рисунок 1.4 – Единичная сфера Пуанкаре, определяемая нормированными параметрами Стокса \hat{s}_i

фазовую задержку. Действительно, подставляя φ в (1.23), получим

$$|E\rangle = A \exp\{i(\delta - \varphi)\} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}. \quad (1.26)$$

Изменение долготы 2φ на угол 2α приводит к изменению фазы на α .

Другой случай геометрической фазы, согласно Панчаратнаму [26], возникает при интерференции двух волн с различными векторами Стокса. Так, результирующая интенсивность

$$I = I_1 + I_2^{(2 \rightarrow 1)} \cos^2\left(\frac{c}{2}\right) + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(\frac{c}{2}\right) \cos \gamma + I_2' \quad (1.27)$$

содержит угол $c/2$, равный дуге большого радиуса на сфере Пуанкаре, проведенной между точками, соответствующими состояниям поляризации исходных волн (рис. 1.4б). Отметим, что $\cos \frac{c}{2}$ определяет видность интерференционных полос V для случая равных интенсивностей I_1 и I_2 . Угол γ – это разность фаз между первой исходной волной с интенсивностью I_1 и проекцией (компонентой) на нее второй волны с интенсивностью $I_2^{(2 \rightarrow 1)}$ (вторая компонента которой с интенсивностью I_2' , будет ортогональной, т.е. $I_2 = I_2^{(2 \rightarrow 1)} + I_2'$). Используя

выражение для вектора Стокса (1.25), угол c можно выразить как

$$\cos c = \sin 2\theta_1 \sin 2\theta_2 + \cos 2\theta_1 \cos 2\theta_2 \cos 2(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (1.28)$$

здесь индексы углов $\theta_{1,2}$ и $\varphi_{1,2}$ относятся, соответственно, к первой и второй волнам. Условимся, согласно Панчаратнаму, разностью фаз γ называть такую фазовую задержку между первой волной и спроецированной на нее компонентой второй волны, при компенсации которой будет наблюдаться интерференционный максимум, тогда используя (1.27), можно записать

$$\cos \gamma = \frac{I - (I_1 + I_2)}{2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\frac{c}{2})}. \quad (1.29)$$

На сфере Пуанкаре интенсивности $I_{1,2}$ выразятся через углы a и b , разделяющие состояния поляризации исходных волн

$$I_1 = I \frac{\sin^2 \frac{a}{2}}{\sin^2 \frac{c}{2}} \quad I_2 = I \frac{\sin^2 \frac{b}{2}}{\sin^2 \frac{c}{2}}. \quad (1.30)$$

Тогда выражение (1.29) можно переписать в виде

$$-\cos \gamma = \frac{\sin^2 \frac{a}{2} + \sin^2 \frac{b}{2} - \sin^2 \frac{c}{2}}{2 \sin \frac{a}{c} \sin \frac{b}{2} \cos \frac{c}{2}} = \frac{\cos^2 \frac{a'}{2} + \cos^2 \frac{b'}{2} + \cos^2 \frac{c}{2} - 1}{2 \cos \frac{a'}{2} \cos \frac{b'}{2} \cos \frac{c}{2}}, \quad (1.31)$$

где углы a , и b' относятся к дополненному треугольнику (см. рис. 1.4б). Выражение в правой части численно равно косинусу половины телесного угла $C'BA$. Обозначив этот угол через Ω , получим окончательно [26]

$$\gamma = \pi - \frac{1}{2}\Omega. \quad (1.32)$$

Другой вывод этой формулы приводится, например, в приложении обзора [73].

В настоящее время, интерес к геометрическим фазам в оптике продиктован так называемыми дифракционными волновыми пластинами [21] и оптическими элементами Панчаратнама-Берри (ПБ-элементы) [87]. Оптические ПБ-элементы используют анизотропию среды для пространственно-зависимой модуляции состояния поляризации света в плоскости, перпендикулярной распространению волны. Такая модуляция приводит к пространственно неоднородной геометрической фазе, и к изменению формы оптического фронта [88]. Оптические элементы ПБ уже были реализованы с использованием различных технологий, таких как структурированные субволновые решетки [19], жидкие кристаллы [20] и метаповерхности [89].

Введенная матрица поляризационной плотности (1.19) удовлетворяет условию чистого состояния (см., например, выражение (29.25) в [90])

$$\rho^2 = (|E\rangle\langle E|)^2 = |E\rangle (\langle E|E\rangle) \langle E| = |E\rangle\langle E| = \rho, \quad (1.33)$$

выполнение которого означает, что система замкнута, т.е. энергия остается неизменной в процессе эволюции системы. Отметим, что для чистого состояния (100% поляризованного) использование матрицы плотности излишне, так как она не несет никакой дополнительной информации. Ситуация, однако, меняется в случае незамкнутых систем или статистических ансамблей одинаковых систем. Такие случаи не могут быть описаны с помощью вектора состояния (1.18). Например, не существует вектора Джонса для неполяризованного света. Такие состояния называются *смешанными*, и их описывают матрицей плотности, которую всегда можно представить в виде

$$\rho_{mix} = \rho = \sum_{\mu} \omega_{\mu} |e_{\mu}\rangle\langle e_{\mu}|, \quad (1.34)$$

где $|e_{\mu}\rangle$ – собственные состояния поляризации системы, а ω_{μ} можно интерпретировать как вероятность существования системы в данном состоянии. В случае частично поляризованного света ω_{μ} можно связать со степенью поляризации P_0 .

Подход к геометрическим фазам смешанных состояний предложен в [28], где рассматривается интерференция различающихся частично поляризованных волн, которая, в свою очередь, ведет к возникновению так называемой *интерферометрической* фазы [28]. Отметим, что на момент написания диссертации экспериментальное измерение ИФ в оптике было выполнено только с использованием метода квантовой однофотонной интерферометрии [91] и косвенного поляриметрического метода [92].

Глава 2. Фазовая модуляция частично поляризованного света в средах с индуцируемым двулучепреломлением

Экспериментально и теоретически рассмотрена модуляция частично поляризованного света средами с индуцируемым двулучепреломлением, сопровождающимся поворотом оптической оси. Исследовано влияние степени поляризации света P_0 на геометрический фазовый сдвиг. Показано, что в случае полностью неполяризованного света $P_0 = 0$ получаемая фазовая задержка и интенсивность световой волны не чувствительны к повороту оптической оси двулучепреломляющей среды. Показано, что в случае частично поляризованного света $P_0 \neq 0$ возникает дополнительная фазовая задержка, относящаяся к геометрической фазе. В эксперименте в качестве модельной среды с индуцируемым двулучепреломлением использованы планарно ориентированные СЖК с эффектом деформированной спирали.

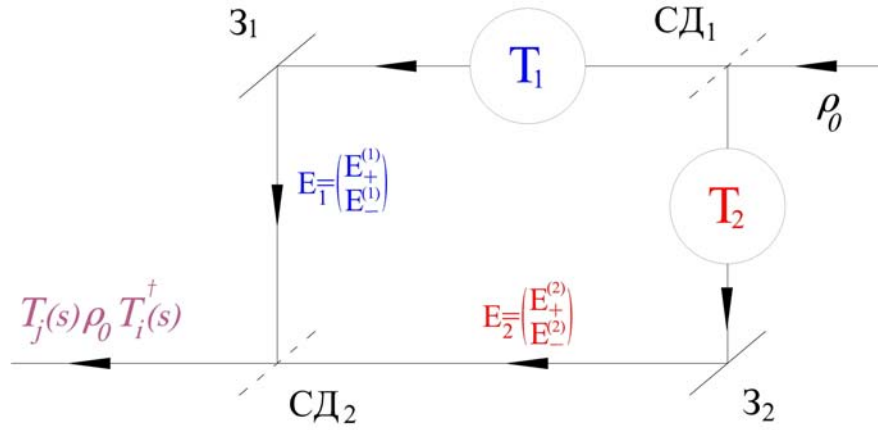
2.1 Теоретическое рассмотрение фазовой модуляции частично поляризованного света в интерферометре Маха-Цендера

Рассмотрим экспериментальную установку на основе двухлучевого интерферометра Маха-Цендера (рис. 2.1). Полупрозрачное зеркало СД_1 разделяет входящий луч на два: опорный и сигнальный, которые после отражения на зеркалах \mathcal{Z}_1 и \mathcal{Z}_2 встречаются на втором полупрозрачном зеркале СД_2 и интерферируют. Будем полагать, что интерференционная картина проецируется на экран с отверстием малого диаметра, за которым находится приемник излучения. Для такой конфигурации электрическую составляющую выходного электромагнитного поля \mathbf{E} можно представить в виде суммы $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$. В циркулярном базисе $\hat{\mathbf{e}}_{\pm} = (\hat{\mathbf{x}} \pm i\hat{\mathbf{y}})$, вектора \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 определяются циркулярными компонентами $\mathbf{E}_{\pm}^{(1)}$ и $\mathbf{E}_{\pm}^{(2)}$. Тогда перепишем выражение (1.18) для амплитуд и введем их скалярное произведение:

$$\mathbf{E}_i = \begin{pmatrix} E_+^{(i)} \\ E_-^{(i)} \end{pmatrix} \equiv |\psi_i\rangle = \sum_{\mu=\pm 1} E_{\mu}^{(i)} |\mu\rangle, \quad (2.1)$$

$$\mathbf{E}_i^* \cdot \mathbf{E}_j = \langle \psi_i | \psi_j \rangle,$$

где звездочка означает операцию комплексного сопряжения, вектор $|\pm\rangle$



$\mathcal{Z}_{1,2}$ - зеркала, $\mathcal{C}\mathcal{D}_{1,2}$ - светоделитель, ρ_0 - матрица плотности на входе в интерферометр, $\mathbf{T}_{1,2}$ - операторы эволюции, $\mathbf{E}_{1,2}$ - волны в референтном и тестовом плечах интерферометра, соответственно.

Рисунок 2.1 — Схема двухлучевого интерферометра типа Маха-Цендера для изучения фазовой модуляции частично поляризованного света.

представляет циркулярный базисный вектор $\hat{\mathbf{e}}_{\pm}$ и подчиняется условию ортогональности $\langle \mu | \nu \rangle = \delta_{\mu\nu}$ ($\delta_{\mu\nu}$ - символ Кронекера). Входящая в интерферометр волна $E_0 \equiv |\psi_0\rangle$ связана с волнами в соответствующих плечах интерферометра через соотношение:

$$|\psi_1\rangle = e^{i\Phi_0} \mathbf{T}_1 |\psi_0\rangle, \quad |\psi_2\rangle = \mathbf{T}_2 |\psi_0\rangle, \quad (2.2)$$

где Φ_0 - фаза на выходе из интерферометра наблюдаемая в виде сдвига полос; $\mathbf{T}_i = \mathbf{T}_i(s)$ являются операторами эволюции $\mathbf{T}_i(\tau)$, которые описывают динамику поляризационных состояний волны в зависимости от некоторого (управляющего) параметра $0 \leq \tau \leq s$. Если распространение волны не сопровождается потерями энергии, то операторы \mathbf{T}_i являются унитарными: $\mathbf{T}_i^\dagger \mathbf{T}_i = \mathbf{I}$, здесь символ " \dagger " означает операцию эрмитова сопряжения, а \mathbf{I} - единичная матрица. Простейшим случаем унитарной эволюции волны $|\psi_1\rangle$ является опорная волна в интерферометре, характеризующаяся тривиальным распространением $\mathbf{T}_1(\tau) = \mathbf{T}_1(0)$, не зависящим от каких либо параметров. Состояние поляризации распространяющегося через систему света будет трансформироваться по мере того, как управляющий параметр τ изменяется от $\tau = 0$ до $\tau = s$.

Как упоминалось в разделе 1.3, такую волну можно охарактеризовать эрмитовой 2×2 -матрицей когерентности [82; 83]:

$$\mathbf{M}_0 = \langle \mathbf{E}_0 \otimes \mathbf{E}_0^* \rangle = \mathbf{I}_0 \rho_0, \quad (2.3)$$

где $I_0 = \langle \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{E}_0^* \rangle = \text{Tr} \mathbf{M}_0$ – интенсивность входящей волны и ρ_0 – нормированная матрица когерентности ($\text{Tr} \rho_0 = 1$). Другое название этой матрицы – это *поляризационная матрица плотности*. Она используется для описания смешанных поляризационных состояний, и для нее можно написать разложение в базисе собственных поляризационных векторов:

$$\rho_0 = \sum_{\mu=\pm 1} p_\mu(0) \left| p_\mu^{(0)} \right\rangle \left\langle p_\mu^{(0)} \right|, \quad p_\mu(0) = \frac{1 + \mu P_0}{2} \quad (2.4)$$

где $\left| p_+^{(0)} \right\rangle$ и $\left| p_-^{(0)} \right\rangle$ – ортонормированные собственные поляризационные вектора, $\left\langle p_\mu^{(0)} \right| p_\nu^{(0)} \rangle = \delta_{\mu\nu}$. Вектор Стокса входной волны (2.4)

$$\left(S_1^{(0)}, S_2^{(0)}, S_3^{(0)} \right) = I_0 P_0 \hat{\mathbf{s}}_0 \quad (2.5)$$

пропорционален нормированному вектору Стокса

$$\hat{\mathbf{s}}_0 = (\sin(2\theta_0) \cos(2\varphi_0), \sin(2\theta_0) \sin(2\varphi_0), \cos(2\theta_0)), \quad (2.6)$$

который описывает состояние поляризации поляризованной части волны.

Теперь можно переписать выражение для матрицы плотности ρ_0 в явном виде:

$$2\rho_0 = C_0 [\boldsymbol{\sigma}_0 + P_0 \boldsymbol{\sigma}_3] C_0^\dagger = \boldsymbol{\sigma}_0 + P_0 (\hat{\mathbf{s}}_0 \cdot \boldsymbol{\sigma}), \quad (2.7)$$

где $\boldsymbol{\sigma}_0 = \text{diag}(1, 1)$, $(\hat{\mathbf{s}}_0 \cdot \boldsymbol{\sigma}) \equiv s_1^{(0)} \sigma_1 + s_2^{(0)} \sigma_2 + s_3^{(0)} \sigma_3$, σ_i ($i \in \{1, 2, 3\}$) – матрицы Паули (1.20). Столбцы матрицы начального поляризационного состояния C_0 определяют компоненты векторов $\left| p_\pm^{(0)} \right\rangle$ и выражаются через азимутальный φ_0 и полярный θ_0 углы следующим образом [93]:

$$\begin{aligned} \mathbf{C}_{\mu\nu}(\varphi_0, \theta_0) &= \mathbf{E}(\varphi_0) \mathbf{R}(\theta_0), \quad \mathbf{E}(\varphi_0) = \begin{pmatrix} e^{-i\varphi_0} & 0 \\ 0 & e^{i\varphi_0} \end{pmatrix}, \\ \mathbf{R}(\theta) &= \begin{pmatrix} \cos(\theta_0) & -\sin(\theta_0) \\ \sin(\theta_0) & \cos(\theta_0) \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2.8)$$

где $0 \leq 2\varphi_0 \leq 2\pi$ ($0 \leq 2\theta_0 \leq \pi$) согласно (2.6) определяют азимут и эллиптичность $\varepsilon_{ell} = \operatorname{tg} \chi$ волны $\left| p_-^{(0)} \right\rangle$ (здесь: $-\pi/4 \leq \chi = \pi/4 - \theta_0 \leq \pi/4$ – угол эллиптичности).

Матрица плотности выходящего из интерферометра излучения (в случае управляющего параметра $\tau = s$) запишется в виде:

$$\rho = \rho_1(s) + \rho_2(s) + e^{-i\Phi_0} \rho_{12}(s) + e^{i\Phi_0} \rho_{21}(s), \quad (2.9)$$

где

$$\begin{aligned} \rho_{ij} &= \rho_{ji}^\dagger(s) = \mathbf{T}_j(s) \rho_0 \mathbf{T}_i^\dagger(s), \\ \rho_i(s) &= \rho_{ii}(s), \end{aligned} \quad (2.10)$$

а интенсивность на выходе из интерферометра имеет вид

$$I = \langle \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* \rangle = I_0 \operatorname{Tr} \rho = I_1 + I_2 + I_{12}. \quad (2.11)$$

В последнее выражение вошли интенсивности референтного плеча ($I_1 = I_0 \operatorname{Tr} \rho_1$), тестового ($I_2 = I_0 \operatorname{Tr} \rho_2$) и интерференционный член I_{12} , который определяется зависящей от фазового набега Φ_0 частью матрицы плотности (2.10). Эту часть можно записать в нормированном виде:

$$I_{12}/I_0 = 2 \operatorname{Re}[e^{-i\Phi_0} F_P] = 2V \cos(\Phi_P - \Phi_0), \quad (2.12)$$

где

$$\begin{aligned} F_P &= \operatorname{Tr} \left[\mathbf{T}_2(s) \rho_0 \mathbf{T}_1^\dagger(s) \right] = V e^{i\Phi_P}, \\ \Phi_P &= \arg F_P. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Выражение (2.12) совпадает с формулой, приведенной в [26]. При этом V – это видность интерференционной картины, а Φ_P – фаза Панчаратнама. Усредненное произведение операторов эволюции $\mathbf{T} = \mathbf{T}_1^\dagger \mathbf{T}_2$ будем называть *функцией Панчаратнама* F_P . Выражения (2.12, 2.13) будем считать отправной позицией для описания фазы в случае частично поляризованного света. Отметим, что это, основанное на интерферометрии, рассмотрение играет ключевую роль в исследованиях Панчаратнама [26], где он условился максимум интерференционной картины соотносить с волнами, которые находятся в фазе.

2.2 Техника эксперимента

Поскольку в данной главе описываются три эксперимента выполненных на однотипных установках, приведем в этом разделе общие сведения о параметрах установок и технике эксперимента. Детали, относящиеся к каждому эксперименту, будут уточнены в соответствующих разделах главы. Сначала приведем технические параметры оптических схем, выполненных по типу двухлучевого интерферометра Маха-Цендера (будем называть их так же "системами"), затем опишем технику эксперимента и, в заключение, обсудим экспериментальные ошибки, предварительные измерения и настройки систем.

В системах исследовались оптические преобразования, которые не приводят к амплитудной модуляции (т.е. без энергетических потерь). Эти преобразования определяли состояние поляризации и величину фазового сдвига при различной степени поляризации $0 \leq P_0 \leq 1$ входящей волны.

В первом случае на вход интерферометра подавался полностью неполяризованный свет ($P_0 = 0$), и в сигнальное плечо интерферометра помещалась планарная СЖК ячейка. Во втором случае на вход интерферометра с установленной в сигнальном плече СЖК ячейкой подавался уже линейно поляризованный свет ($\hat{s}_0 = \{1,0,0\}$) с заданной степенью поляризации P_0 . В третьем случае на вход интерферометра подавался свет с заданной степенью поляризации P_0 с непрерывно изменяющимся вектором Стокса \hat{s}_0 в зависимости от управляющего параметра s . В этом случае, по аналогии с интерферометром сдвига, внутри самого интерферометра присутствовали только независимые от параметра s пассивные элементы с фиксированной фазовой задержкой.

Для двух последних систем смешивание поляризационных состояний осуществлялось различно: так, в третьем случае исходная поляризация одного из интерферирующих пучков поворачивалась на угол $\pi/4$ с помощью оптически-активного вращателя поляризации (пластинки из α -кварца, вырезанной перпендикулярно оси D_3 параллельно плоскости (0001)), а в первом и втором случаях смешивание было следствием изменения азимута и эллиптичности поляризации прошедшей через СЖК ячейку волны.

Для каждого эксперимента выделяются три основных этапа. Первый из них – подготовка излучения, куда входят как операции частичной поляризации P_0 и преобразования состояния поляризации \hat{s}_0 света, так и

чисто геометрические преобразования (пространственная фильтрация, коллимация, диафрагмирование и т.п.). Второй и технически различный для систем этап заключался в смешивании поляризационных состояний в двухлучевом интерферометре (по типу Маха-Цендера), и в получении, таким образом, геометрической фазовой задержки. На третьем этапе производилась регистрация интенсивности света на выходе интерферометра. Сюда входят: настройка выходной картины интерференционных полос, увеличение этой картины и выделение точечной диафрагмой участка для дальнейшей регистрации приемником излучения, подключенным к АЦП. Поскольку техника этих этапов во многом схожа, целесообразно рассмотреть в начале общие вопросы.

Так как нас интересует когерентная суперпозиция волн на выходе из систем, в качестве источника света был использован маломощный ($\sim 5\text{мВт}$) неполяризованный He-Ne лазер с длиной волны $\lambda=632.8\text{ нм}$ (внутри резонатора отсутствовали полярирующие элементы). Проверка равенства матрицы плотности ρ_0 единичной осуществлялась эллипсометрическими измерениями. Отметим, что во избежание частичной поляризации выходной лазерный луч нельзя было поворачивать в пространстве вплоть до этапа регистрации, а также, что во всех случаях поляризующий элемент устанавливался непосредственно перед входом в интерферометр. Кроме того, поскольку лазеры подобного типа не подразумевают эффективной стабилизации интенсивности выходного излучения, его шумы служили одним из факторов, лимитирующих точность измерений (см. рисунок **Б.1** в приложении **Б**).

На этапе пространственной фильтрации и коллимации света использовались объективы с малой числовой апертурой и последующее диафрагмирование луча. Последняя операция вырезала из поперечного распределения гауссова типа интенсивности центральную часть приблизительно прямоугольного профиля с максимальным перепадом к краям $\sim 12\%$ (после коллиматора диаметр пучка составлял $\sim 20\text{ мм}$, после диафрагмирования 5 мм , а потеря энергии $\sim 62\%$). Выравнивание профиля позволило сохранить яркость интерференционной картины относительно неизменной по всей площади, что важно для детектирования, так как приемник незначительно, но смещался при юстировке (см. ниже).

Все системы были предназначены для преобразования входной поляризации \hat{s}_0 заданным образом. По этой причине оптика интерферометра не должна производить нежелательного поляризующего действия. В этой связи

было отдано предпочтение металлическим (Ag) зеркалам и напыленной металлической (Ag) полупрозрачной пленке которые были использованы в качестве светоделителя. Кроме того, чтобы уменьшить все углы падения (максимальный угол падения на зеркало составлял величину $\leq 1,24^\circ$), использовалась удлиненная конфигурация интерферометра. Ввиду меньшего коэффициента отражения $R \approx 0,47$ наибольшие трансформации поляризации, вследствие Френелевских коэффициентов, производятся светоделителем, где амплитуды отраженных волн не различались, $TM \approx TE \approx 0,7$. Теоретически рассчитанная для пленки Ag (толщиной ~ 13 нм на подложке из стекла К-8 ЛЗОС) разность фаз составляла малую величину, $\Phi_{0TM} - \Phi_{0TE} \sim \pi - 1,667 \cdot 10^{-4}$. Благодаря этому, отношение комплексных амплитуд практически не отличалось от единицы и поэтому не учитывалось. Для глухих зеркал с $R \sim 0,96$ влияние амплитудных коэффициентов отражения еще меньше.

Механическая конструкция интерферометра для всех систем была общей. Шасси изготовлялось из инвара марки ЗНКТ (Ni – 35%, Co – 5%, Fe – остальное) по ГОСТ 10994-74 с коэффициентом теплового расширения $1,5 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ в интервале температур от $-20^\circ \div 100^\circ\text{C}$. Все оптомеханические узлы были оснащены микрометрическими подачами. Интерферометр помещался на пневматически виброизолированный оптический стол и закрывался теплоизолирующим защитным кожухом для минимизации температурного дрейфа и исключения влияния потоков воздуха. В случае, если непосредственно перед измерением выполнялись операции, каким либо образом связанные с интерферометром (юстировка, установка СЖК ячейки), то схема "выстаивалась" около получаса для механической стабилизации. Хотя конструкция интерферометра и "развязка" (крепление к столу) предотвращали низкочастотные резонансы, тем не менее все измерения проводились в тишине.

Для того, чтобы частично поляризовать свет, применялись два приема. В первом использовалась стопа Столетова с переменным количеством стекол, которые вынимались или устанавливались парами с тем, чтобы не смещать в пространстве оптический луч. Степень поляризации на выходе из стопы, в зависимости от количества границ между воздухом и стеклом, рассчитывалась на основе измеренных на рефрактометре Аббе показателей преломления (адаптация рефрактометра к длине волны лазера выполнялась по методике [94; 95]). Поскольку допускается только четное количество пластин, стопа позволяла получать лишь три значения P_0 . Для получения отличных значений использо-

вался второй прием, когда на пути луча устанавливался дихроичный частичный поляризатор (частичность поляризации достигалась термической деградацией красителя). Два граничных значения $P_0 = 0$ и $P_0 = 1$ в реальности не достигались из-за несовершенства систем. Близкие к ним значения $P_0 = 0,023$ и $P_0 = 0,988$ получались при полностью изъятом поляризаторе и при установке на пути луча призмённого поляризатора (призмы Глана-Томсона). Отметим также, что степень поляризации P_0 контролировалась эллипсометрическим методом [85; 96] на выходе из систем. Наблюдаемое расхождение расчетных и измеренных значений и недостижимость экстремальных значений P_0 объясняется несовершенной рефракцией использованных стеклянных пластин стопы и остаточными механическими напряжениями подложки светоделителя.

Для первого эксперимента использовалась жидкокристаллическая ячейка, заполненная смесью СЖК624. Описание ячейки и параметры этой смеси, использованные для теоретического расчета, приводятся в конце раздела 2.3 в описании эксперимента. Для второго эксперимента использовалась немного отличающаяся смесь СЖК587Ф7. Толщина капилляра ячейки и, соответственно, планарно ориентированного слоя СЖК составляла $D \approx 52$ мкм. Параметры СЖК587Ф7, необходимые для расчета зависимостей $n_{\pm}(E)$ и $\psi_d(E)$ приведены в таблице 2.

Таблица 2 — Параметры жидкокристаллической смеси СЖК587Ф7

Параметр	Измерено	В расчете	
n_h^*	$1.6396 \pm 2 \cdot 10^{-4}$		обыкновенный
n_p^*	$1.5191 \pm 2 \cdot 10^{-4}$		необыкновенный
ε_{\parallel}		2.8682	
ε_{\perp}		2.1606	
r_2		1.05	параметр анизотропии
θ	33.5°		
P_s/χ_E	5.43		В/мкм
\mathcal{D}	≈ 52	52.542	мкм
λ	632.8		нм

* измерено с помощью рефрактометра Аббе ИРФ-22.

В третьем эксперименте требуемая непрерывная модуляция вектора Стокса \hat{s}_0 осуществлялась вращением четвертьволновой пластинки, установленной

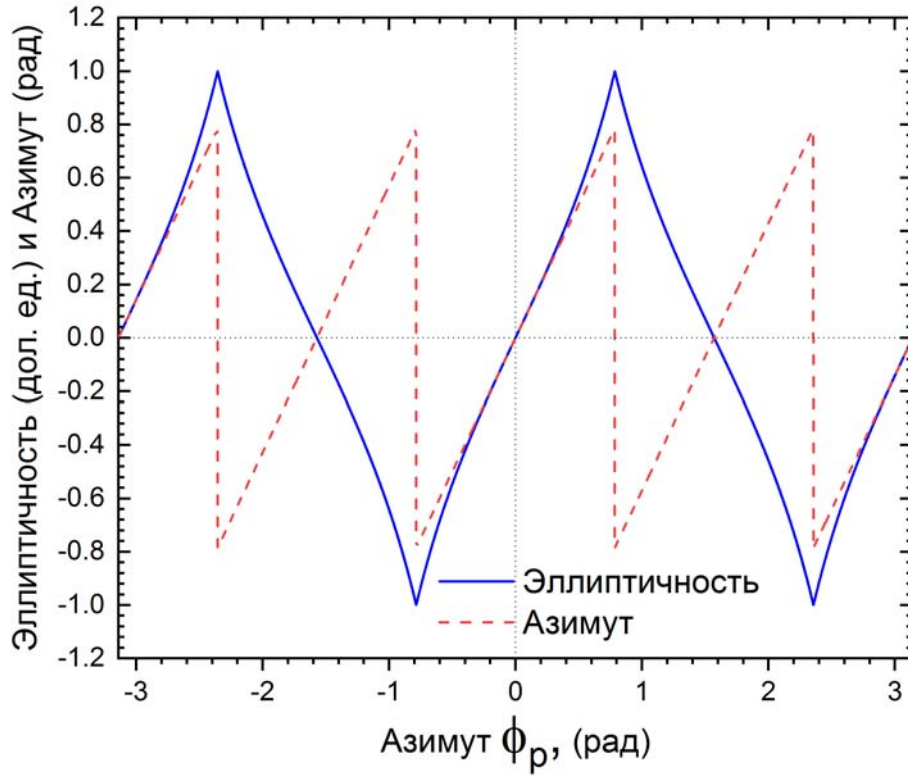


Рисунок 2.2 — Эллиптичность и азимут поляризации света в зависимости от угла поворота четвертьволновой пластинки. Эксперимент с вращающейся четвертьволновой пластинкой.

нормально к проходящему лучу света. Рассчитанные эллиптичность и азимут поляризации света, в зависимости от азимута поворота собственных осей пластинки φ_p , приводятся на рисунке 2.2. Соответствующая траектория на сфере Пуанкаре, которая представляет собой кривую Вивиани, показана на рисунке 2.3. Отклонение номинала пластинки $\lambda/4$ для используемой длины волны 632,8 нм не превышало 1%, что приводило к вариациям в интенсивности менее $\sim 2.5 \cdot 10^{-4}$ и не регистрировалось в эксперименте.

Пластинка вращалась с помощью электродвигателя с регулируемой угловой скоростью. Отметим также, что азимут φ_p контролировался вспомогательной оптической схемой, представляющей собой обычный плоский полярископ (пластинка располагалась между скрещенными поляризатором и анализатором). Интенсивность вспомогательного луча изменялась по простой зависимости $I_{scope} = \sin^2 2\varphi_p$ с периодом, равным полуобороту.

Для фиксированной малой области пространства сдвиг интерференционной картины приводит к изменению интенсивности проходящего через нее света. В эксперименте малая область выделялась диафрагмой ТД диаметром $\varnothing 150$ мкм. При этом интерферометр настраивался в полосах конечной толщины с периодом в плоскости диафрагмы не менее $\pi/k_I = 15$ мм (где $\hat{r}k_I = \hat{K}_I -$

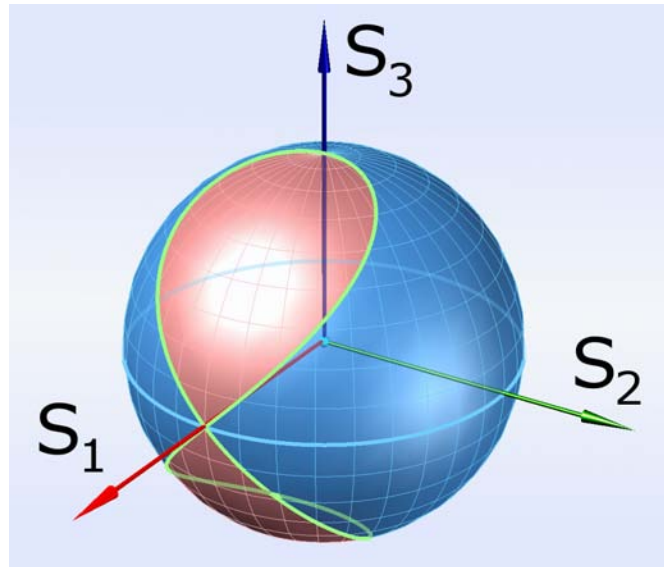


Рисунок 2.3 — Траектория эллипса поляризации на сфере Пуанкаре в зависимости от азимута поворота четвертьволновой пластинки [93].

волновой вектор интерференционных полос, \hat{r} - единичный вектор). Для этих условий максимальный градиент интенсивности $dI(r)/dr$ соответствует четверти периода ($d^2I(r)/dr^2 = 0$, $I(r)$ - интенсивность). Относительная разница между интенсивностью в центре и на краю диафрагмы составляет $\sim 0,0157I_0$. Однако, благодаря круглой апертуре эта разница нивелируется и составляет величину порядка $\sim 4.6 \cdot 10^{-3}I_0$. Таким образом, для линейного фотоприемника сигнал являлся сверткой функций интенсивности света $I(r) \sim \sin^2 k_I r$ и функции круглого окна точечной диафрагмы.

В реальности для третьего эксперимента точечная диафрагма помещалась именно в четверть периода, что связано с максимальной чувствительностью такой установки к смещениям полос. Для первого и второго экспериментов использовалась установка в интерференционный минимум. Технически это достигалось двумя способами: либо юстировкой зеркал интерферометра, либо смещением диафрагмы и приемника микрометрическим винтом. В первом случае необходимо учитывать влияние на степень поляризации P_0 , а во втором – изменение сигнала вследствие отклонения от прямоугольной формы поперечного профиля интенсивности интерферирующих лучей.

Линейный фотоприемник располагался непосредственно за диафрагмой и представлял собой микросхему с фотодиодом и трансимпедансным усилителем, интегрированными на одном кристалле кремния ОРТ101 фирмы "Texas Instruments" (США). Для измерения угла поворота φ_p четвертьволновой пластинки использовался аналогичный фотоприемник с установленной перед ним

диафрагмой диаметром 1 мм. Регистрируемые сигналы в параллель оцифровывались 12-битным АЦП "ЛА-1,5РС1" производства Российской компании ЗАО "Руднев и Шиляев".

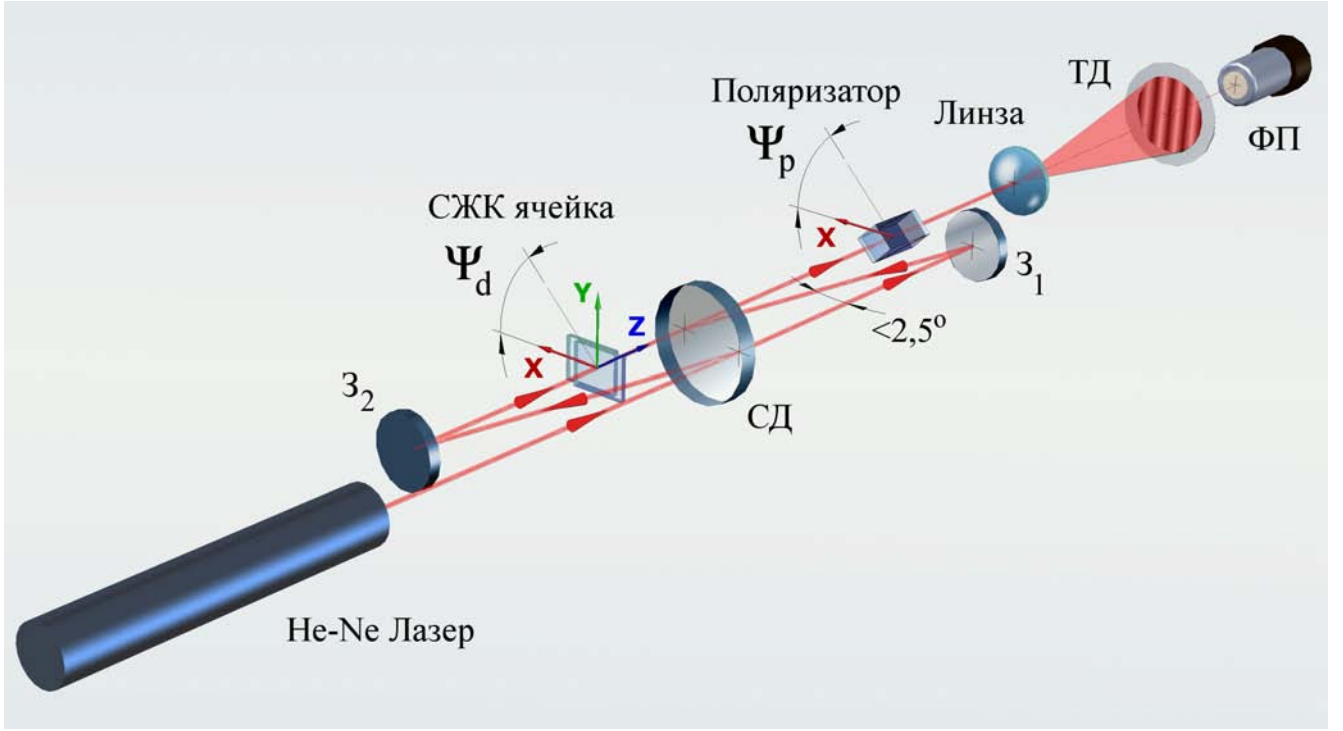
В заключение отметим, что везде, где это было возможным, выполнялись мероприятия по снижению уровня рассеянного света. Так, вся оптика, за исключением стопы Столетова, частичных поляризаторов и СЖК ячейки, была просветленной, кроме того теплоизолирующий защитный кожух дополнительно снижал количество взвешенных в воздухе частичек пыли. Для исключения паразитной картины полос проходные грани стеклянной подложки светоделителя изготавливались не параллельными, а с углом "скоса" $\sim 2^\circ$. Ориентация такого скошенного светоделителя относительно траектории лучей не безразлична, например, возможна установка при которой возникнет дополнительная геометрическая фазовая задержка Рытова-Владимирского [97; 98]. Скошенная стеклянная подложка светоделителя, имеющая клиновидное сечение, вследствие рефракции отклоняет проходящий сквозь нее луч на некоторый угол \aleph подобно треугольной призме. По аналогии со спектральной оптикой будем называть плоскость падения *меридиональной*, а перпендикулярную ей плоскость *сагиттальной*. Тогда установка светоделителя плоскостью *главного сечения* (перпендикулярной преломляющему ребру) компланарно сагиттальной плоскости (рис. В.1а) приведет к пространственному излому и выходу лучей из меридиональной плоскости с угловым отклонением $\aleph_s \sim 1^\circ$ ($n_{632.8} \approx 1.515$). С учетом угла в меридиональной плоскости, образованного светоделителем и глухими зеркалами $\sim 2.5^\circ$, телесный угол Ω на единичной сфере направлений уже не будет нулевым, что ведет к возникновению геометрической фазы Рытова-Владимирского, величину которой легко оценить ввиду малости углов $\Phi_{RV} \sim 1/2\Omega \sim 1.25^\circ$ (здесь $\Omega \sim 2.5 \cdot 1\text{sr}$). Избежать эту дополнительную фазовую задержку можно, установив светоделитель плоскостью главного сечения компланарно меридиональной плоскости интерферометра (рис. В.1б). При этом возможна установка с уменьшением или увеличением преломляющего угла (луч падает на светоделитель не по нормали). Оба варианта обеспечивают надежный вывод отраженных от нерабочей грани лучей. Нетрудно заметить, что сагиттальная плоскость в этом случае больше не является плоскостью симметрии интерферометра, а два глухих зеркала плоскопараллельными. Использовалась установка с увеличением угла \aleph (рис. В.1в).

2.3 Модуляция неполяризованного света в средах с индуцируемым двулучепреломлением

Теория

В данном разделе рассматривается фазовый набег при модуляции неполяризованного света средой, в которой изменяются собственные показатели преломления (изменяется двулучепреломление) и одновременно поворачиваются собственные поляризационные оси. В качестве такой модельной среды рассматривается планарно ориентированный СЖК. Как показано в разделе 1.2 обзорной главы, оптические свойства ячеек, заполненных таким СЖК, можно описывать эффективным тензором диэлектрической проницаемости. Этот тензор определяет эффективные значения показателей преломления n_{\pm} и азимутальный угол Ψ_d , задающий ориентацию собственных векторов в плоскости ячейки. Отметим здесь, что зависящая от поля часть показателей преломления пропорциональна квадрату электрического поля, тогда как угол зависит от поля линейно. Этот электрооптический эффект получил название *ориентационный эффект Керра* и обусловлен деформацией геликоидальной структуры СЖК во внешнем электрическом поле (подробнее см. раздел 1.2, а так же источники [2–5; 16]).

Схема экспериментальной установки, представляющей собой двухлучевой интерферометр Маха-Цендера, представлена на рисунке 2.4. Неполяризованный луч гелий-неонового лазера ($\lambda = 632,8$ нм) пропусклся через пространственный Фурье-фильтр (не показан на рисунке), где из него выделялась нулевая частота, после чего луч коллимировался диаметром около 20 мм. Затем ирисовой диафрагмой из него выделялась центральная часть диаметром ≈ 5 мм (не показано на схеме). Далее луч попадал на светоделитель СД интерферометра, где он разделялся на две волны: опорную, содержащую зеркало Z_1 , и референтную, содержащую электрооптическую СЖК ячейку и зеркало Z_2 . После интерференции на том же самом светоделителе СД выходное поле проецировалось на экран с точечной диафрагмой. На выходе опционально устанавливался поляризатор с азимутом Ψ_p . Азимут поляризатора отсчитывался



СД - светоделитель, $\mathcal{Z}_{1,2}$ - зеркала, ТД - экран с точечной диафрагмой, ФП - фотоприемник
 Рисунок 2.4 — Экспериментальная установка на основе интерферометра Маха-Цендера для исследования модуляции неполяризованного света электрооптической ячейкой на основе плоско ориентированного СЖК с эффектом деформированной спирали [67].

от оптической оси СЖК в отсутствие электрического поля (в показанной на рисунке лабораторной системе координат – от оси \mathbf{x}).

Суммарная векторная амплитуда на выходе из интерферометра описывается выражением

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_s + \mathbf{E}_r = |\psi_2\rangle + |\psi_1\rangle, \quad (2.14)$$

где векторные амплитуды \mathbf{E}_s и \mathbf{E}_r представляют тестовую (содержащую СЖК ячейку) и референтную волны в интерферометре. Эти амплитуды связаны соотношениями (2.2) с амплитудой входящей в интерферометр волны $\mathbf{E}_0 = |\psi_0\rangle$. Так, в отсутствие анизотропии матрица пропускания \mathbf{T}_1 референтной волны равна единичной.

Для тестового плеча матрица пропускания СЖК ячейки имеет вид

$$\mathbf{T}_2 = \mathbf{T}_s = t_+ \hat{\mathbf{d}}_+ \otimes \hat{\mathbf{d}}_+^\dagger + t_- \hat{\mathbf{d}}_- \otimes \hat{\mathbf{d}}_-^\dagger, \quad (2.15)$$

$$t_\pm = |t_\pm| e^{i\Phi_\pm} = \frac{1 - \zeta_\pm^2}{1 - \zeta_\pm^2 e^{2in_\pm h}} e^{in_\pm h}, \quad (2.16)$$

где $\zeta_\pm = (n_\pm - n_m)/(n_\pm + n_m)$ - амплитудные коэффициенты отражения Френеля, n_m - показатель преломления среды, граничащей с СЖК; $h = k_{vac} D$ -

безразмерный параметр толщины СЖК, где $k_{vac} = 2\pi/\lambda$ - волновое число в вакууме, λ - длина волны в вакууме. На практике коэффициенты ζ_{\pm} малы, и пропускание ячейки может быть приближенно описано хорошо известным способом

$$t_{\pm} \approx e^{i\Phi_{\pm}}, \quad \Phi_{\pm} = n_{\pm}h. \quad (2.17)$$

Отметим, что выражения (2.17) хорошо описывают пропускание ячейки в эксперименте.

Как обсуждалось выше, в предыдущей главе, для описания частично поляризованного света используется матрица когерентности, которая в случае полностью неполяризованного света с $P_0 = 0$ равна единичной матрице $\rho_0 = I_2$.

Входная и выходная матрицы когерентности связаны соотношением

$$\mathbf{M} = \mathbf{T}\mathbf{M}_0\mathbf{T}^{\dagger}, \quad \mathbf{T} = \mathbf{T}_s + \mathbf{T}_r = \mathbf{T}_2 + \mathbf{T}_1e^{i\Phi_0}, \quad (2.18)$$

где \mathbf{M}_0 - матрица когерентности входящего в систему света (2.3). Выражение (2.18) можно представить в виде суммы матриц

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_r + \mathbf{M}_s + \mathbf{M}_i, \quad (2.19)$$

$$\mathbf{M}_i = \mathbf{T}_s\mathbf{M}_0e^{-i\Phi_0} + e^{i\Phi_0}\mathbf{M}_0\mathbf{T}_s^{\dagger}, \quad (2.20)$$

где $\mathbf{M}_r = \mathbf{T}_r\mathbf{M}_0\mathbf{T}_r^{\dagger} = \mathbf{M}_0$ - матрица когерентности референтной волны, $\mathbf{M}_s = \mathbf{T}_s\mathbf{M}_0\mathbf{T}_s^{\dagger}$ - матрица когерентности сигнальной волны, прошедшей через СЖК ячейку, и \mathbf{M}_i - интерференционное слагаемое.

Результирующее поле (2.19) удобно записать как сумму двух матриц:

$$\frac{\mathbf{M}}{I_0} = \frac{m_0}{2}I_2 + \frac{m_p}{2} \begin{pmatrix} \cos(2\Psi_d) & \sin(2\Psi_d) \\ \sin(2\Psi_d) & -\cos(2\Psi_d) \end{pmatrix}, \quad (2.21)$$

где

$$m_0 \approx 2 \{1 + \cos(\Phi - \Phi_0) \cos(\Delta\Phi)\}, \quad (2.22)$$

$$m_p \approx -2 \sin(\Phi - \Phi_0) \sin(\Delta\Phi),$$

$$\Phi = (\Phi_+ + \Phi_-)/2, \quad \Delta\Phi = (\Phi_+ - \Phi_-)/2, \quad (2.23)$$

где Φ - это *средний фазовый сдвиг*, $\Delta\Phi \approx (n_+ - n_-)h/2$ - оптическая разность хода между обыкновенным и необыкновенным лучами, известная как *относительная фаза*.

Интенсивность на выходе интерферометра (2.19) или (2.21) описывается аналогичным выражению (2.11) образом

$$I = \langle \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* \rangle = \text{Tr}\{\mathbf{M}\} = I_r + I_s + I_i \quad (2.24)$$

и представляет собой наблюдаемую интерферограмму, где I_r и $I_s = \text{Tr}(\mathbf{M}_s)$ - интенсивности референтной и сигнальной волн, а $I_i = \text{Tr}(\mathbf{M}_i) \equiv I_{12}$ - интенсивность, обусловленная интерференционным слагаемым.

Интерференционное слагаемое I_{12} может быть выражено через функцию Панчаратнама (2.13)

$$F_P = \langle \mathbf{T}_s(h) \rangle \equiv \text{Tr}\{\mathbf{T}_s(h)\rho_0\} = V e^{i\Phi_P}. \quad (2.25)$$

Используя выражения (2.15) и (2.17), эту функцию можно переписать в более удобном виде

$$2 F_P = t_+ + t_- + (t_+ - t_-)P_0 \hat{\mathbf{s}}_0 \cdot \hat{\mathbf{s}}_d, \quad (2.26)$$

где $\hat{\mathbf{s}}_d = (\cos 2\Psi_d, \sin 2\Psi_d, 0)$ - нормированный вектор Стокса для волны, поляризованной вдоль главной оптической оси $\hat{\mathbf{d}}_+$.

С учетом преобразований (2.17), формула (2.13) для фазы Панчаратнама запишется в виде

$$\Phi_P = \Phi + \arg [\cos (\Delta\Phi) + i \sin (\Delta\Phi)P_0\hat{\mathbf{s}}_0 \cdot \hat{\mathbf{s}}_d]. \quad (2.27)$$

Здесь необходимо подчеркнуть что эта фаза должна пониматься как *полная фазовая задержка*, возникающая при прохождении среды (СЖК ячейки), т. е. как сумма динамической и геометрической фаз.

Для того, чтобы выделить геометрическую часть фазы, рассмотрим матрицу плотности с эволюцией, задаваемой выражением (2.15)

$$\begin{aligned} \rho_0 \equiv \rho(0) \mapsto \rho(s) = \\ \mathbf{T}_s(s)\rho_0\mathbf{T}_s^\dagger(s) = \\ \sum_{\mu=\pm 1} p_\mu(s)\hat{\mathbf{f}}_\mu(s) \otimes \hat{\mathbf{f}}_\mu^*(s), \end{aligned} \quad (2.28)$$

где $p_\mu(0) = (1 - \mu P_0)/2$ и $\hat{\mathbf{f}}_\mu(0) = \hat{\mathbf{f}}_\mu$. В формуле (2.28) роль управляющего параметра s выполняет безразмерная толщина $0 \leq s \leq h \equiv k_{vac}D$, а матрица

плотности $\rho(s)$ выражена через собственные значения $p_{\pm}(s)$ и соответствующие им собственные поляризационные вектора $\hat{\mathbf{f}}_{\pm}(s)$. Эволюция этих векторов унитарна и может быть описана с помощью оператора

$$\hat{\mathbf{f}}_{\mu}(s) = \mathbf{V}(s)\hat{\mathbf{e}}_{\mu}, \quad \mathbf{V}(s) = \sum_{\mu=\pm 1} \hat{\mathbf{f}}_{\mu}(s) \otimes \hat{\mathbf{e}}_{\mu}^*, \quad (2.29)$$

связывающего компоненты собственных векторов матрицы плотности $\rho(s)$ и компоненты векторов циркулярного базиса $\hat{\mathbf{e}}_{\pm} = (\hat{\mathbf{x}} \pm \hat{\mathbf{y}})/\sqrt{2}$.

Поскольку фаза Панчаратнама рассматривается как общая фазовая задержка, возникающая во время эволюции ρ_0 в состояние $\rho(h)$, тогда

$$\Phi_P = \arg \sum_{\mu=\pm 1} F_{\mu}^{(P)} = \arg \sum_{\mu=\pm 1} \tilde{F}_{\mu}^{(P)}, \quad (2.30)$$

$$F_{\mu}^{(P)} = \sqrt{p_{\mu}(0)p_{\mu}(h)} \left(\hat{\mathbf{f}}_{\mu}^*(0) \cdot \hat{\mathbf{f}}_{\mu}(h) \right), \quad (2.31)$$

$$\tilde{F}_{\mu}^{(P)} = \left[1 + \mu \tilde{P} \right] \left(\hat{\mathbf{e}}_{\mu}^* \cdot \mathbf{V}^{\dagger}(0)\mathbf{V}(h)\hat{\mathbf{e}}_{\mu} \right), \quad (2.32)$$

где

$$\tilde{P} = \frac{\sqrt{p_{+}(0)p_{+}(h)} - \sqrt{p_{-}(0)p_{-}(h)}}{\sqrt{p_{+}(0)p_{+}(h)} + \sqrt{p_{-}(0)p_{-}(h)}}. \quad (2.33)$$

Геометрическая фаза полностью обуславливается траекторией матрицы плотности в пространстве поляризационных состояний. Выразить эту фазу можно путем исключения динамической части, определяемой скалярным произведением $(\hat{\mathbf{f}}_{\mu}^*(0) \cdot \hat{\mathbf{f}}_{\mu}(h))$, входящим в выражение функции Панчаратнама выражения (2.31) и (2.32).

Динамические фазы [93]

$$\Phi_{\mu}^{(d)} = -i \int_0^h \left(\hat{\mathbf{e}}_{\mu}^* \cdot \mathbf{V}^{\dagger}(s) \frac{d}{ds} \mathbf{V}(s) \hat{\mathbf{e}}_{\mu} \right) ds, \quad (2.34)$$

могут быть использованы для определения геометрической фазы:

$$\Phi_g = \arg \sum_{\mu=\pm 1} F_{\mu}^{(g)} = \arg \sum_{\mu=\pm 1} \tilde{F}_{\mu}^{(g)}, \quad (2.35)$$

где

$$F_{\mu}^{(g)} = F_{\mu}^{(P)} e^{-i\Phi_{\mu}^{(d)}}, \quad \tilde{F}_{\mu}^{(g)} = \tilde{F}_{\mu}^{(P)} e^{-i\Phi_{\mu}^{(d)}}. \quad (2.36)$$

Эксперимент

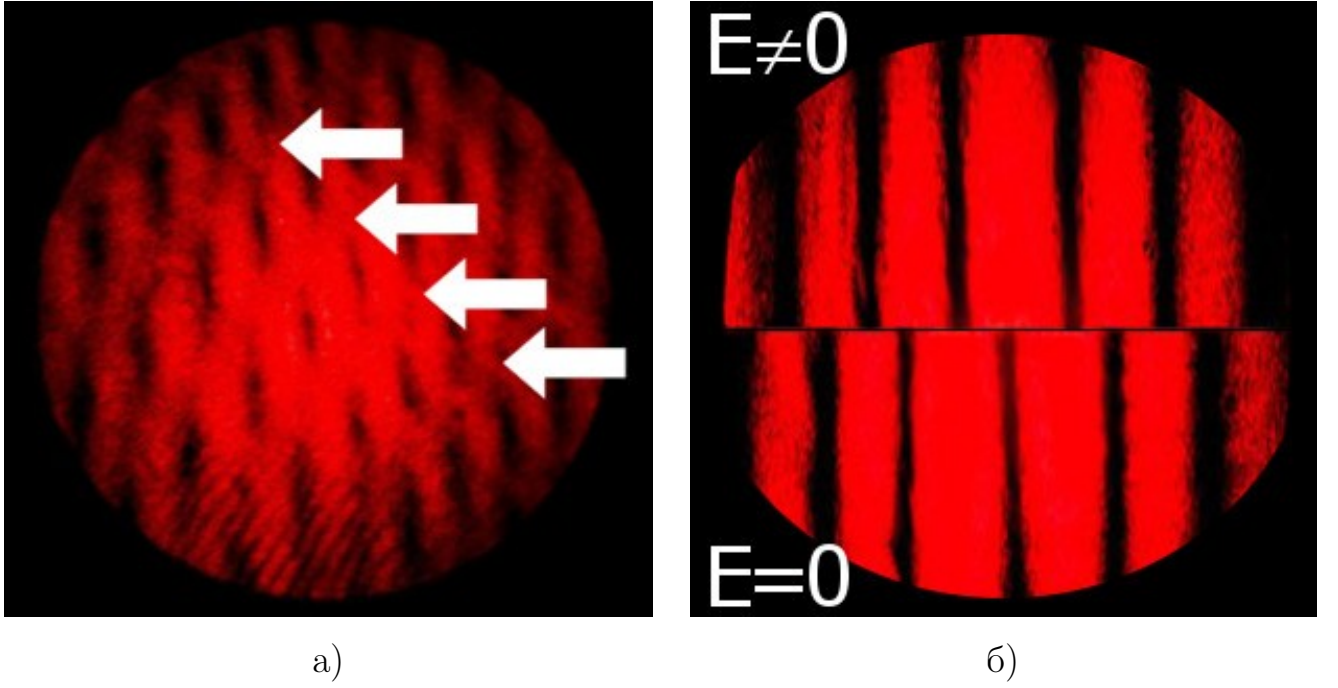
Целью эксперимента является демонстрация того, что при распространении неполяризованного света через среду с индуцируемым двулучепреломлением, сопровождающимся поворотом оптической оси, световая волна получает фазовую задержку Панчаратнама, описываемую выражением (2.27). Кроме того, нужно продемонстрировать нечувствительность фазовой задержки от азимута Ψ_d поворота оптической оси СЖК.

Экспериментальная установка и ее описание приведены в предыдущем подразделе (см. рисунок 2.4 и поясняющий текст рядом). В эксперименте использовалась ячейка с планарно ориентированным СЖК₆₂₄, изготовленная в Физическом институте РАН им. П.Н. Лебедева. СЖК представляет собой смесь смектического кристалла СЖК₆₁₈ (структурная формула приводится в [3]) с хорошо известным нематическим жидким кристаллом 5ЦБ¹ (весовые концентрации: 98% СЖК₆₁₈ и 2% 5ЦБ) [67]. Ячейка толщиной ≈ 53 мкм устанавливалась нормали к лучу в одном из плеч интерферометра. На ее электроды подавался управляющий сигнал треугольной формой ($\wedge \vee \wedge \vee$) с частотой $f = 50$ Гц и амплитудой 0,75 В/мкм.

Интерферометр настраивался в полосах конечной толщины, однако при установке ячейки внутрь интерферометра (в нулевом управляющем поле $E = 0$) наблюдалась сложная картина интермодулированных (перекрещенных) полос. Фотография типичной картины, наблюдаемой на выходе из интерферометра, приведена на рисунке 2.5а. Как видно, выходные полосы конечной толщины оказывались промодулированными полосами нулевой видности ($V = 0$), физическая природа которых будет пояснена ниже.

При подаче на ячейку управляющего напряжения картина полос приходит в движение. При этом система интерференционных полос (максимумов и минимумов) перемещается по полю с ускорением в направлении, задаваемом юстировкой зеркал интерферометра. Система же полос нулевой видности $V = 0$ начинала перемещаться вдоль градиента толщины СЖК ячейки, так как толщина D была неравномерной по ее площади. Действительно, эти полосы представляют собой геометрическое место точек с разностью хода Δ , соответствующей полуволновой пластинке $\Delta = \frac{1+2n}{2}\lambda$, где $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

¹В англ. литературе – 5CB.



а) интерферограмма, полученная при вынутах из системы поляризаторе. Стрелками обозначены полосы нулевого контраста, соответствующие полуволновому фазовому скачку ($\Delta\Phi_P = \pi$); б) сверху: в присутствии поля ($E \neq 0$) происходит сдвиг интерференционной картины, внизу: исходная настройка интерферометра в полосах конечной ширины ($E = 0$).

Рисунок 2.5 — Картина интерференционных полос на выходе из интерферометра [67].

Происходит, собственно перемещение полос, а не осцилляция видности по всему полю, поскольку разность хода, обусловленная изменяемыми эффективными показателями преломления $\Delta = (n_+ - n_-)D$, отлична в каждой точке ячейки (см. выражения (2.16) и (2.17)).

Перепишем (2.26) в виде:

$$F_P = [\tau_+ + \tau_- P_0 \cos \psi_0], \quad (2.37)$$

где $\tau_{\pm} = (t_+ \pm t_-)/2$ и угол $\cos \psi_0 = \hat{\mathbf{s}}_0 \cdot \hat{\mathbf{s}}_d$. Для случая полностью неполяризованного света с $P_0 = 0$ и матрицы пропускания (см. (2.15)) и (2.27) для фазы Панчаратнама упрощается

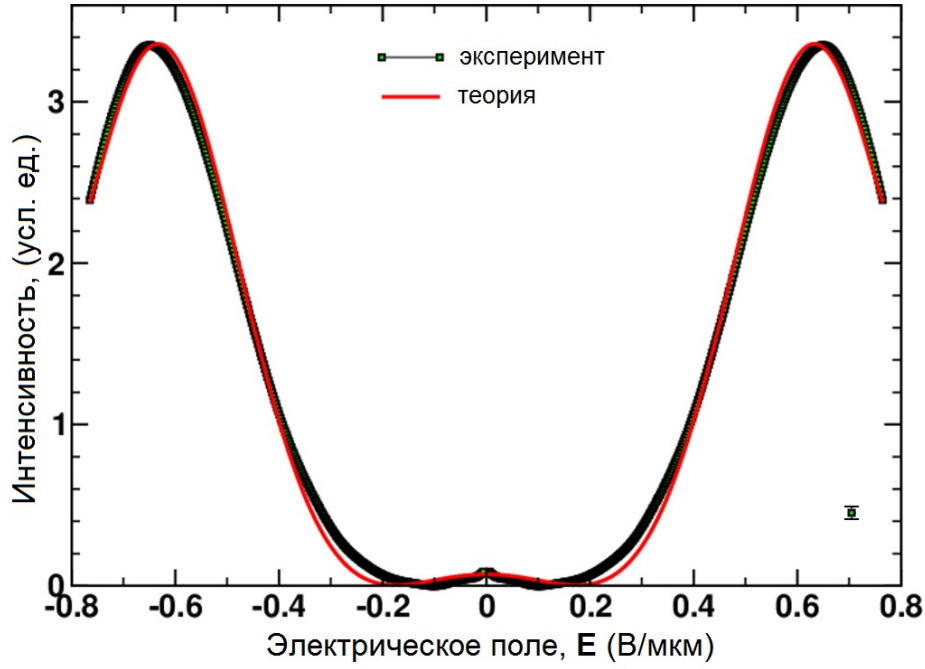
$$\Phi_P = \arg F_P \approx \begin{cases} \Phi & \text{если } \cos \Delta\Phi > 0 \\ \Phi + \pi & \text{если } \cos \Delta\Phi < 0, \end{cases} \quad (2.38)$$

так же, как и выражение (2.24) для интенсивности

$$I = Tr(\mathbf{M}) = 2I_0 [1 + \cos \Delta\Phi \cos (\Phi_P - \Phi_0)], \quad (2.39)$$

где

$$V = |F_P| \approx |\cos (\Delta\Phi)|. \quad (2.40)$$



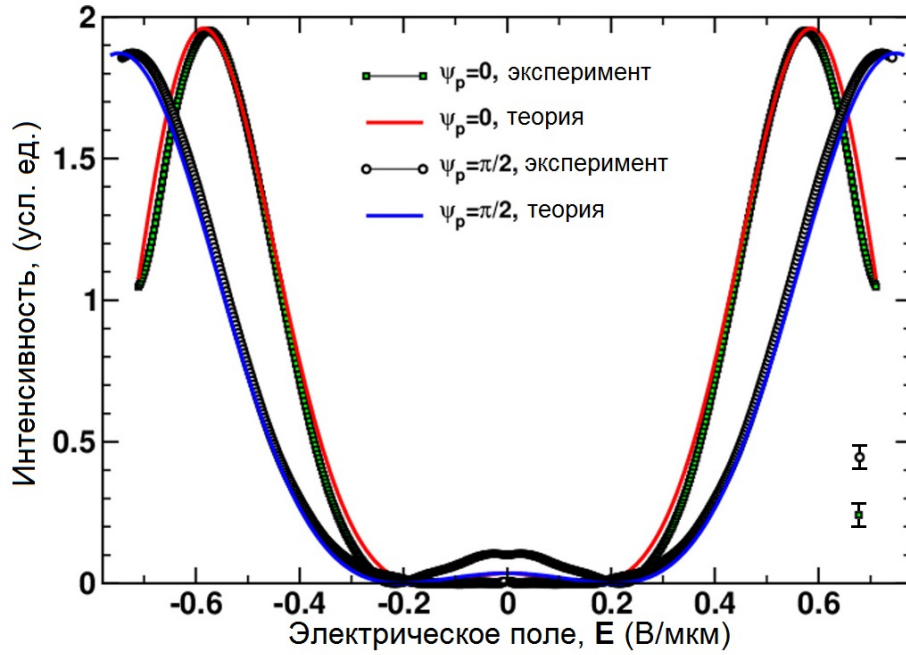
Теоретическая кривая (сплошная) рассчитана по формуле (2.39); толщина слоя СЖК в ячейке $D \approx 53$ мкм.

Рисунок 2.6 — Интенсивность света, регистрируемая за точечным отверстием на выходе интерферометра, в зависимости от величины управляющего электрического поля для ячейки заполненной смесью СЖК₆₂₄ [67].

Отметим, что полосы нулевой видности ($V = 0$) соответствуют фазовым сингулярностям, где фаза Панчаратнама становится неопределенной. Из уравнений (2.38) и (2.39) следует, что описанное геометрическое местоположение точек соответствует условию $\cos \Delta\Phi = 0$. Обратим внимание, что через $\Delta\Phi$, согласно (2.23), обозначена половинная разность фаз, т. е. выполняется условие полуволновой пластинки $\Delta\Phi = (1 + n)\pi$ где $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

На рисунке 2.5б показана картина интерференции на выходе из интерферометра при установленном поляризаторе с азимутами $\Psi_p = 0$ и $\Psi_p = \pi/2$ (нулевой азимут направлен вдоль оси $\hat{\mathbf{h}}$ или оси x лабораторной системы координат) для случаев отсутствия и присутствия управляющего поля E . Здесь наблюдается уже иной характер зависимости интерференционной картины от величины приложенного поля. Так, полосы нулевого контраста отсутствуют при любых значениях управляющего поля. Однако, общая интенсивность на выходе оказывается переменной. Действительно, в результате сложения пучков света и интерференции выходной вектор Стокса

$$(S_1, S_2, S_3) = I_0 m_p (\cos 2\Psi_d, \sin 2\Psi_d, 0) \equiv I_0 m_p \hat{\mathbf{s}}_d, \quad (2.41)$$



Теоретическая кривая (сплошная) рассчитанная по формуле (2.42); толщина слоя СЖК в ячейке $D \approx 53$ мкм.

Рисунок 2.7 — Интенсивность света на выходе интерферометра для двух положений поляризатора $\psi_p = 0$ и перпендикулярного ему $\psi_p = \pi/2$, в зависимости от величины управляющего электрического поля для ячейки заполненной смесью СЖК₆₂₄ [67].

где $m_p = -\sin(\Phi - \Phi_0) \sin \Delta\Phi$ больше не является нулевым, т. е. имеет место частичная поляризация. Соответственно, интенсивность на выходе имеет вид

$$I_P(\Psi_p)/I_0 = [m_0 + m_p \cos \{2(\Psi_d - \Psi_P)\}] / 2, \quad (2.42)$$

где $m_0 = 2 \{1 + \cos(\Phi - \Phi_0) \cos \Delta\Phi\}$.

Экспериментально измеренные интенсивности за точечным отверстием (пинхолом) приведены на рисунках 2.6 и 2.7. Там же показаны результаты теоретических расчетов с помощью формул (1.10) для угла Ψ_d и (1.17) для показателей преломления n_{\pm} из раздела 1.2, а также приведенных выражений (2.39) и (2.42), где использовались параметры, характеризующие СЖК₆₂₄: $\epsilon_{\perp} \approx 2,22$ ($n_{\perp} \equiv n_0 \approx 1,5$); $\epsilon_{\parallel} \approx 2,92$ ($n_{\parallel} \equiv n_e \approx 1,71$) и $\theta = 33^\circ$. В качестве подгоночных параметров были использованы $P_s/\chi \approx 2,26$ В/мкм и $r_2 = 1,03$.

2.4 Модуляция частично поляризованного света в среде с индуцируемым двулучепреломлением

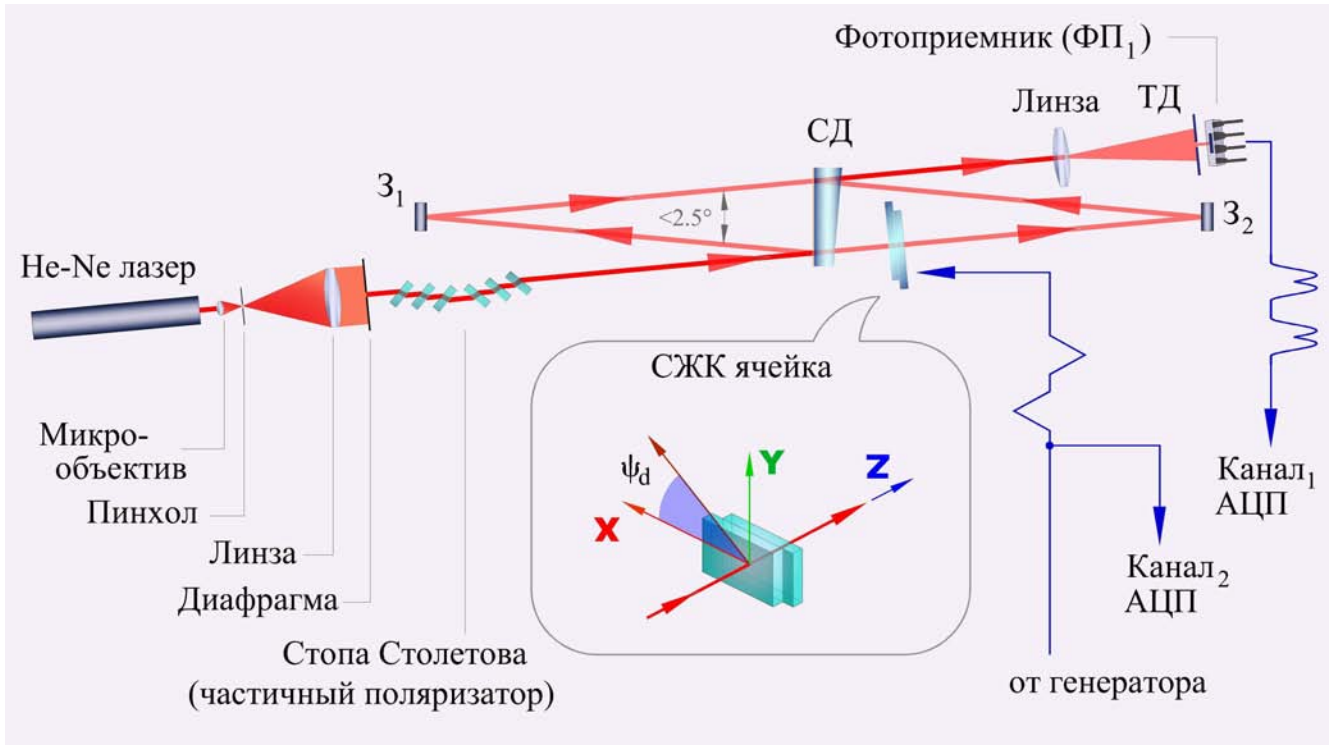
В данном разделе рассматривается геометрическая фазовая задержка, возникающая не за счет циклической эволюции состояния поляризации при распространении света через анизотропные элементы, как в обычных случаях [24; 87; 99], а возникающая в результате смешения поляризационных состояний [28]. В разделе исследуется вопрос влияния степени поляризации света P_0 на возникающую в результате такого смешения интерферометрическую фазовую задержку Φ_I .

Экспериментальная установка представлена на рисунке 2.8. В отличие от предыдущего эксперимента, здесь не используется поляризатор на выходе из системы, зато свет предварительно частично линейно поляризуется: $\mathbf{S} = I P_0 \hat{\mathbf{s}}_0$, где $\hat{\mathbf{s}}_0 \parallel \hat{\mathbf{x}}$. На входе в интерферометр, волна делится светоделителем СД на два пучка: сигнальный с СЖК ячейкой на пути и опорный. Смешение поляризационных состояний происходит при сложении амплитуд $|\psi_i\rangle$ на этом же светоделителе СД. Для того, чтобы в нулевом управляющем поле оба пучка были одинаково поляризованы, ячейка устанавливалась нормально к проходящему лучу таким образом, чтобы в отсутствие поля E оптическая ось была параллельна оси плоскости поляризации, т. е: $\hat{\mathbf{h}} \parallel \hat{\mathbf{x}}$.

Выходная картина интерференции настраивалась в полосах конечной толщины и проецировалась с помощью объектива на экран с точечной диафрагмой ТД. Интенсивность измерялась за точечной диафрагмой с помощью фотоприемника ФП₁, сигнал с которого регистрировался АЦП параллельно с сигналом управляющего напряжения от генератора. Подробнее об этих процедурах сказано в разделе 2.2.

Измерения выполнялись для управляющего напряжения треугольной формы $(-\wedge_{\vee} \wedge_{\vee} \wedge_{\vee})$, повторяющегося с частотой $f = 100$ Гц (периодические разнополюсные треугольные импульсы со скважностью 4/2).

В эксперименте наблюдается, что, для отличного от нуля случая P_0 при изменении напряженности управляющего электрического поля $\hat{\mathbf{E}}$ картина интерференционных полос приходит в движение, как единое целое. Кроме того, ее контраст (видность полос) осциллирует. При смене направления поля $\hat{\mathbf{E}}$ (смене



$Z_{1,2}$ -глухие зеркала, СД - светоделиТЕЛЬ, ТД - экран с точечной диафрагмой.

Рисунок 2.8 — Схема экспериментальной установки на основе двухлучевого интерферометра Маха-Цендера с частично линейно поляризованным светом на входе и СЖК ячейкой в тестовом плече [93].

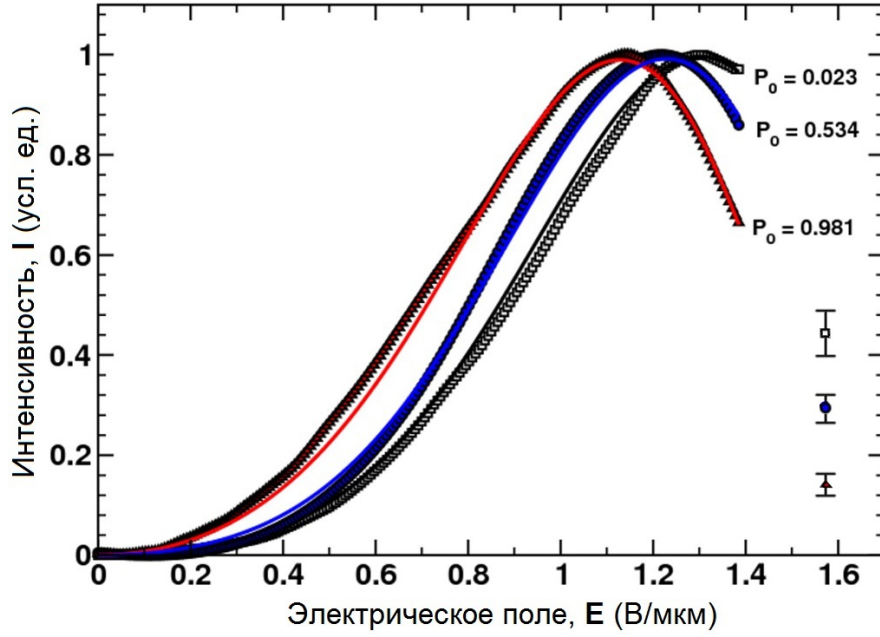
знака управляющего напряжения) направление движения интерференционной картины сменяется на противоположное.

Электрически контролируемое двулучепреломление в СЖК является частным случаем индуцируемого двулучепреломления. В общем виде такое двулучепреломлению описывается матрицей пропускания \mathbf{T}_2 :

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_1 &= \mathbf{I}, \\ \mathbf{T}_2 &= \mathbf{T}(\tau) = \mathbf{C}_d \begin{pmatrix} e^{i\Phi_+} & 0 \\ 0 & e^{i\Phi_-} \end{pmatrix} \mathbf{C}_d^\dagger \\ &= e^{i\Phi} \text{Tr} [\psi_d, \Delta\Phi] = e^{i\Phi} e^{i\Delta\Phi(\hat{s}_d \cdot \sigma)}, \end{aligned} \quad (2.43)$$

где $\mathbf{C}_d = \mathbf{C}(\pi/4, \psi_d)$ и $\Phi_{\pm} = n_{\pm}\tau$; $\Phi = (\Phi_+ + \Phi_-)/2$ - средний фазовый сдвиг, а $2\Delta\Phi = (n_+ - n_-)\tau$ - относительный фазовый сдвиг, возникающий при прохождении СЖК ячейки (двулучепреломление), Ψ_d - азимутальный угол поворота главной оптической оси кристалла, $\hat{s}_d = (\cos 2\Psi_d, \sin 2\Psi_d, 0)$ - вектор Стокса.

В отличие от предыдущего эксперимента, здесь в качестве управляющего параметра выступает толщина D жидкокристаллического слоя: $0 \leq \tau \leq$



В тестовом плече установлена СЖК ячейка, заправленная смесью СЖК₅₈₇Φ₇ с параметрами, перечисленными в таблице 2 раздела 2.2.

Рисунок 2.9 — Интенсивность света на выходе из интерферометра в зависимости от величины управляющего электрического поля для различных значений степени поляризации [93].

$h \equiv k_{vac}D$. Другими словами, состояние поляризации зависит от пройденного расстояния в слое СЖК, эволюционируя по толщине. Геометрическая фаза полностью определяется этой эволюцией. Учитывая простой случай преобразований в референтном плече $\mathbf{T}_1 = \mathbf{T}(0) = \mathbf{I}$, функция Панчаратнама имеет вид

$$\begin{aligned} F_P(h) &= \text{Tr}[\rho_0 \mathbf{T}(h)] \\ &= e^{i\Phi} (\cos(\Delta\Phi) + iP_0 \sin(\Delta\Phi)(\hat{\mathbf{s}}_d \cdot \hat{\mathbf{s}}_0)) \\ &= \frac{1}{2} \sum_{\mu=\pm 1} (1 + \mu P_0) \langle p_\mu(0) | p_\mu(h) \rangle, \end{aligned} \quad (2.44)$$

где $|p_\mu(h)\rangle = \mathbf{T}(h) |p_\mu(0)\rangle$ – собственные поляризационные вектора матрицы плотности $\rho_2(h) = \mathbf{T}(h)\rho_0\mathbf{T}^\dagger(h)$. Окончательное выражение для интерферометрической фазы можно записать как [93]

$$\Phi_I = \arg(\text{Re } \tilde{F}_I + iP_0 \text{Im } \tilde{F}_I), \quad (2.45)$$

где

$$\tilde{F}_I = [\cos(\Delta\Phi) + i \sin(\Delta\Phi)(\hat{\mathbf{s}}_d \cdot \hat{\mathbf{s}}_0)] e^{-i\Delta\Phi(\hat{\mathbf{s}}_d \cdot \hat{\mathbf{s}}_0)}. \quad (2.46)$$

Подставляя в выражение функции (2.43) значения для фазовых задержек Φ_\pm , пропорциональных показателям преломления n_\pm и углу поворота

Ψ_d , можно рассчитать интенсивность на выходе из системы (2.11) и сравнить ее с полученными данными. Зависимости нормированных интенсивностей $I(E)/I_{max}(E)$ от управляющего поля, вычисленные для различных степеней поляризации P_0 , приведены на рисунке 2.9 сплошными кривыми. На этом же рисунке, точками, приведены экспериментальные результаты. Видно, что теоретические кривые находятся в хорошем согласии с экспериментом.

На рисунке A.1 в приложении A приводятся зависимости фазы Панчаратнама и интерферометрической фазы от управляющего электрического поля E при установленной в интерферометр СЖК ячейке. Кривые рассчитаны с помощью выражений (2.44) и (2.45) и параметров СЖК, приведенных в табл. 2 раздела 2.2. Как видно из рисунка, электроуправляемая часть фаз монотонно зависит от степени поляризации, причем с уменьшением P_0 различие между кривыми также уменьшается. На рисунке A.2 показано, что будет, если вместо линейно поляризованного света $\hat{s}_0 = \hat{x}$ в интерферометр будет входить частично поляризованный свет с ненулевой эллиптичностью и нулевым азимутом поляризации. Видно, что в отличие от предыдущего случая линейно-поляризованного света кривые для фазы Панчаратнама и интерферометрической фазы существенно отличаются друг от друга. При этом наиболее чувствительной к вариациям эллиптичности оказывается интерферометрическая фаза Φ_I .

2.5 Влияние степени поляризации света P_0 на интерферометрическую фазу

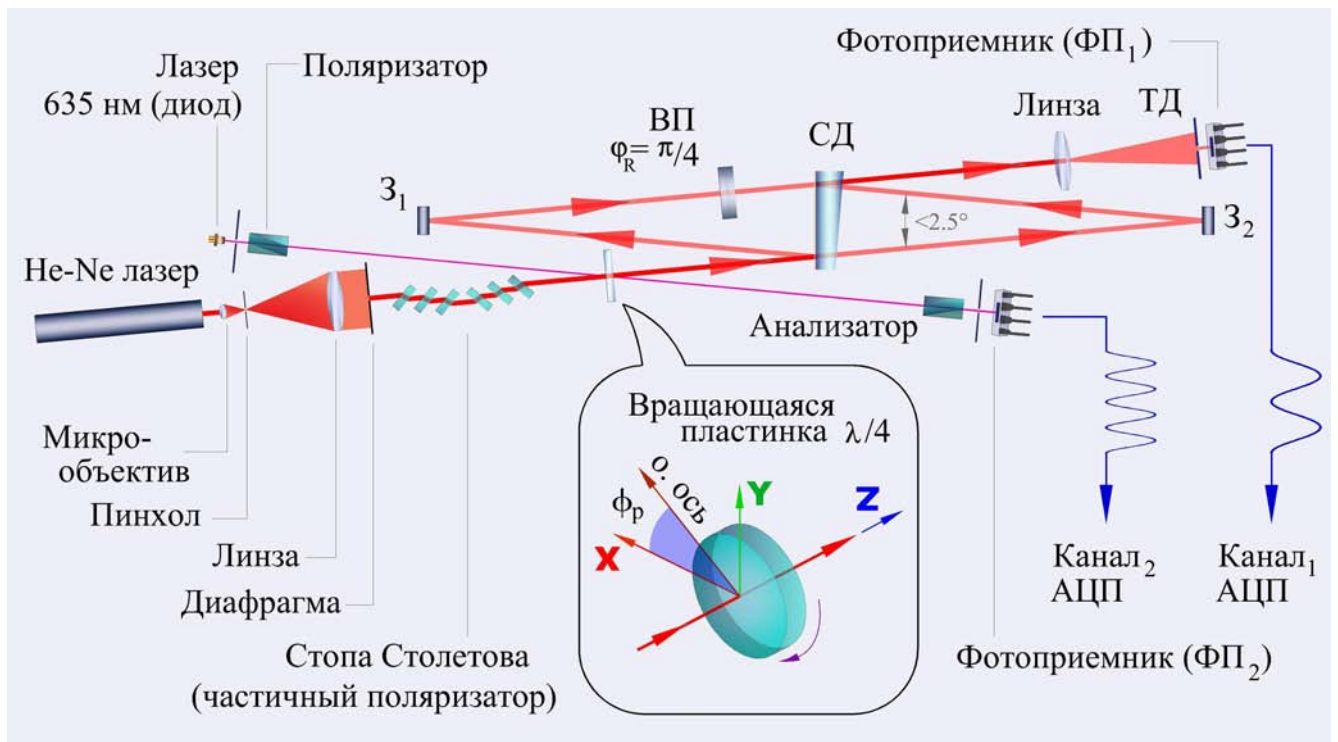
Исследуем теперь зависимость интерферометрической фазы (2.45) от степени поляризации света P_0 . Напомним, что данная фаза возникает в результате смешения различных поляризационных состояний на светоделителе интерферометра. Необходимое различие достигается за счет неодинакового преобразования поляризации в одном либо обоих плечах интерферометра. Такому преобразованию, например, отвечает поворот эллипса поляризации без изменения эллиптичности, осуществляемый с помощью гиротропного вращателя азимута поляризации **ВП**, устанавливаемого в одно из плеч интерферометра

(см. рис. 2.10). Непосредственная реализация подобного эксперимента сопряжена со значительными техническими сложностями. Контролируемый поворот азимута поляризации трудно осуществим, так как он требует изменения оптической активности **ВП** без внесения паразитного динамического фазового сдвига. По этой причине попытки использовать механический способ контроля угла поворота поляризации, осуществляемый с помощью взаимно перемещающихся спаренных активных клиньев, оказался неудачным. Впоследствии также был отвергнут и способ поворота с помощью магнитооптического вращателя, из-за сложности нивелирования возникающих механических деформаций конструкции интерферометра при манипуляциях с сильными магнитными полями.

В итоге в качестве управляемого параметра был использован начальный (входной) вектор Стокса $\hat{\mathbf{s}}_0$, т. е. координаты состояния поляризации на сфере Пуанкаре. Действительно, выражение для матрицы пропускания (см формулу (2.47) ниже) содержит параметры Стокса ($\hat{\mathbf{m}}_p$). Другой физической величиной, входящей в выражение для интерферометрической функции (2.46), является степень поляризации P_0 . Таким образом, становится возможным экспериментальное исследование влияния P_0 на величину геометрического фазового сдвига Φ_I . Приняв азимут φ_p за управляющий параметр s , исследуем систему для различных P_0 . Отметим также, что для случая классического частично поляризованного света данное рассмотрение ранее не выполнялось.

Общий вид экспериментальной установки на основе интерферометра Маха-Цендера приведен на рисунке 2.10. В отличие от эксперимента с полностью неполяризованным светом, рассмотренного в предыдущем разделе, в данном эксперименте неполяризованный свет частично линейно поляризуется и далее преобразовывается в эллиптически-поляризованный свет с помощью вращающейся четвертьволновой пластинки. В зависимости от азимута поворота φ_p пластинки изменяются координаты вектора Стокса $\hat{\mathbf{s}}_0$ на сфере Пуанкаре. На рисунке 2.2 приводятся зависимости эллиптичности и азимута поляризации от φ_p . Непрерывная траектория, отвечающая этому преобразованию, показана на рисунке 2.3.

Подготовленный таким образом свет поступает на вход интерферометра и разделяется светоделителем **СД** на два пучка: сигнальный, проходящий через **ВП**, и опорный. Как и ранее, после сложения пучков на том же светоделителе, результирующая картина полос (интерферометр настраивался в полосах конечной ширины) проецировалась с увеличением на экран с точечной диафрагмой



$Z_{1,2}$ -глухие зеркала, СД - светоделитель, ВП - вращатель поляризации на угол $\varphi_R = \pi/4$, ТД - экран с точечной диафрагмой.

Излучение неполяризованного He-Ne лазера частично линейно поляризуется стопой Столетова, затем преобразуется в частично эллиптически поляризованное с непрерывно изменяющимися эллиптичностью и азимутом, как функция азимута оптической оси (на рис. – о. ось) φ_p вращающейся четвертьволновой пластинки. В тестовом плече интерферометра находится оптический вращатель поляризации ВП из активного α -кварца, поворачивающий собственные оси поляризации (эллипс поляризации) на угол $\varphi_R = \pi/4$. Дополнительная схема "плоского" полярископа (лазерный диод 635 нм – Фотоприемник ФП₂), предназначена для контроля азимута φ_p (подробности см. 2.2)

Рисунок 2.10 — Схема экспериментальной установки по типу двухлучевого интерферометра Маха-Цендера с модулируемым состоянием поляризации частично поляризованного света на входе [93].

ТД. Интенсивность её небольшого фрагмента, выделенная диафрагмой ТД, регистрировалась как функция азимута φ_p четвертьволновой пластинки.

Экспериментально наблюдалось, что для случая отличного от нуля P_0 при вращении пластинки $\lambda/4$ система полос приходит в движение и смещается как единое целое. На рисунке 2.11 приведены фотографии картины интерференционных полос, наблюдаемые на экране с точечной диафрагмой для различных степеней поляризации.

Для теоретического анализа запишем матрицу пропускания анизотропной пластинки с произвольной фазовой задержкой $2\eta_p = \Delta\Phi_p$ в виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_p(\varphi_p, \eta_p) &= \mathbf{C}(\pi/4, \varphi_p) e^{i\eta_p \sigma_3} \mathbf{C}^\dagger(\pi/4, \varphi_p) \\ &= \cos(\eta_p) \boldsymbol{\sigma}_0 + i \sin(\eta_p) (\hat{\mathbf{m}}_p \cdot \boldsymbol{\sigma}), \end{aligned} \quad (2.47)$$

где φ_p - азимутальный угол пластинки (поворот в плоскости главных осей), определяющий вектор Стокса $\hat{\mathbf{m}}_p = (\cos 2\varphi_p, \sin 2\varphi_p, 0)$. Четвертьволновая пластинка с $\Delta\Phi_p = \pi/2$ изменяет начальное состояние поляризации (2.6) с $\hat{\mathbf{s}}_0 = \hat{\mathbf{x}}$ (линейная поляризация вдоль оси $\hat{\mathbf{x}}$). Матрица когерентности на выходе из пластинки имеет вид [93]:

$$2 \mathbf{T}_p \rho_0 \mathbf{T}_p^\dagger \equiv 2\rho_p = \boldsymbol{\sigma}_0 + P_0(\hat{\mathbf{s}}_p \boldsymbol{\sigma}), \quad (2.48)$$

$$\hat{\mathbf{s}}_p = (\sin(2\theta_p) \cos(2\varphi_p), \sin(2\theta_p) \sin(2\varphi_p), \cos(2\theta_p)), \quad (2.49)$$

где $\theta = \pi/4 - \varphi_p$. Отметим, что выражение (2.49) для нормированного вектора Стокса, описывает траекторию на сфере Пуанкаре, приведенную на рисунке 2.3.

Теперь можно записать выражение для матрицы плотности опорного пучка $\rho_p = \rho_1$, содержащее нормированный вектор Стокса (2.49)

$$2 \rho_p(s) \equiv 2 \rho_1(s) = \mathbf{D}_p(s) (\boldsymbol{\sigma}_0 + P_0 \boldsymbol{\sigma}_3) \mathbf{D}_p^\dagger(s), \quad (2.50)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{D}_p(s) &\equiv \mathbf{D}_1(s) \\ &= \mathbf{D}(\varphi_p, \theta_p, \gamma_p) = \mathbf{D}(s, \pi/4 - s, \mp s), \end{aligned} \quad (2.51)$$

$$\mathbf{D}(\alpha, \beta, \gamma) = e^{-i\alpha\sigma_3} e^{-i\beta\sigma_2} e^{-i\gamma\sigma_3}, \quad (2.52)$$

где $s = \varphi_p$ - управляющий параметр.

Компоненты собственных векторов поляризации опорного пучка $\left| p_\mu^{(1)} \right\rangle$ являются столбцами матрицы $\mathbf{D}_p(s) = \mathbf{D}_1(s)$. Для того, чтобы эти вектора были однозначно определенными на полюсах сферы Пуанкаре, определим фазу для собственных состояний, такую что $\gamma_p = -\varphi_p$ для верхней (правой) полусферы и, соответственно, $\gamma_p = +\varphi_p$ для нижней (левой) полусферы Пуанкаре.

Сигнальный пучок проходит через вращатель поляризации **ВП**, который поворачивает эллипс поляризации на угол $\Delta\Phi_R$. Матрица пропускания вращателя имеет вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_R &= e^{i\Phi_R} \mathbf{U}_R, \\ \mathbf{U}_R &= e^{i\Delta\Phi_R \sigma_3} = \cos \Delta\Phi_R \boldsymbol{\sigma}_0 + i \sin \Delta\Phi_R \boldsymbol{\sigma}_3. \end{aligned} \quad (2.53)$$

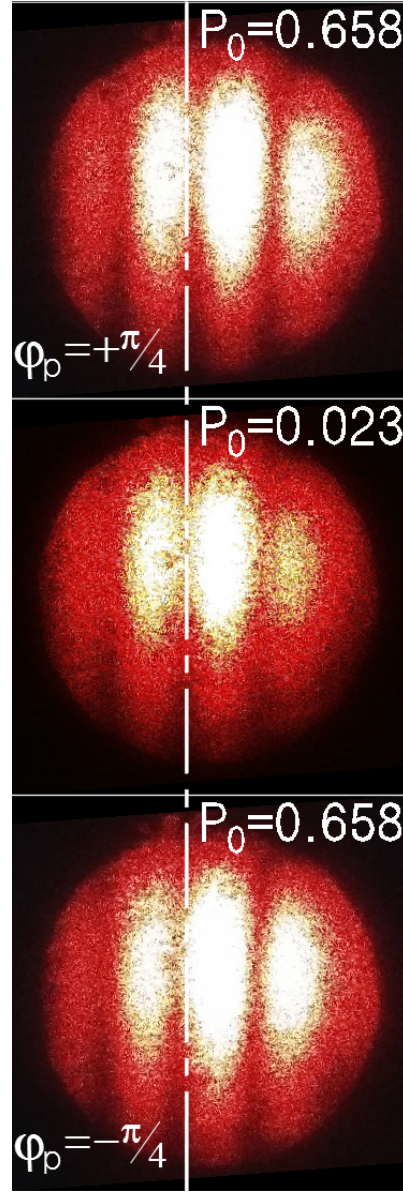


Рисунок 2.11 — Фотографии интерференционных полос, наблюдаемые на экране с точечной диафрагмой, для различных степеней поляризации [93].

Как следствие, матрица когерентности

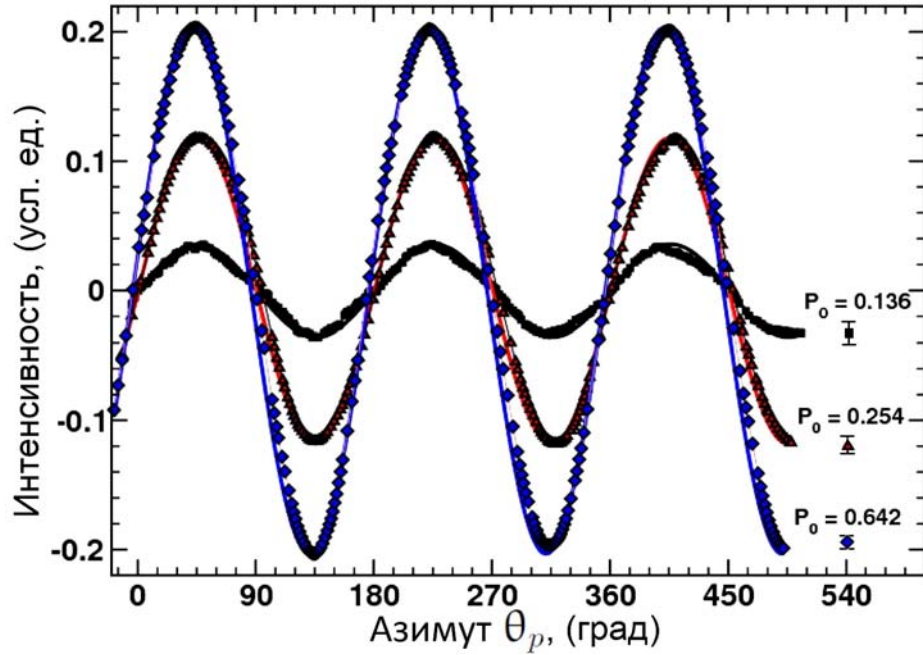
$$\rho_2(\varphi_p, \theta_p) = \mathbf{U}_R \rho_1 \mathbf{U}_R^\dagger = \rho_1(\varphi_p - \Delta\Phi_R, \theta_p) \quad (2.54)$$

отличается от матрицы когерентности опорного пучка ρ_1 . При этом компоненты собственных векторов поляризации сигнального пучка образуют матрицу

$$\mathbf{D}_2 = \mathbf{U}_R \mathbf{D}_1 = \mathbf{D}(\varphi_p - \Delta\Phi_R, \theta_p, \gamma_p). \quad (2.55)$$

Функция Панчаратнама (2.13) теперь может быть получена в виде:

$$\begin{aligned} e^{-i\Phi_R} F_P &= \text{Tr}[\mathbf{U}_R \rho_1] \\ &= \cos \Delta\Phi_R + iP_0 \sin \Delta\Phi_R \cos(2\theta_p), \end{aligned} \quad (2.56)$$



Сплошные линии - теоретический результат, полученный с помощью выражения (2.56) при $\Delta\Phi_R = \pi/4$

Рисунок 2.12 — Интенсивность света на выходе из интерферометра в зависимости от угла поворота φ_p четвертьволновой пластинки для различных степеней поляризации [93].

где $\cos(2\theta_p) = \sin(2s)$.

После подстановки этого выражения в формулы (2.11-2.13), можно получить численные значения интенсивности света на выходе из системы в зависимости от азимута поворота четвертьволновой пластинки φ_p . Этот результат приведен на рисунке 2.12, на котором также показаны экспериментальные данные. Как видно, теория и эксперимент находятся в хорошем согласии.

Можно показать, что поскольку преобразование U_R не зависит от управляющего параметра s , относительная разность динамических фаз будет отсутствовать (действительно, внутри интерферометра находится лишь один пассивный элемент – вращатель поляризации **ВП**). Таким образом, результирующим выражением для интерферометрической фазы будет

$$\begin{aligned} \Phi_I &= \arg [\cos \Delta\Phi_R + iP_0 \sin \Delta\Phi_R \cos(2s)] \\ &= \Phi_P - \Phi_R. \end{aligned} \quad (2.57)$$

Численный результат, полученный с помощью формулы (2.57), приведен на рисунке 2.13 для различных степеней поляризации P_0 . Как видно, эта зависимость гармонична и имеет период π , а максимальному значению геометрической фазы соответствует азимут поворота пластинки $\varphi_p \equiv s = \pi/4$.

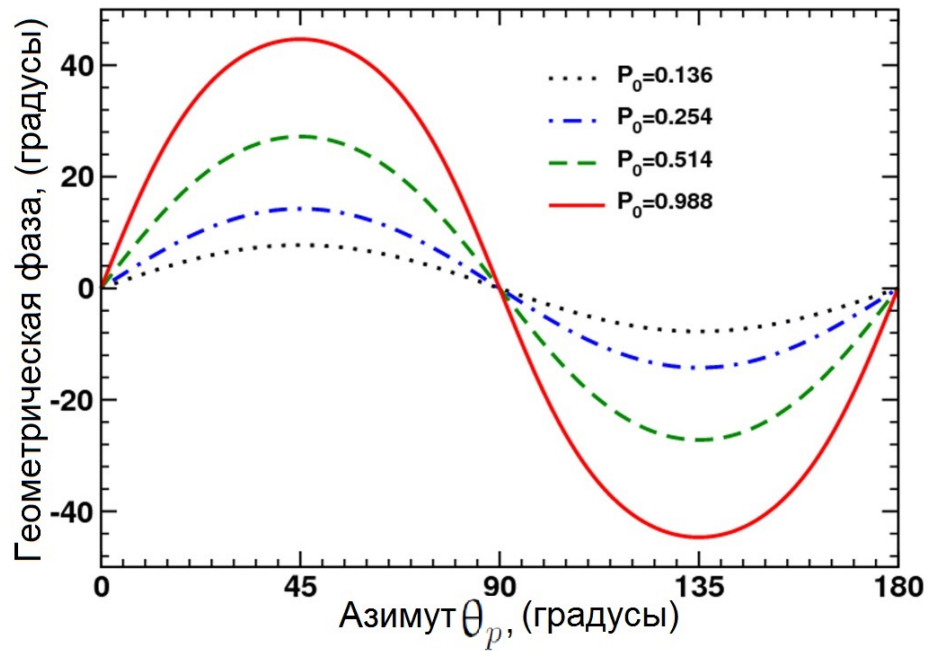


Рисунок 2.13 — Геометрическая фаза $\Phi_I = \Phi_U^{(12)}$ при различных степенях поляризации в зависимости от угла поворота оптической оси четвертьволновой пластинки [93].

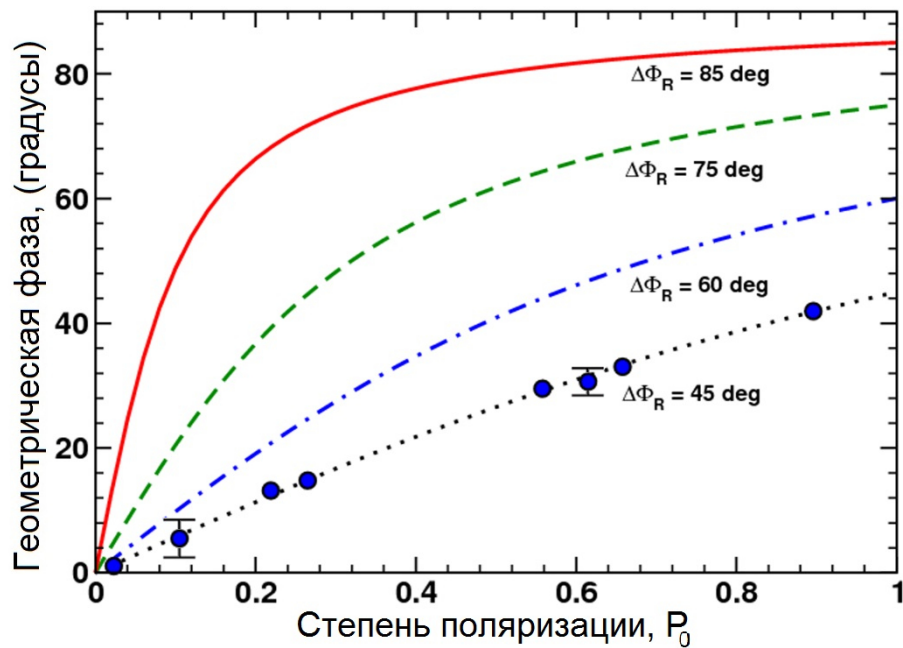


Рисунок 2.14 — Геометрическая фаза $\Phi_I = \Phi_U^{(12)}$ для различных углов поворота эллипса поляризации $\Delta\Phi_R$ и при фиксированном азимуте четвертьволновой пластинки $s = \pi/4$ в зависимости от степени поляризации P_0 [93].

Из рисунка 2.14 видно, что геометрическая фаза является возрастающей функцией степени поляризации света. Очевидно, что максимальное значение геометрической фазовой задержки соответствует повороту вращателем **ВП** собственных векторов поляризации на угол $\Delta\Phi_R = \pi/2$. К сожалению, при этом

угле поворота контраст интерференционных полос нулевой, и, как следствие, в этом случае эксперимент становится невозможным.

2.6 Выводы по главе 2

В главе экспериментально и теоретически исследована фазовая модуляция частично поляризованного света, возникающая на выходе из интерферометра в результате смещения поляризационных состояний интерферирующих волн. Такое смещение осуществлялось с помощью индуцируемого двулучепреломления, сопровождающегося поворотом оптических осей. В качестве модельной среды, в эксперименте использовались планарно ориентированные СЖК с эффектом деформированной спирали.

Так, в случае фазовой модуляции полностью неполяризованного света с помощью СЖК, рассмотренного в разделе 2.3, была показана нечувствительность к повороту оптической оси, а также продемонстрированы полосы сингулярности – геометрическое место точек, где фаза Панчаратнама не определена. В случае частично поляризованного света, рассмотренного в разделе 2.4, возникает дополнительный геометрический фазовый сдвиг, величина которого зависит от состояния поляризации света, проходящего через СЖК ячейку. В разделе 2.5 показано как интерферометрическая фаза зависит от степени поляризации P_0 .

По результатам данной главы на защиту выносятся следующие положения:

1. Интенсивность и фаза неполяризованного света при модуляции средой с индуцируемым двулучепреломлением инвариантна относительно поворота оптической оси, а фазовая задержка определяется полусуммой показателей преломления.
2. Геометрическая фаза, возникающая при интерференции частично поляризованных пучков света с различной эволюцией поляризационных состояний, зависит от степени поляризации.

Получены и опубликованы в журналах индексируемых WoS [67; 93], следующие результаты:

1. При модуляции неполяризованного света с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм в 50-мкм электрооптической ячейке на основе планарно ориентированного сегнетоэлектрического жидкого кристалла с субволновым шагом спирали получен фазовый сдвиг глубиной π , обусловленный средним показателем преломления.
2. При модуляции частично поляризованного света с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм в 50-мкм электрооптической ячейке на основе планарно ориентированного сегнетоэлектрического жидкого кристалла с субволновым шагом спирали в интерферометре Маха-Цендера получены дополнительные геометрические фазовые сдвиги глубиной от нуля, для степени поляризации $P_0 = 0$, до $\pi/6$ при $P_0 = 1$.
3. Для различных степеней поляризации P_0 измерен геометрический фазовый сдвиг на выходе интерферометра Маха-Цендера при модуляции эллиптичности входящего света от -1 до $+1$ и установленном в одно из плеч интерферометра гиротропном вращателе поляризации на угол 45° . Получен результирующий геометрический фазовый сдвиг в пределах от 0 до $\pi/4$ для степеней поляризации $P_0 = 0$ и $P_0 = 1$, соответственно.

Глава 3. Поляризационно нечувствительная фазовая модуляция в средах с индуцируемым двулучепреломлением

В главе рассмотрены оригинальные методы получения поляризационно нечувствительной модуляции света средами с индуцируемым двулучепреломлением, сопровождающимся поворотом оптической оси.

3.1 Чисто фазовая модуляция света в средах с индуцируемым двулучепреломлением

Предложен оригинальный метод получения поляризационно нечувствительной чисто фазовой модуляции света. Теоретически и экспериментально показано, что фазовая модуляция с помощью сред с индуцируемым двулучепреломлением может быть не чувствительна к состоянию поляризации. Показано, что фазовая задержка анизотропной среды может характеризоваться эффективным средним показателем преломления, равным полусумме собственных показателей. Метод универсален и может применяться к широкому спектру существующих модуляторов, включая ячейки Керра, Поккельса, а также сегнетокерамические, жидкокристаллические и фотоупругие модуляторы. Применяя метод к планарно ориентированным СЖК с субволновым шагом спирали, впервые экспериментально продемонстрирована высокоскоростная (4 кГц) поляризационно нечувствительная чисто фазовая модуляция света глубиной 2π .

Теория

Чисто фазовая модуляция подразумевает отсутствие каких либо изменений амплитуды и состояния поляризации проходящей через модулятор световой волны. Такие модуляторы являются ключевыми элементами для большого

количества оптических приложений и устройств [6]. Они также являются составными элементами ПВФМС, используемых как в адаптивной оптике и голографии [10; 100], так и в системах оптической связи, в задачах коррекции aberrаций [101], управления пучками света в пространстве [57], генерирования вихревых световых полей [102; 103] и в многих других приложениях.

Задача получения чисто фазовой модуляции относится к классу важных проблем. Так, невозможно представить современные цифровые и электронные технологии без процессов фотолитографии или систем отображения информации. В частности, развивающиеся сейчас технологии виртуальной и дополненной реальности базируются на фазовых модуляторах, возможности которых являются одним из основных ограничивающих факторов [6]. Наиболее важные характеристики фазовых модуляторов (см. раздел 1.1) – это глубина и скорость модуляции. К ним также можно отнести возможность организации отдельных модуляторов в плотный массив. Улучшение любой из этих характеристик является актуальной и востребованной на практике задачей.

Как упоминалось в разделе 1.1, наиболее распространенные фазовые модуляторы используют три основных подхода: 1) механическое изменение длины оптического пути луча (например, с помощью массива микрзеркал, биморфных зеркал); 2) изменение показателя преломления (в ЖК модуляторах, ячейках Керра, Поккельса и т. п.); 3) изменение состояния поляризации света (это, например, модуляция фазы Панчаратнама-Берри при помощи дифракционных волновых пластин). В наибольшей мере получению чисто фазовой модуляции света соответствуют зеркала. Однако, на сегодняшний день, ввиду технологических трудностей управления массивами микрзеркал и проблем с увеличением дискретности фазовой задержки, подходы, основанные на рефракции, являются предпочтительными. В последних, широкое распространение получили модулируемые анизотропные среды, особенно жидкие кристаллы, хотя, вообще говоря, оптический отклик жидких кристаллов не инвариантен относительно состояния поляризации модулируемого света [6].

Используя зеркало Фарадея для компенсации оптической разности хода, можно избавиться от двулучепреломления и получить чисто фазовую модуляцию. Эта техника применима к различным модулируемым средам: от нематических жидких кристаллов, для которых снимаются требования к поляризации света, до сегнетоэлектрических материалов (керамик и жидких

кристаллов) и фотоупругих сред, для которых ранее считалось, что чисто фазовая модуляция принципиально нереализуема.

Выяснилось, что такая фазовая модуляция анизотропной средой обуславливается изменением среднего показателя преломления, который равен полусумме главных значений. Таким образом, оказывается, что фазовая задержка, а также потери на отражение могут быть описаны аналогично случаю прохождения светом изотропной среды со средним показателем преломления.

Традиционным способом для получения чисто фазовой модуляции является использование 100%-но линейно поляризованного света и так называемого "*S-эффекта*", при котором происходит поворот оптической индикатрисы немагнитического ЖК в плоскости поляризации света. Этот подход был распространен на СЖК в работах [3; 11–13], и получил название "*эффект деформированной вертикально-ориентированной спирали в СЖК*" (анг. VADHFLC). Отметим, что помимо строгого требования использовать поляризованный свет, для управления требуется планарное электрическое поле. Последнее технически можно реализовать системой противоположно расположенных электродов (типа *встречно-штыревых*). Такие системы далеки от совершенства, так как получаемые с их помощью управляющие электрические поля неоднородны, с наибольшими локальными возмущениями вблизи электродов. Кроме того, ориентация таких СЖК оказывается неоднородной и, как следствие, ячейки рассеивают свет.

В 1993 году был предложен оригинальный фазовый модулятор для неполяризованного света [7]. В нем используется фазовый скачок на π при нормальном отражении света. При этом, согласно френелевским коэффициентам отражения, хиральность волны изменяет знак, т.е. левоциркулярный свет обращается в правоциркулярный и наоборот. Предложенный модулятор работает на отражение неполяризованного света и представляет собой последовательно расположенные ЖК ячейку с S-эффектом ($LC_S^{0^\circ}$), четвертьволновую пластинку (QWP^{45°) с азимутом 45° относительно плоскости S-эффекта и плоское зеркало (Mr): $\Leftrightarrow |_{LC_S}^{0^\circ} \Leftrightarrow |_{QWP}^{45^\circ} \Leftrightarrow |_{Mr}$. Легко показать, что в такой конфигурации пропускание четвертьволновой пластинки при отражении и обратном проходе поменяет местами x и y компоненты входящей волны: $(E_y, -E_x)^T = \mathbf{T}(\pi/2, \pi/4) \mathbf{Mr} \mathbf{T}(\pi/2, -\pi/4) (E_x, E_y)^T$, где использовались определения матриц пропускания волновых пластинок $\mathbf{T}(\varphi, \theta)$ (2.8), (2.47), а

так же матрицы пропускания зеркала [104; 105]

$$\mathbf{M}\mathbf{r} = \begin{pmatrix} r_{\parallel}^{(0)} & 0 \\ 0 & r_{\perp}^{(0)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

где $r_{\parallel}^{(0)}$ и $r_{\perp}^{(0)}$ – амплитудные коэффициенты отражения идеального зеркала.

Таким образом, при отражении света на зеркале и втором проходе через четвертьволновую пластинку, происходит обмен оптических путей для необыкновенного и обыкновенного лучей. В результате этого обмена обе ортогональные компоненты волны оказываются модулированными по фазе одинаково. Заметим что данная схема неприменима для сред, в которых оптические оси поворачиваются в плоскости волнового фронта.

Способ фазовой модуляции [9] тоже развивает идею обмена оптических путей для ортогональных состояний поляризации. В нем используется схема интерферометра Саньяка, аналогичная схеме, приводимой в разделе 3.2 (рис. 3.6). Хотя этот способ обеспечивает поляризационную нечувствительность, для своей реализации он уже требует чисто фазовый модулятор света. Он также непригоден для сред, где наблюдается поворот собственных оптических осей, таких как СЖК, фотоупругие среды, сегнетоэлектрические керамики и т. п. К дополнительным недостаткам этого способа относится некомпактность оптической схемы.

Кратко упомянем работы, в которых предлагается решение проблемы поворота оптической оси. Так, в работе [8] предложена "*QHQ-схема*", в которой планарная СЖК ячейка с полуволновой разностью фаз располагается между двумя четвертьволновыми пластинами. Однако, для достижения фазовой задержки глубиной π помимо того, что угол наклона молекул в смектических слоях θ должен быть равным 45° , полуволновая относительная фазовая задержка пластинки должна быть фиксированной. Получение таких материалов является технологически сложной и не до конца решенной задачей.

Другой способ предложен в [14] и [15], где используются планарно ориентированные СЖК ячейки. Этот способ, не позволяя получить чисто фазовую модуляцию, является хорошим компромиссом между глубиной фазовой задержки и допустимым искажением состояния поляризации волны. К достоинствам способа можно отнести его простоту и возможность установки модулятора в проходящем свете. К недостаткам относится тот факт, что для снижения нежелательных изменений состояния поляризации света необходимо увеличивать

толщину слоя СЖК. Как следствие, это приводит к снижению пространственного разрешения и увеличивает амплитуду управляющего поля.

Метод фазовой модуляции, предложенный в диссертационной работе, можно использовать для планарных СЖК с эффектом деформированной спирали и тем самым решить проблему получения чисто фазовой модуляции света в них. В основе предлагаемого метода лежит идея компенсации относительной разности хода, возникающей при прохождении волны через анизотропную среду. Обычно такая компенсация реализуется с помощью последовательного прохода волнового фронта через вторую анизотропную среду. При этом разность хода, приобретенная в первой среде, должна компенсироваться второй средой, называемой компенсатором [106; 107].

Как уже упоминалось, одним из способов компенсации, используемым для борьбы с нежелательными поляризационными эффектами при распространении света в волокнах и через несовершенные оптические системы, является применение так называемого *зеркала Фарадея* [108–110]. Идея способа заключается в двойном проходе анизотропной среды, в прямом и обратном направлении, при этом между проходами обыкновенная и необыкновенная компоненты волны меняются местами с помощью зеркала Фарадея. Покажем здесь, что применение зеркала Фарадея не только позволяет сохранить исходное состояние поляризации, но и выделяет общий фазовый множитель, зависящий от среднего показателя преломления анизотропной среды. При этом, важным свойством предлагаемого метода является инвариантность относительно поворота оптических осей.

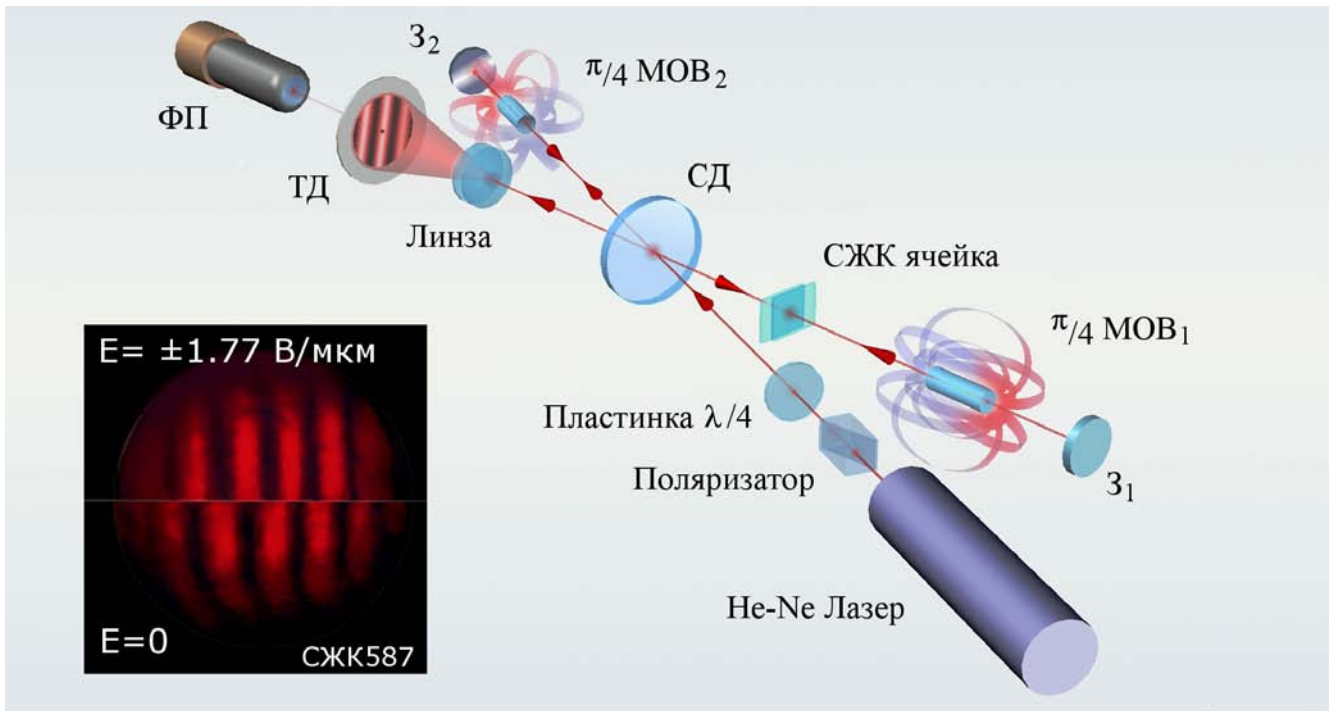
В качестве модельной среды, будем использовать планарные СЖК с субволновым шагом спирали. Для них изменение главных показателей преломления n_{\pm} под действием электрического поля E можно описать простыми зависимостями:

$$n_{+} \approx n_h + \beta_{+} E^2, \quad (3.2a)$$

$$n_{-} \approx n_p + \beta_{-} E^2, \quad (3.2b)$$

где $n_{h,p}$ – начальные значения показателей преломления среды (при $E = 0$); β_{\pm} – коэффициенты Керра (подробнее, см. выражения (1.17) раздела 1.2).

Для описания предлагаемого метода обратимся к рисунку 3.1, где изображена экспериментальная установка на основе интерферометра Майкельсона.



СД - светоделитель, $\pi/4$ $\text{MOB}_{1,2}$ - магнитооптические вращатели поляризации на угол 45° , $\text{Z}_{1,2}$ - зеркала, ТД - экран с точечной диафрагмой, ФП - фотоприемник.

Рисунок 3.1 — Экспериментальная установка на основе интерферометра Майкельсона для исследования чисто фазовой модуляции света. На вставке показаны фотографии интерференционных полос на выходе из интерферометра, демонстрирующие фазовый сдвиг на π [111].

Как мы убедимся ниже (см. выражения (3.9, 3.10)), предметное плечо интерферометра, содержащее СЖК ячейку, является чисто фазовым модулятором света. При этом на выходе из модулятора азимут поляризации окажется повернутым на 90° , а знак эллиптичности изменится на противоположный. Эти изменения не зависят от управляющего поля и свойств среды и при необходимости легко могут быть скорректированы установкой дополнительного компенсатора.

В установке, неполяризованный луч гелий-неонового лазера падает на светоделитель СД, где разделяется на два луча: предметный, распространяющийся в предметном плече, которое содержит СЖК ячейку, установленную по нормали, и опорный, распространяющийся в опорном плече, содержащем зеркало Z_2 . После прохождения плеч, лучи интерферируют на том же светоделителе СД, а интерференционная картина проецируется с увеличением на экран с точечной диафрагмой ТД. За экраном находится линейный фотоприемник ФП. Для части эксперимента входной луч опционально пропусклся через поляризатор и волновую пластинку $\lambda/4$.

Световое поле за точечной диафрагмой можно коротко записать как

$$\mathbf{M}_{out} = \mathbf{T} \mathbf{M}_{in} \mathbf{T}^\dagger, \quad (3.3)$$

где \mathbf{M}_o и \mathbf{M}_o – входная и выходная матрицы когерентности, а матрица пропускания

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}_s + \mathbf{T}_r \quad (3.4)$$

является суммой операторов эволюции предметного \mathbf{T}_s и опорного \mathbf{T}_r плеч.

Поскольку предметное плечо интерферометра отличается от опорного только наличием среды с индуцируемым двулучепреломлением, начнем описание с эволюции волны в опорном плече, в котором перед зеркалом \mathfrak{Z}_2 установлен магнитооптический вращатель поляризации \mathbf{MOB}_2 на угол 45° . Этот вращатель необходим для компенсации аналогичного вращения поляризации в предметном плече. Эволюцию света в опорном плече можно записать как

$$\mathbf{T}_r = \mathbf{T}_F = \mathbf{R}(-\pi/4) \boldsymbol{\sigma}_3 \mathbf{R}(\pi/4) = -\boldsymbol{\sigma}_3 \mathbf{R}(\pi/2), \quad (3.5)$$

где $\boldsymbol{\sigma}_3$ см. (1.20).

Обратим внимание на то, что, в отличие от обычных волновых пластинок и вращателей, магнитооптический вращатель представляет собой поляризационно невзаимную среду, в которой отсутствует симметрия обращения времени [112]. Собственные поляризационные оси волны, распространяющейся к зеркалу и обратно, будут вращаться в одном и том же направлении, определенном ориентацией магнитного поля [113]. В случае используемого вращателя на 45° полный поворот за два прохода составит 90° . Также отметим, что, в отличие от полуволновой пластинки $\mathbf{T}(\pi/2, \pi/4) = \boldsymbol{\sigma}_1$, одна из компонент электрического поля световой волны изменит свой знак. Описанное здесь опорное плечо образует *зеркало Фарадея*.

Для описания эволюции волны в предметном плече рассмотрим вначале распространение света через СЖК ячейку. Так, матрица пропускания для света, распространяющегося в направлении зеркала Фарадея, имеет вид

$$\mathbf{T}_{\rightarrow} = \mathbf{R}(\Psi_d) \mathbf{T}_{\pm} \mathbf{R}^{-1}(\Psi_d), \quad (3.6)$$

где

$$\mathbf{T}_{\pm} \approx \begin{pmatrix} e^{i\Phi_+} & 0 \\ 0 & e^{i\Phi_-} \end{pmatrix}, \quad \Phi_{\pm} = n_{\pm} k_{vac} \mathcal{D}. \quad (3.7)$$

Прохождение света в обратном направлении, от зеркала Фарадея, можно описать с помощью соотношения (см., например, выражение (40) в [5])

$$\mathbf{T}_{\leftarrow} = \sigma_3 \mathbf{T}_{\rightarrow} \sigma_3. \quad (3.8)$$

Теперь можно описать прохождение света через предметное плечо с помощью общего оператора эволюции, который выражается через матрицу зеркала Фарадея (3.5) и матрицу пропускания СЖК ячейки (3.6) и (3.8) следующим образом:

$$\mathbf{T}_s = \mathbf{T}_{\leftarrow} \mathbf{T}_F \mathbf{T}_{\rightarrow} = e^{i\Phi} \mathbf{T}_F, \quad (3.9)$$

где использовано соотношение $\mathbf{R}(-\pi/2) \text{diag}(a,b) \mathbf{R}(\pi/2) = \text{diag}(b,a)$.

Выражение (3.9) описывает пропускание чисто фазового модулятора света, не чувствительного к повороту оптических осей среды и не изменяющего состояние поляризации света. Действительно, пропускание предметного плеча сводится к матрице зеркала Фарадея и фазовому множителю $e^{i\Phi}$, показатель которого

$$\Phi = \Phi_+ + \Phi_- \quad (3.10)$$

представляет собой *среднюю фазовую задержку*, набегающую на собственных значениях показателей преломления (3.2 и 3.7).

Для того чтобы компенсировать поляризационные изменения, вызванные зеркалом Фарадея, пропустим выходное излучение еще раз через дополнительное зеркало Фарадея (например, как показано на рисунке 3.2)

$$\mathbf{T}_s^{(Iso)} = \mathbf{T}_F \mathbf{T}_F e^{i\Phi} = \mathbf{I} e^{i\Phi}, \quad (3.11)$$

где $\mathbf{I} = \text{diag}(1,1)$ – единичная 2×2 матрица. Отметим, что в случаях, когда требуется только частичная компенсация, (например, компенсация только хиральности или азимута поляризации), вполне можно обойтись обычными компенсаторами в проходящем свете (волновыми пластинками и гиротропными вращателями поляризации).

Среднюю фазу (3.10) легко выразить через начальные показатели преломления и коэффициенты Керра:

$$n = \frac{n_+ + n_-}{2} = n_0 + \frac{\beta}{2} E^2, \quad \beta = \beta_+ + \beta_-, \quad (3.12)$$

где $n_0 = (n_h + n_p)/2$ – начальный средний показатель преломления при $E = 0$.

Для того чтобы описать интенсивность за точечной диафрагмой на выходе из интерферометра, достаточно вычислить след матрицы (3.3)

$$\frac{I(\Phi)}{I_0} \equiv \frac{\text{Tr } \mathbf{M}_{\text{out}}}{\text{Tr } \mathbf{M}_{\text{in}}} \propto \{1 + \cos(\Phi_+ + \Phi_-)\}. \quad (3.13)$$

Видно, что выходная интенсивность (3.13) не зависит от угла Ψ_d и двулучепреломления

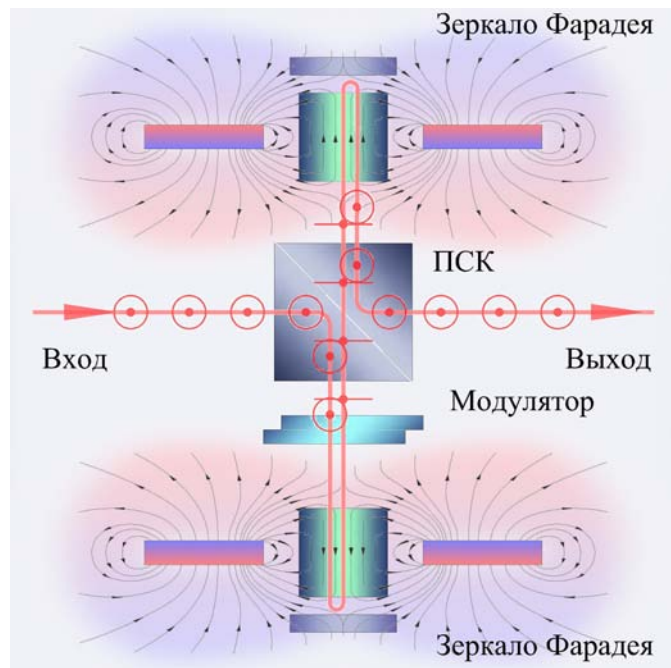
$$\Delta n = n_+ - n_- = \Delta n_0 + \Delta \beta E^2, \quad \Delta \beta = \beta_+ - \beta_-, \quad (3.14)$$

где $\Delta n_0 = n_h - n_p$ – начальное двулучепреломление (для рассматриваемой среды при $E = 0$).

В заключение этого подраздела отметим особую роль светоделителя СД. В общем случае, светоделитель не является поляризационно равнозначным элементом для прошедшей и отраженной волн, это может приводить к искажению исходной поляризации [114]. Действительно, обозначив матрицу пропускания светоделителя, работающего на отражение как \mathbf{BS}_r , а на пропускание как \mathbf{BS}_{tr} , в общем случае, имеем: $\mathbf{BS}_r \mathbf{T}_F \mathbf{BS}_{tr} \neq \mathbf{BS}_{tr} \mathbf{T}_F \mathbf{BS}_r$. Однако, при нормальном падении света на светоделитель отличия в амплитудных коэффициентах отражения исчезают. Таким образом, для неизвестной входной поляризации можно рекомендовать способ установки светоделителя, близкий к нормальному падению света, который и использовался в данной работе. В случае же заданной входной поляризации всегда возможна компенсация поляризационных изменений, вносимых светоделителем. Приведем на рисунке 3.2 пример оптической схемы модулятора, где светоделитель установлен под углом 45° к плоскости поляризации входящего линейно поляризованного света. Волна на выходе из него испытает только среднюю фазовую задержку в соответствии с выражением (3.11).

Эксперимент

Поскольку техника эксперимента была аналогичной описанной в разделе 2.2, здесь обсудим лишь некоторые технические детали конструкции



ПСК - поляризационный светоделительный кубик.

Рисунок 3.2 — Оптическая схема чисто фазового модулятора для линейно поляризованного света. Модулятор может использовать среды с вращающимися оптическими осями.

интерферометра и основные отличия в технике эксперимента. Так, в качестве магнитооптической среды использовалось стекло "MR 3-2" (Xi'an Aofa Optoelectronics Tech Inc., Китай) размерами 12,7x4d мм с константой Верде -96 рад/Т·м для длины волны 632,8 нм. Магнитное поле создавалось кольцеобразным постоянным неодимовым магнитом ($Nd_2Fe_{14}B$) с размерами D60xd6x30 мм³ и (измеренной по факту) напряженностью магнитного поля $\approx 1,28$ Т на поверхности и около 0,7 Т аксиально, внутри канала диаметром 6 мм. Тонкая подстройка углов вращения осуществлялась продольным смещением магнитооптического стекла вдоль осей магнитов с контролем по схеме со скрещенными поляризатором и анализатором. Лазерный луч предварительно пространственно фильтровался и коллимировался до диаметра ≈ 20 мм. Затем ирисовой диафрагмой из него выделялась центральная часть диаметром ≈ 3 мм.

Интерферометр так же, как и в разделе 2.5, настраивался в полосах конечной толщины. Период интерференционной картины был в 100 раз больше диаметра точечной диафрагмы (≈ 150 мкм). Ошибка, возникающая вследствие свертки профиля интенсивности и апертуры точечной диафрагмы, не превышала величины $\approx 5 \times 10^{-3}$. Как уже упоминалось, для того, чтобы поляризующее действие светоделителя было малым и не фиксировалось в эксперименте, угол падения света на него не превышал 2° . Показанная на рисунке 3.1 поляризации

онная оптика (поляризатор и четвертьволновая пластика) использовалась для подтверждения нечувствительности фазовой модуляции к состоянию поляризации входящего света.

В эксперименте данного раздела использовались жидкие кристаллы СЖК₅₈₇ и СЖК₅₈₇Ф₇ [17], изготовленные в Физическом институте им П.Н. Лебедева. Отметим, что кристалл СЖК₅₈₇ был использован в работе по фазовой модуляции [14]. Физические характеристики материала, приведенные в [14], используются для теоретических расчетов показателей преломления (3.2) и выходной интенсивности (3.13). Для удобства эти характеристики приведены в таблице 3. Материал СЖК₅₈₇Ф₇ использовался в работе [15], и его характеристики приводятся в табл. 2 раздела 2.5.

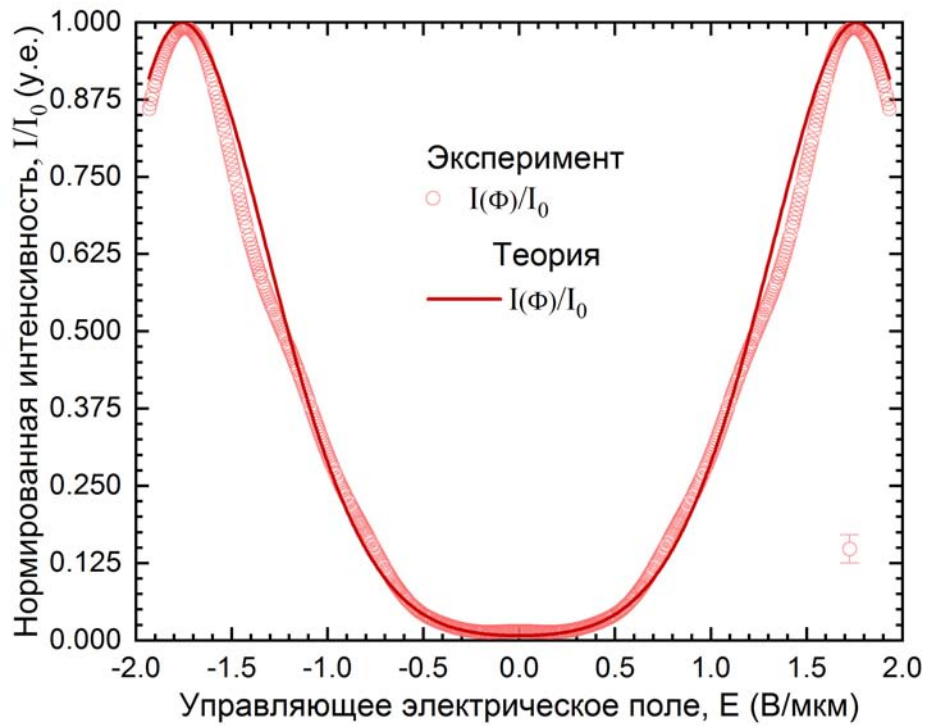
Таблица 3 — Параметры жидкокристаллической смеси СЖК₅₈₇ [14]

параметр	измерено	рассчитано	
n_h	≈ 1.67	1.6740	
n_p	≈ 1.57	1.5663	
ε_{\parallel}		3.13	
ε_{\perp}		2.3	
r_2		1.05	параметр двуосности
θ	35.5°		
P_s/χ_E	4.83		В/мкм
\mathcal{D}	≈ 50	49.53	мкм
λ	632.8		нм
β_+		$\approx 6.03\text{E-}03$	см. 3.2а
β_-		$\approx -4.12\text{E-}03$	см. 3.2б

В отличие от указанной в разделе 2.5 формы управляющего напряжения, в эксперименте использовался стандартный сигнал треугольной формы ($\wedge\wedge\wedge\wedge$) с частотой $f = 200$ Гц и амплитудой электрического поля 2 В/мкм.

После включения СЖК ячейки в цепь питания картина полос начинала сдвигаться как целое. При этом контраст интерференционной картины оставался неизменным и близким к единице. Сигнал пропорциональный интенсивности света, регистрируемый фотоприемником (ФЭУ-68), приведен на рисунке 3.3. Из рисунка видно, что при поле $\pm 1,77$ В/мкм волна испытывает задержку π (см. выражение (3.13)). На вставке рисунка 3.1 показаны фотографии этого момента (вверху) и исходной картины полос ($E = 0$).

По экспериментальным значениям интенсивности, показанным на рисунке 3.3, легко получить зависимость приращения среднего показателя преломления (3.12) от управляющего электрического поля, приведенную на рисунке 3.4. Для



Использовалась планарная ячейка, заправленная смесью СЖК₅₈₇, толщиной 50 мкм.

Рисунок 3.3 — Интенсивность на выходе интерферометра, обусловленная сдвигом интерференционных полос (см. рис. 3.1) [111].

наглядности этот результат можно сравнить с другим экспериментом, в котором модуляция интенсивности зависит уже от относительной фазы $\Delta\Phi$ (силы двулучепреломления Δn). Этот эксперимент описан в следующем разделе 3.2, где соответствующие кривые показаны на рисунке 3.7 кривой $\Delta\Phi = \Delta n k_{vac} \mathcal{D}$. Сплошные кривые на обоих рисунках получены теоретически с помощью характеристик СЖК, взятых из [14] (см. табл. 3). Как видно, теоретические и экспериментальные данные хорошо совпадают. Из рисунков следует, что в отличие от разности показателей преломления (от двулучепреломления), изменение среднего показателя преломления $\beta/2 E^2$ оказывается незначительным ($\approx 0,004$).

Указанное изменение среднего показателя преломления является характеристикой конкретного СЖК₅₈₇ и может быть большим для другого кристалла. Кроме того, при уменьшении длины волны света должны увеличиваться значения показателей преломления среды (вследствие дисперсии), что также будет приводить к увеличению глубины фазовой модуляции. Поэтому используя второй жидкий кристалл СЖК_{587Ф7} и лазер, излучающий зеленый свет с длиной волны $\lambda = 532$ нм, была получена чисто фазовая модуляция света глубиной 2π при частоте 4 кГц (частота управляющего поля 2 кГц). Соответствующая экс-

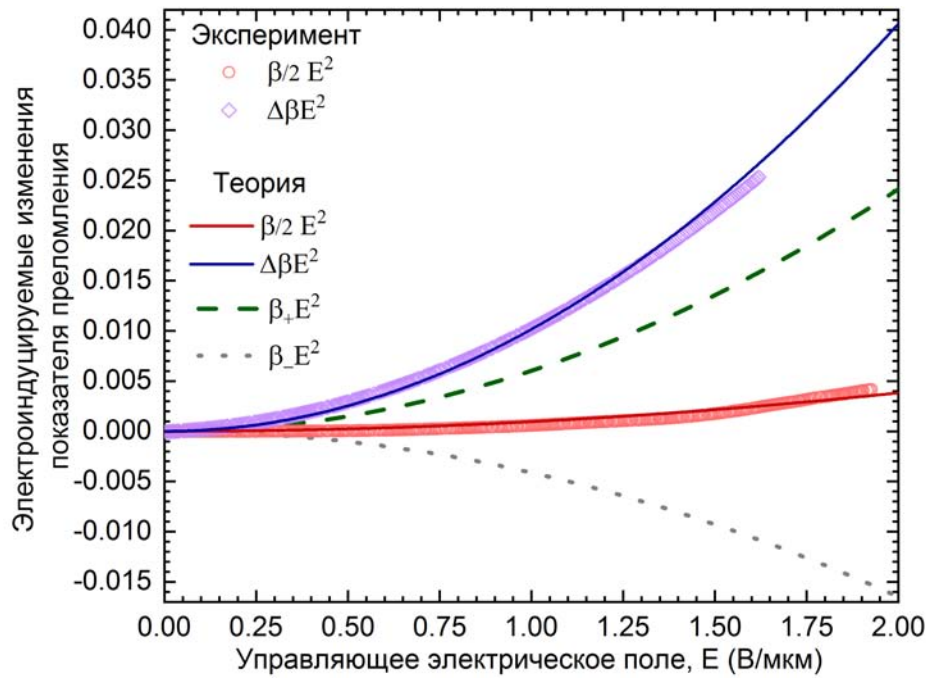


Рисунок 3.4 — Электроиндуцируемые изменения эффективных показателей преломления СЖК₅₈₇ [111].

периментальная осциллограмма сигнала с фотоприемника **ФП** приведена на рисунке 3.5. Отметим, что в этом эксперименте излучение лазера было линейно поляризованным. Кроме того потребовалась перенастройка зеркал Френеля.

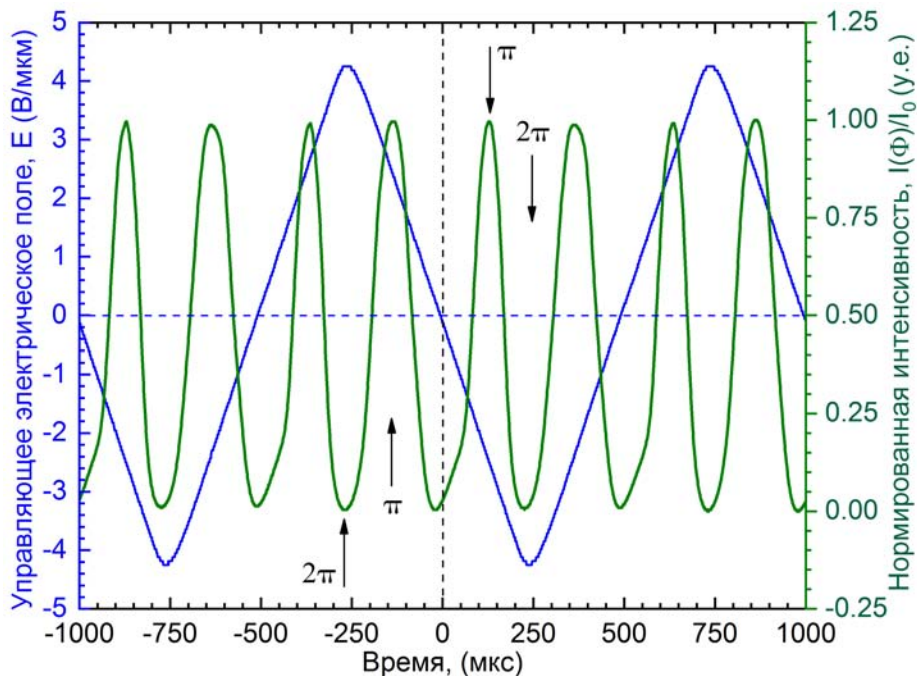


Рисунок 3.5 — Осциллограмма чисто фазовой модуляции света с частотой 4 кГц и глубиной 2π , полученная в зеленом свете ($\lambda = 532$ нм) для ячейки толщиной 50 мкм, заполненной смесью СЖК₅₈₇Ф₇ [111].

Проверка нечувствительности к состоянию поляризации входящего света осуществлялась путем установки на вход интерферометра поляризатора и комбинации поляризатора и четвертьволновой пластинки. Азимуты поляризационных элементов варьировались с тем, чтобы получать различные эллиптичности входного света. Кроме 100% поляризованного света, получаемого с помощью призмы Глана-Томсона, использовался термически деградированный дихроичный поляроид со степенью поляризации $P_0 = 65,8\%$ в качестве частичного поляризатора.

В заключение данного раздела отметим, что чисто фазовая модуляция света является следствием малой асимметрии коэффициентов Керра β_{\pm} использованной среды. Так, максимальная разница между эффективными средними показателями преломления не превышала 4×10^{-3} . Очевидно, что оптимизация материала для предлагаемого метода чисто фазовой модуляции света требует увеличения асимметрии указанных коэффициентов Керра. Такая оптимизация позволит уменьшить как управляющие напряжения, так и размер модулятора (пикселя) в составе массива (матрицы). Кроме того, возможность массового применения этого метода определяется дальнейшим прогрессом в области магнитооптических материалов. Так, усовершенствование тонкопленочных вращателей на *"гигантском эффекте Фарадея"* [115; 116] с доведением азимута поворота до необходимого угла в 45° создаст необходимые условия для появления быстрых ПВФМС нового поколения.

3.2 Поляризационно нечувствительная модуляция интенсивности света с помощью относительной фазовой задержки

Предложен оригинальный метод получения поляризационно нечувствительной модуляции интенсивности света с помощью относительной фазовой задержки, возникающей в средах с индуцируемым двулучепреломлением. Теоретически и экспериментально показана нечувствительность метода к повороту оптической оси. Экспериментально, применяя метод для исследования оптических свойств планарно ориентированных сегнетоэлектрических жидкокристаллических ячеек с эффектом деформированной спирали, продемонстрирована модуляция интенсивности частично поляризованного света, обусловленная исключительно изменением разности показателей преломления под действием управляющего электрического поля.

Теория

В продолжение рассмотренной в предыдущем подразделе нечувствительной к состоянию поляризации чисто фазовой модуляции света, рассмотрим метод модуляции интенсивности света с помощью относительной фазовой задержки, применимый к средам с индуцируемым двулучепреломлением. Предлагаемый метод также инвариантен относительно поляризации модулируемого света и не чувствителен к повороту оптических осей в плоскости волнового фронта.

Обычно, под относительной фазовой задержкой понимается разность фаз между обыкновенной и необыкновенной компонентами волны, распространяющейся через анизотропную среду. Модуляция интенсивности достигается с помощью оптической схемы, в которой анизотропная среда помещается между скрещенными поляризатором и анализатором. В результате сложения на анализаторе обыкновенной и необыкновенной компонент световой волны выходная интенсивность окажется зависящей от относительной разности фаз, пропорциональной двулучепреломлению, и угла поворота оптической оси. Такая

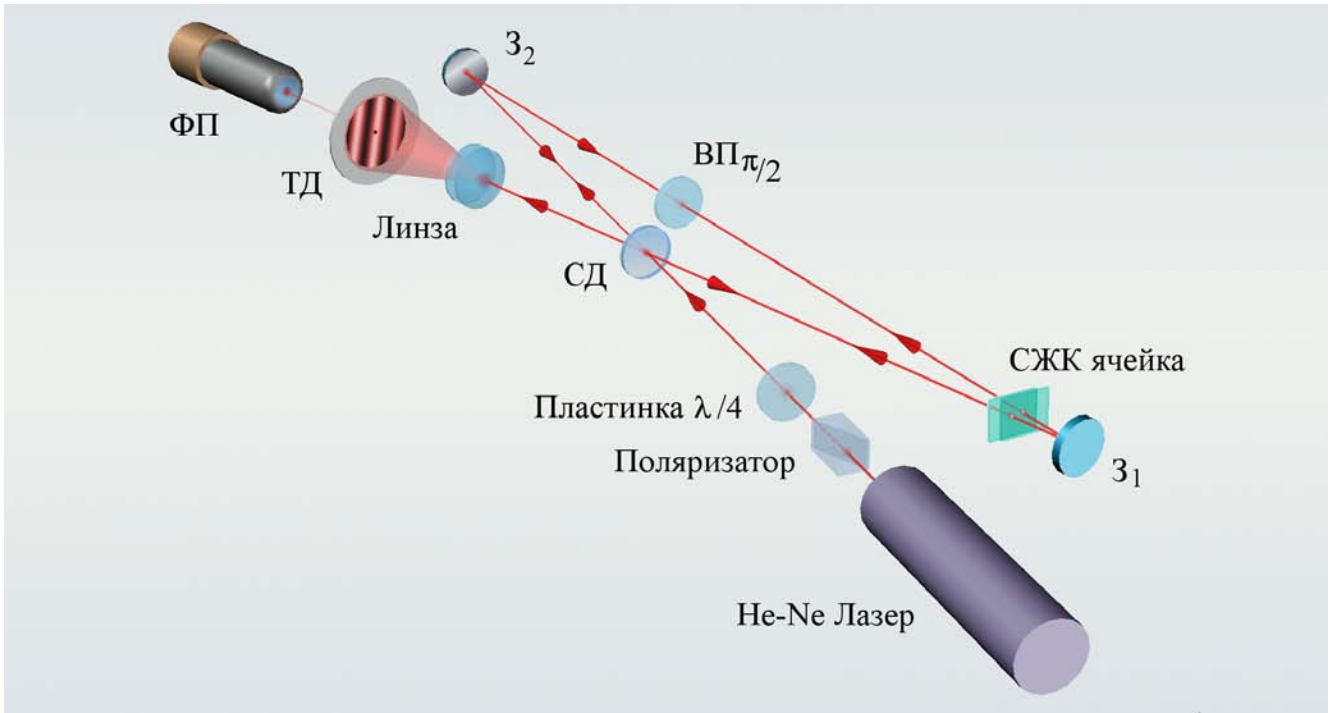
оптическая схема называется *плоским полярископом* или просто *полярископом*. Кроме плоского полярископа, на практике используется также *циркулярный полярископ*, который исключает влияние поворота оптической оси [113; 117]. Однако, заметим, что все обычные методы, использующие относительную фазовую задержку, предполагают использование поляризованного света. При этом, поляризация выходящего света оказывается зависящей от конкретной реализации оптической схемы (например, задается осью анализатора).

Предлагаемый метод основан на использованной оптической схеме, выполненной по типу интерферометра Саньяка, в каждом из плеч которого свет распространяется через оптический вращатель поляризации на 90° и анизотропную среду с индуцируемым двулучепреломлением. Однако, для встречных пучков, распространяющихся в кольцевом интерферометре, эволюция волн окажется различной в зависимости от порядка прохождения анизотропных элементов (вращателя и среды). Рассмотрим оптическую схему интерферометра, приведенную на рисунке 3.6. Световые пучки после светоделителя $\mathbf{СД}$ распространяются навстречу друг другу. Один из пучков, отраженный от зеркала $\mathbf{З}_2$, проходит сначала вращатель поляризации $\mathbf{ВП}_{\pi/2}$, а затем планарную СЖК ячейку, использованную в качестве анизотропной среды. Показанная на рисунке комбинация зеркала $\mathbf{З}_1$ и СЖК ячейки обеспечивает работу в режиме отражения. Второй пучок сначала проходит сквозь СЖК ячейку в режиме отражения и только затем вращатель поляризации. Различие в оптических путях возникает из-за наличия в схеме анизотропной среды. Интенсивность выходного поля оказывается промодулированной в результате интерференции волн на том же светоделителе $\mathbf{СД}$ и будет зависеть от относительной разности фаз, возникающей в среде.

Поле на выходе из интерферометра описывается общими выражениями (3.3) и (3.4), приведенными в предыдущем подразделе. Входящие в них матрицы пропускания переобозначим как $\mathbf{T}_{1,2}$ (так как отсутствует разделение на сигнальную и опорную волну). Оператор эволюции СЖК ячейки, работающей в режиме отражения, можно записать в виде

$$\mathbf{T}_{\rightleftharpoons} = \mathbf{T}_{\rightarrow} \mathbf{M}_r \mathbf{T}_{\leftarrow}, \quad (3.15)$$

где использовались определения (3.6) и (3.8). Теперь матрицы пропускания для



СД - светоделитель, ВП $\pi/2$ - вращатель поляризации на угол 90° , З $_{1, 2}$ - зеркала, ТД - экран с точечной диафрагмой, ФП - фотоприемник

Рисунок 3.6 — Экспериментальная установка на основе интерферометра Саньяка для исследования поляризационно нечувствительной модуляции интенсивности света, основанной на относительной разности фаз.

встречных пучков можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_1 &= \mathbf{T} \rightleftharpoons \mathbf{R}(\pi/2), \\ \mathbf{T}_2 &= \mathbf{R}(\pi/2) \mathbf{T} \rightleftharpoons. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Очевидно, что единственное отличие в эволюции пучков продиктовано порядком прохождения вращателя поляризации.

Используя (3.4), запишем выражение для пропускания интерферометра

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}_1 + \mathbf{T}_2 = \{e^{i2\Phi_+} + e^{i2\Phi_-}\} \sigma_1 = 2e^{i\Phi} \cos(\Delta\Phi) \sigma_1. \quad (3.17)$$

где σ_1 — матрица Паули, она же матрица полуволновой пластинки, осуществляющей поворот азимута поляризации на 90° [85, стр. 216]; Φ_{\pm} — фазы для ортогональных компонент волны, прошедшей через СЖК ячейку (см. формулу (3.7)), а $\Delta\Phi$ дано выражением (3.14).

Таким образом, поляризационно зависящая часть пропускания определяется фиксированной матрицей σ_1 , которая не зависит от параметров среды. Такое поляризационное преобразование может быть скомпенсировано так, чтобы входное и выходное состояния поляризации были одинаковыми. Кроме того,

в выражение для пропускания (3.22) не вошел угол поворота собственных осей среды Ψ_d , что позволяет использовать среды с индуцированным двулучепреломлением, сопровождающимся вращением оптических осей.

Интенсивность на выходе из интерферометра

$$\frac{I(\Delta\Phi)}{I_0} \equiv \frac{\text{Tr } \mathbf{M}_{\text{out}}}{\text{Tr } \mathbf{M}_{\text{in}}} \propto \{1 + \cos [2(\Phi_+ - \Phi_-)]\} = 2 \cos^2(\Delta\Phi) \quad (3.18)$$

зависит только от относительной разности фаз $\Delta\Phi$. Важным обстоятельством является то, что модуляция интенсивности, описываемая выражением (3.18), оказывается инвариантной относительно входной поляризации (состояния и степени поляризации) и не изменяет ее. Кроме того, интенсивность оказывается нечувствительной к повороту оптической оси.

Эксперимент

В эксперименте использовалась та же планарно ориентированная ≈ 50 -мкм СЖК ячейка, что и в предыдущем разделе (заполненная кристаллом СЖК587). К качеству вращателя поляризации использовался гиротропный вращатель поляризации **ВП** на угол 90° , вырезанный из α -кварца перпендикулярно оптической оси. Отметим, что поляризационное действие различных типов вращателей оказывается неодинаковым. Это различие будет обсуждено ниже.

Интерферометр настраивался в полосах конечной толщины. Выходная картина интерференции проецировалась с увеличением на экран с точечной диафрагмой. При этом период интерференционной картины примерно в 100 раз превышал диаметр диафрагмы. За диафрагмой устанавливался фотоприемник, сигнал с которого, параллельно с управляющим сигналом, поступающим на СЖК ячейку, оцифровывался 12-битным АЦП.

После подачи на электроды СЖК ячейки управляющего напряжения формой ($\wedge \wedge \wedge \wedge$) картина полос начинала сдвигаться как единое целое. При этом контраст интерференционной картины оставался неизменным и близким к единице. Зависимость интенсивности света на выходе интерферометра от электрического поля приведена на рисунке 3.7. Сплошными кривыми показан результат теоретического расчета, который, как видно, находится в хорошем

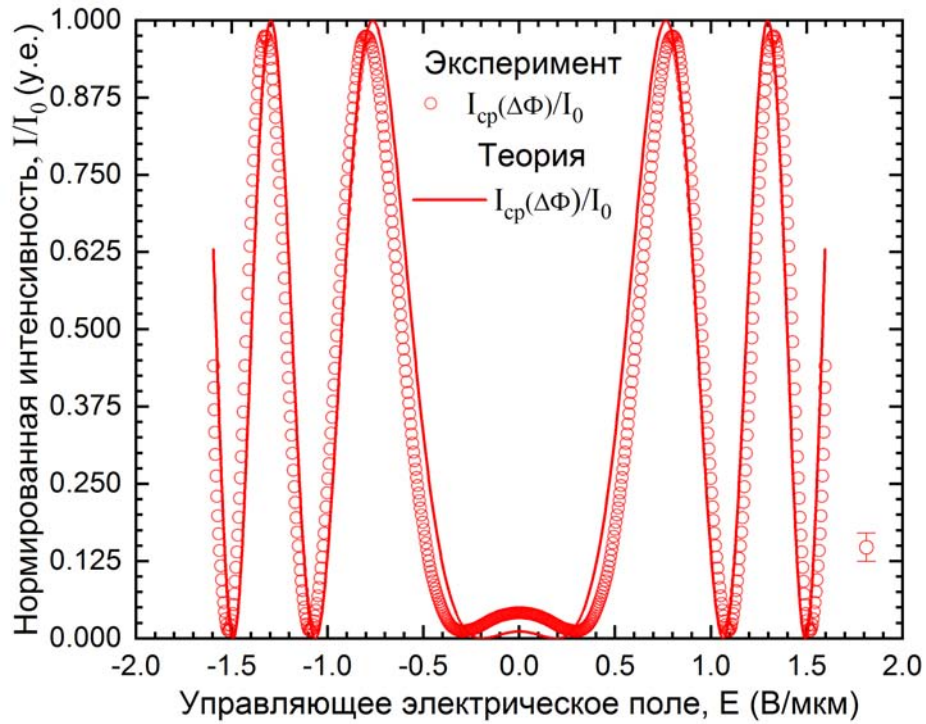


Рисунок 3.7 — Интенсивность света на выходе из интерферометра Саньяка (см. рис. 3.6) для ячейки толщиной ≈ 50 мкм, заполненной смесью СЖК₅₈₇.

согласии с экспериментальными данными. Отметим гораздо большую глубину модуляции по сравнению со случаем чисто фазовой модуляции. Действительно, согласно (3.2) электрозависимая часть разности показателей преломления для СЖК оказывается пропорциональна сумме абсолютных значений приращений (см. выражение (3.14), где коэффициент β_- отрицательный). Данное обстоятельство иллюстрируется рисунком 3.4, где показана электроиндуцируемая разница между показателями преломления $\Delta\beta E^2$.

Отдельного обсуждения заслуживает роль вращателя поляризации $\mathbf{ВП}_{\pi/2}$. Как указывалось ранее, использование разных типов вращателей приводит к неодинаковому пропусканию интерферометра, описываемому выражением (3.22). Не все они пригодны для рассматриваемой поляризационно нечувствительной модуляции интенсивности света средами с отклоняющейся оптической осью. Так, наиболее распространенные полуволновые пластинки, в том числе выполненные в виде призм (например, ромб Френеля), в силу наличия собственных осей, чувствительны к азимуту входной поляризации. Они также изменяют знак эллиптичности прошедшей волны. Эти обстоятельства делают их неприменимыми для целей данного раздела.

Обсудим также оптические элементы, реализующие эффект Рейнша [106, стр. 173], и жидкие кристаллы в режиме пропускания Могена [118, стр. 215], которые можно отнести к структурным оптически активным средам. Данные среды имеют слоистую структуру. Каждый слой, будучи двулучепреломляющим, повернут относительно следующего слоя на некоторый малый угол. Все вместе слои образуют спираль (с осью, перпендикулярной слоям), которую можно характеризовать числом витков на единицу длины. Для вращения поляризации свет должен распространяться перпендикулярно слоям (вдоль оси спирали). При этом общее количество слоев обуславливает величину угла поворота поляризации. Вращение без изменения эллиптичности достигается для режима, в котором специальным образом согласованы длина волны света и число витков. При этом для различных входных поляризаций условия согласования будут отличаться [118]. Таким образом, такие вращатели поляризации также оказываются чувствительными как к азимуту, так и к эллиптичности входной волны.

Другой тип вращателей – это пластинки из оптически активных сред, таких как магнитооптические и немагнитные гиротропные среды. Для рассматриваемой оптической схемы (см. рис. 3.6) они по-разному будут действовать на поляризацию проходящих пучков света. В случае установки магнитооптического вращателя поворот поляризации будет происходить в одну и ту же сторону для встречных пучков. В случае же обычных, гиротропных вращателей поляризации повороты для обоих пучков окажутся противоположными. На практике это отличие магнитооптических и немагнитных вращателей сводится только к разным относительным геометрическим фазовым набегам. Так, в первом случае геометрическая фаза будет равна нулю, а во втором равна π . Поскольку эти значения постоянны, они не окажут никакого влияния на рассматриваемый метод модуляции. Таким образом, в качестве вращателя поляризации $\mathbf{ВП}_{\pi/2}$ можно использовать оба эти типа.

В заключение раздела скажем, что предлагаемый метод модуляции интенсивности света с помощью относительной фазовой задержки отличается технической простотой реализации. Интерферометр Саньяка легко юстируется и не чувствителен к вибрациям и воздушным потокам. Оптическая схема содержит только один относительно дорогой элемент – вращатель поляризации. Метод не чувствителен ни к состоянию, ни к степени поляризации света и позволяет, например, исследовать индуцированное двулучепреломление без

привычных схем полярископов. В случае же использования ахроматических вращателей поляризации метод позволяет работать в полихроматическом свете, что делает его перспективным для таких устройств, как Фурье-спектрометры [119], интерферометрические и модуляционные эллисометры [86, стр. 303; 306] и т. п.

3.3 Разделение главных напряжений в плоской задаче фотоупругости

Используя результаты полученные в разделах 3.1 и 3.2, предложен метод получения суммы нормальных напряжений, что, в комбинации с поляризационно-оптическим методом исследования напряженно-деформированного состояния упругого тела, позволяет полностью решить задачу определения значений главных напряжений. Приводится краткое теоретическое обоснование метода и алгоритм решения.

Явление фотоупругости было открыто в 1816 году Д. Брюстером [120], и используется в анализе напряженно-деформированного состояния твердых тел [30; 117], а также в фотоупругих модуляторах, работающих в качестве генераторов состояния поляризации [38; 121–123]. В теории упругости напряжения изотропного твердого тела характеризуются симметричным тензором второго ранга. Оси соответствующего эллипсоида напряжений (эллипсоида Коши) совпадают с осями эллипсоида диэлектрической проницаемости, характеризующего оптические свойства среды (тела). Между компонентами обоих тензоров существует линейная связь (см., например, выражение (3) [107, стр. 649]), что делает возможным анализ напряженного состояния прозрачного тела по величине возникающей относительной фазовой задержки. Зависимости между главными напряжениями ($\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$), и индуцированными собственными

показателями преломления получены Дж. К. Максвеллом и называются *уравнениями Максвелла*:

$$\begin{aligned} n_1 - n_0 &= C_1 \sigma_1 + C_2 (\sigma_2 + \sigma_3) \\ n_2 - n_0 &= C_1 \sigma_2 + C_2 (\sigma_3 + \sigma_1) \\ n_3 - n_0 &= C_1 \sigma_3 + C_2 (\sigma_1 + \sigma_2), \end{aligned} \quad (3.19)$$

где n_0 – показатель преломления материала в изотропном состоянии, т. е. в отсутствие напряжений; $C_{1,2}$ (Па^{-1}) – это оптические коэффициенты, характеризующие связь между напряжениями и показателями преломления. Они зависят от материала, температуры и длины волны света (см., например, [30]).

Уравнения (3.19) не позволяют выделить отдельно напряжения σ_i , однако с помощью метода фотоупругости можно измерить их комбинации, называемые касательными напряжениями. Несмотря на то, что поля касательных напряжений сами по себе несут много информации, получение наиболее ценных значений абсолютных напряжений без привлечения дополнительных методов невозможно. В данном разделе предлагается оригинальный метод получения суммы нормальных напряжений, что позволяет разделить нормальные напряжения, получаемые в поляризационно-оптическом методе.

При теоретическом рассмотрении без потери общности ограничимся плоской задачей теории упругости $\sigma_3 = 0$. Такое состояние реализуется в большинстве практических случаев как в методе фотоупругости, так и в случае фотоупругих модуляторов. Так, вычитая в (3.19) из первого уравнения второе и полагая $\sigma_3 = 0$, получим

$$\Delta n = n_1 - n_2 = (C_1 - C_2) (\sigma_1 - \sigma_2) = C \cdot \Delta \sigma, \quad (3.20)$$

где $C = C_1 - C_2$ – коэффициент фотоупругости материала. Переходя к разности фаз

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \mathcal{D} = \frac{2\pi}{\lambda} \mathcal{D} \cdot C \cdot \Delta \sigma, \quad (3.21)$$

где \mathcal{D} – толщина исследуемого прозрачного упругого тела, а затем к разности хода $\Gamma = \Delta \varphi / 2\pi$, окончательно получим закон Вертгейма – основной закон фотоупругости [113, стр. 112]:

$$\Gamma = \mathcal{D} \cdot C \cdot \Delta \sigma. \quad (3.22)$$

В методе фотоупругости используют масштабные модели из изначально изотропного и прозрачного материала, или же анализируют непосредственно сам объект, если он прозрачен и компактен. Для анализа используются плоский и циркулярный полярископы (см. например, [117]). В них измеряется относительная разность оптического хода и направления оптических осей в напряженном материале модели. Кроме того, предварительно измеряется коэффициент фотоупругости C материала модели или объекта. Далее, с помощью измеренного коэффициента фотоупругости C и формулы (3.22) можно получить информацию об относительной разности напряжений – поле "изокром" $\Delta\sigma$. По картине "изоклин", представляющей геометрическое место точек, где направления главных напряжений оказываются параллельными или перпендикулярными осям поляризатора и анализатора плоского полярископа, определяются направления главных напряжений (углы наклона главных площадок α). Для построения семейства изоклин поляризатор и анализатор синхронно вращают относительно неподвижной модели.

Таким образом, поляризационно-оптический метод позволяет выделить информацию только о разности главных напряжений $\Delta\sigma$ и о направлении главных площадок α . При этом он не дает информации об абсолютных значениях нормальных напряжений, что является основным недостатком метода.

Для разделения напряжений, т. е. получения их абсолютных значений, традиционно используют несколько аналитических способов. Наиболее распространенные из них [30; 117]: а) метод конечных разностей, основанный на сеточном решении дифференциального уравнения Лапласа и дающий сумму главных напряжений ($\sigma_1 + \sigma_2$); б) метод разности касательных напряжений, основанный на решении дифференциальных уравнений по найденным значениям касательных напряжений $\tau = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \sin(2\alpha)$; в) метод, основанный на интегрировании уравнений Ляме-Максвелла вдоль изостат.

Все аналитические методы чрезвычайно трудоемки и чувствительны к экспериментальным ошибкам. Возможность их применения зависит как от геометрической симметрии анализируемой модели, так и от наличия свободных границ и *изотропных точек*, в которых хотя бы одно из главных напряжений отсутствует (см. например, [31, стр. 46]). Для этой цели в модели нередко искусственно делается отверстие, где напряжение, нормальное к свободной границе, равно нулю. Отметим, что возможность аналитически разделить напряжения существует далеко не всегда.

Покажем, что предлагаемый в данном разделе метод позволяет надежно и просто разделить главные напряжения. Действительно, прибавляя в 3.2 второе уравнение к первому и обозначая через δn_i приращения показателей преломления относительно ненагруженного состояния, получим

$$\delta n_1 + \delta n_2 = \tilde{C} (\sigma_1 + \sigma_2), \quad (3.23)$$

где $\tilde{C} = C_1 + C_2$. Таким образом, сумма главных напряжений оказывается пропорциональной сумме приращений показателей преломления. Геометрическое место точек, в которых сумма главных напряжений постоянна ($\sigma_1 + \sigma_2 = const$), получило название *изопах* [117, стр. 157].

Для того, чтобы получить поле изопах, описываемое выражением (3.23), воспользуемся оптической схемой на основе интерферометра Майкельсона, приведенной на рисунке 3.1. Для этого свяжем выражение (3.23) с выражением (3.13), описывающим интенсивность на выходе интерферометра. Перепишем формулы для фаз (3.7) в виде:

$$\begin{aligned} \Phi_i &= (n_i - n_0)k_{vac}\mathcal{D} = n_i k_{vac}\mathcal{D} - \Phi_0, \\ \Phi_0 &= n_0 k_{vac}\mathcal{D}, \end{aligned} \quad (3.24)$$

где Φ_0 - поле изопах для незагруженной модели (*начальная фаза*).

Итак, используя предварительно измеренный коэффициент материала \tilde{C} и фиксируя две картины полос изопах: первую – до загрузки модели ($\sigma_1 = \sigma_2 = 0$), а вторую – после загрузки, получим сумму главных напряжений ($\sigma_1 + \sigma_2$). Группируя данные полученные с помощью поляризационно-оптического метода ($\sigma_1 - \sigma_2; \alpha$), и данные, полученные на интерферометрической установке, приведенной на рисунке 3.1, задача о нахождении абсолютных значений главных напряжений и их направлений σ_i решается однозначно. Приведем здесь явный алгоритм решения:

- на циркулярном полярископе получают поле изохром $\sigma_1 - \sigma_2$ для загруженной модели;
- синхронно вращая поляризатор и анализатор плоского полярископа относительно неподвижной модели, получают поле изоклин α , а по нему строят траектории главных напряжений – *поле изостат*;
- на установке, показанной на рисунке 3.1, получают поле изопах (3.23), соответствующее ненагруженному состоянию модели;
- далее, получают поле изопах нагруженной модели¹;

¹При этом порядок полосы возможно определять простым счетом во время нагружения.

- в циркулярном полярископе с помощью стандартной (*калибровочной*) модели (например, нагруженного диска), выполненной из такого же материала, что и модель, получают оптический коэффициент материала C ("цену полосы изохромы");;
- на установке, показанной на рисунке 3.1, используя стандартную калибровочную модель, получают оптический коэффициент материала \tilde{C} ("цену полосы изопахи");
- используя C и \tilde{C} , определяют поля главных касательных напряжений $2\tau_{max} = \sigma_1 - \sigma_2$ (изохром) и поля суммы главных напряжений $(\sigma_1 + \sigma_2)$ — изопах; комбинируя их, находят абсолютные значения главных напряжений $\sigma_{1,2}$.

В результате получают следующие поля: поле изостат (направлений главных напряжений) и два поля $\sigma_{1,2}$, которые дают полное решение плоской задачи упругости в напряжениях.

В заключение данного раздела заметим, что для получения поля относительной разности главных напряжений вместо циркулярного полярископа можно воспользоваться предложенным выше методом в разделе 3.2 и формулой (3.18). В этом случае, в отличие от полярископов, не требуются поляризаторы, и может использоваться даже неполяризованный свет. Однако, понадобится получить две картины: до и после нагружения.

3.4 Выводы по главе 3

Предложены оригинальные методы поляризационно нечувствительной модуляции света в средах с индуцируемым двулучепреломлением с поворотом оптических осей. В подразделе 3.1 описан предложенный метод чисто фазовой модуляции света, основанный на пропускании света через среду с индуцируемым двулучепреломлением в комбинации с зеркалом Фарадея. Показано, что, помимо компенсации вносимых средой поляризационных преобразований, зеркало Фарадея выделяет общую фазовую задержку, зависящую от среднего показателя преломления двулучепреломляющей среды. Метод не чувствителен к входной поляризации и не изменяет ее. Кроме того, метод пригоден для сред,

в которых происходит поворот оптической оси. В эксперименте в качестве модельной среды использовались планарно ориентированные СЖК с эффектом деформированной спирали. Впервые получена чисто фазовая модуляция света с помощью таких СЖК.

В разделе 3.2, рассмотрен предложенный поляризационно нечувствительный метод модуляции интенсивности света с помощью относительной фазовой задержки света, проходящего через анизотропную среду. Теоретически и экспериментально рассмотрен случай распространения света в кольцевом интерферометре Саньяка, в оптическом тракте которого расположены среда с индуцированным двулучепреломлением и ротатор поляризации на 90° . Показано, что интенсивность на выходе кольцевого интерферометра зависит исключительно от разности собственных показателей преломления. При этом метод модуляции не зависит от состояния поляризации входящего света и не изменяет ее. Он также не чувствителен к повороту оптической оси.

В разделе 3.3 описан предложенный метод получения суммы главных напряжений, который, в комбинации с поляризационно-оптическим методом исследования напряженно-деформированного состояния упругих тел, позволяет получить значения главных напряжений.

По результатам главы выносятся следующее защищаемое положение:

Существует чисто фазовая модуляция света, обусловленная изменением среднего показателя преломления равного полусумме показателей преломления.

Получен следующий основной результат:

При распространении света с длиной волны $\lambda = 532$ нм через двулучепреломляющую среду и зеркало Фарадея получена чисто фазовая модуляция глубиной 2π и частотой 4 кГц в планарно ориентированных геликоидальных сегнетоэлектрических жидких кристаллах с эффектом деформированной субволновой спирали. Чисто фазовая модуляция обусловлена изменениями среднего показателя преломления и инвариантна относительно состояния поляризации и степени поляризации входного излучения.

Основной результат доложен на 14-й Европейской конференции по жидким кристаллам "14th EUROPEAN CONFERENCE ON LIQUID CRYSTALS"(ECLC) 25 - 30 июля 2017г. и опубликован в журнале, индексируемом Web of Science [111].

Глава 4. Пространственно временной фазовый модулятор света на основе среды с индуцируемым двулучепреломлением, сопровождающимся поворотом оптической оси

Реализован пространственно временной фазовый модулятор света, формирующий вихревые световые поля с изменяемым топологическим зарядом до $l = 4$. В качестве электрооптической среды использован планарно ориентированный СЖК с эффектом деформированной субволновой спирали. Продемонстрирована генерация вихревых полей в присутствии модуляции поляризации световой волны.

В предыдущих главах были рассмотрены модуляторы на основе среды, в которой, помимо изменения показателей преломления, происходит поворот собственных оптических осей. Используемые в диссертационной работе планарно ориентированные СЖК с эффектом деформированной субволновой спирали являются практически важным примером такой среды. Как уже упоминалось, в них достигнуты рекордные значения скорости модуляции и электроиндуцированной части двулучепреломления [3]. В настоящей главе представлен пример реализации пространственно временного фазового модулятора света на основе такого СЖК. Продемонстрировано его практическое использование для формирования оптических полей и, в частности, генерации оптических вихрей.

При прохождении световой волны через ПВФМС каждый его пиксель¹ будет изменять состояние поляризации в зависимости от величины управляющего поля. При этом состояние поляризации выходящей волны будет отличаться для разных пикселей. Таким образом, реализованный ПВФМС не является чисто фазовым, и его использование сопряжено как с амплитудной модуляцией, так и с искажениями формируемого волнового фронта. Как будет показано, изменения состояния поляризации приводят к умеренным искажениям волнового фронта и амплитудной модуляции.

¹Для описываемого ПВФМС в виде секторной фазовой пластинки пикселями являются сектора.

4.1 Световые поля с ненулевым орбитальным моментом

Представление об оптических вихрях, можно получить в рамках скалярного рассмотрения лазерных мод Лагерра-Гаусса LG_{pl} в резонаторах [124, стр. 647]. В этих модах электрическое поле оказывается пропорциональным произведению гауссовского распределения и обобщенного полинома Лагерра $L_p^{|l|}$ [125]:

$$\mathcal{E} = u_{pl}^{LG}(r, \varphi, z) = \frac{C_{pl}^{LG}}{w(z)} \left(\frac{r\sqrt{2}}{w(z)} \right)^{|l|} \exp \left[-\frac{r^2}{w^2(z)} \right] L_p^{|l|} \left(\frac{2r^2}{w^2(z)} \right) \times \exp \left(\frac{-ikr^2}{2(z^2 + z_R^2)} \right) \exp[i\psi(z)] \exp(-il\varphi), \quad (4.1)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, φ , z – радиальная, азимутальная и осевая координаты, соответственно; $C_{pl}^{LG} = \sqrt{2p! / (\pi(p + |l|)!)}$ – нормировочный коэффициент; $L_p^{|l|}$ – обобщенный полином Лагерра; $w(z) = w(0) \sqrt{(z^2 + z_R^2) / z_R^2}$ – радиус пучка в координате z (от центра перетяжки), где $w(0)$ – радиус перетяжки, $z_R = \pi w_0^2 / \lambda_{vac}$ – длина Рэлея; $\psi(z) = (|l| + 2p + 1) \arctan(z / z_R)$ – так называемая фаза Гун.

Азимутальное распределение фазы описывается множителем $\exp\{-il\varphi\}$ и оказывается пропорциональным параметру l , получившему название *топологический заряд*. На рисунке 4.1 приводятся примеры поперечного распределения интенсивности, электрического поля и фазы для различных мод Лагерра-Гаусса LG_{pl} , рассчитанные по формуле (4.1). Как видно, для $l > 0$, интенсивность в центре пучка равна нулю, а в случае $p > 0$ (мода LG_{44}), возникают дополнительные радиальные узлы в распределении электрического поля, $\text{Re}\mathcal{E}$.

4.2 Спиральная фазовая пластинка для формирования оптического вихря.

Существует несколько способов формирования оптических вихрей. Наиболее распространенный – это пропускание пучка света с изначально гауссовым распределением интенсивности в поперечном сечении через оптический элемент

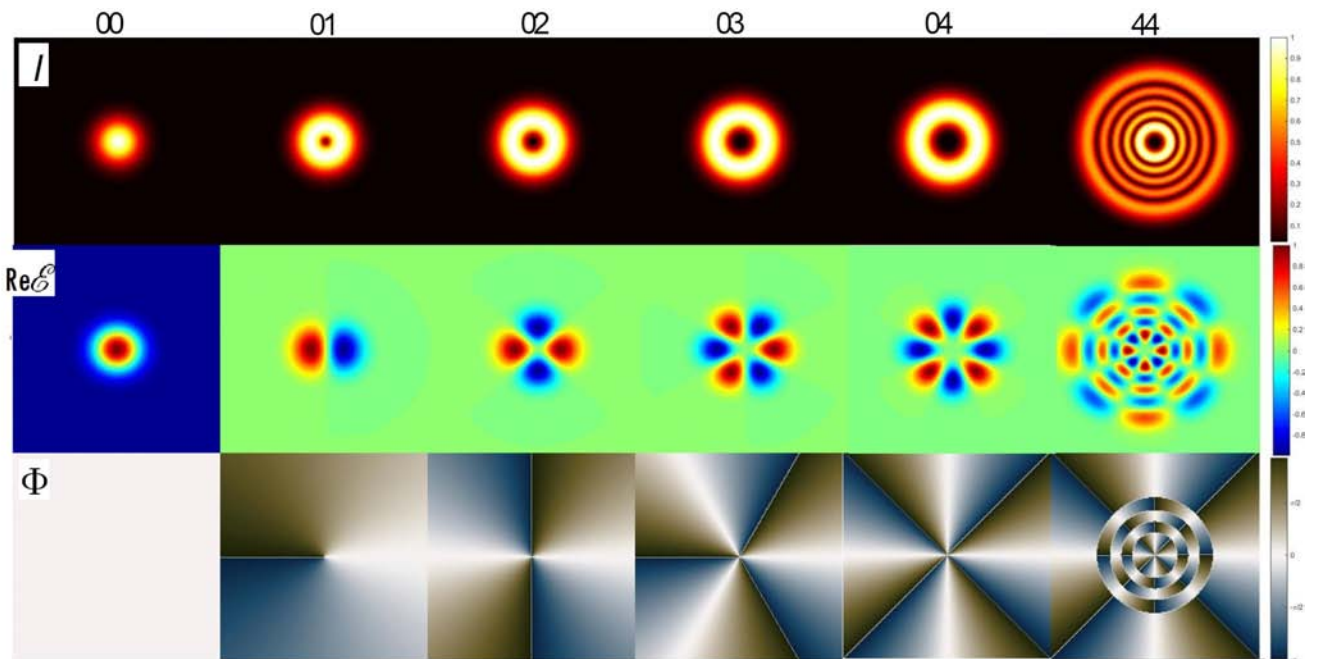
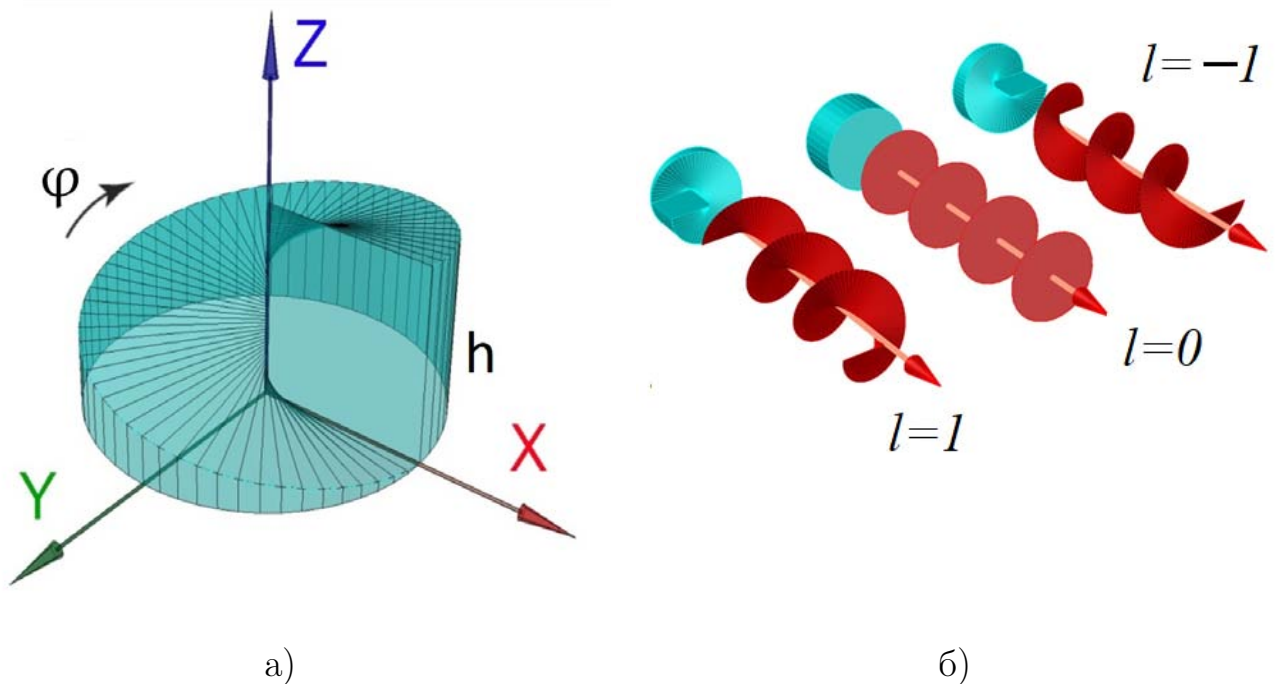


Рисунок 4.1 — Распределение интенсивности I , вещественной части электрического поля $\text{Re}\mathcal{E}$ и фазы Φ в плоскости xu для различных мод Лагерра-Гаусса LG_{pl} согласно (4.1).

с переменной толщиной h , формирующей фазовую сингулярность (см. множитель $\exp\{-il\varphi\}$ в выражении (4.1)). Такой элемент впервые был предложен в работе [126] и получил название *спиральной фазовой пластинки* (СФП). Подробный анализ действия такой скалярной пластинки дан в работе Берри [127]. Некоторые варианты спиральных фазовых пластинок предложены в статьях [126; 128–130]. В частности, дискретные (секторных) пластинки рассмотрены в [126; 130]. Пластинки могут быть реализованы как с использованием рефракции, где изменяется либо показатель преломления, либо толщина, так и с использованием отражения от деформированного зеркала [47].

Кроме СФП, используются дифракционные оптические элементы [131] и синтезированные голограммы [132; 133], которые формируются с помощью пространственных модуляторов света. Также применяются анизотропные (векторные) фазовые пластинки на основе фазы Панчаратнама-Берри [134–137]. В качестве анизотропной среды для векторной пластинки может выступать слой фотоориентированного СЖК оптической толщиной $\lambda/2$ [138]. Пример такой пластинки, рассчитанной для используемого в данной главе СЖК, приводится на рисунке Г.5 приложения Г. Отметим, что внешнее поле, приложенное к такой ячейке, не окажет никакого нужного действия. Из-за того, что показатели преломления изменятся, возникнут фазовые искажения которые приведут



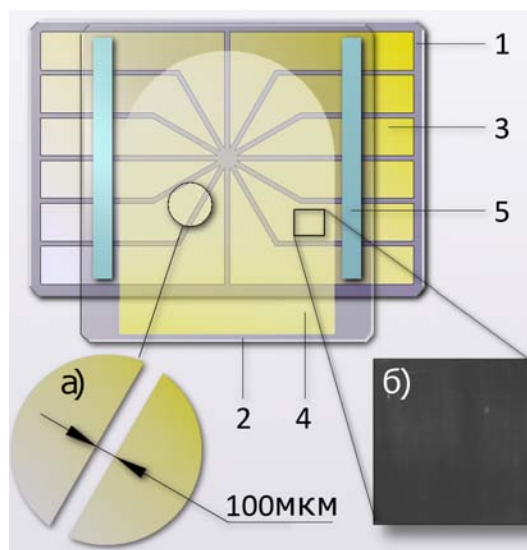
- а) СПП, выполненная в виде прозрачного оптического элемента переменной толщины;
 б) формируемые с помощью СПП оптические вихри с $l = 1$ и $l = -1$, отличающиеся направлением закручивания.

Рисунок 4.2 — Спиральная фазовая пластинка (СПП).

к ухудшению параметров вихря (асимметрии и шумам в распределении интенсивности), а также к изменению состояния поляризации проходящего света.

Таким образом, на основе планарных СЖК возможно изготовление как векторных, так и рефрактивных пространственных модуляторов света для генерации оптических вихрей. Однако, в случае векторных ПВФМС, для управления топологическим зарядом необходимо изменять распределение угла ориентации оптической оси по площади модулятора в пределах $\pm 90^\circ$. Это является трудной задачей для любых существующих электрооптических сред. Для планарных СЖК с эффектом деформированной субволновой спирали поворот оптической оси ограничен углом наклона молекул в смектическом слое $\theta \approx 40^\circ$. Кроме того, для генерации незашумленных вихрей требуется высокое пространственное разрешение векторной пластинки.

С этой точки зрения фазовый модулятор на основе электрооптической среды с изменяемой рефракцией оказывается более простым в реализации. Так, модулятор для генерации оптических вихрей был изготовлен в виде 12-сегментной СПП на основе планарно ориентированного жидкого кристалла



1,2 – стеклянные подложки; 3,4 – прозрачные электроды выполненные из ИТО, 5 – спейсеры. а) расстояние между смежными электродами; б) фотография фрагмента СПП размером $0,5 \times 0,5$ мм в поляризационном микроскопе (поляризатор и анализатор скрещены).

Рисунок 4.3 – Конструкция спиральной фазовой пластинки (СПП) [15]

СЖК_{587Ф7}. Каждый сегмент СПП способен изменять свои показатели преломления под влиянием управляющего поля. В отличие от пространственных модуляторов света, работающих на нематических ЖК, такой модулятор, по крайней мере, имеет 30-кратное преимущество в скорости формирования оптических вихрей.

Разработанная конструкция спиральной фазовой пластинки приведена на рисунке 4.3. Количество сегментов – 12 шт., с одной стороны, продиктовано относительно простой технологией изготовления и управления СПП, с другой стороны, не приводит к значительным искажениям в распределении интенсивности вихря [126; 130]. Последнее обстоятельство подтверждается также численным моделированием (см. ниже). Геометрическая толщина слоя СЖК составляла ≈ 50 мкм. Существенным недостатком планарного СЖК является отклонение оптической оси в плоскости волнового фронта и сопряженные с этим нежелательные изменения состояния поляризации проходящего света. Относительно толстый слой ЖК позволяет получить требуемый фазовый набег при меньшем отклонении оптической оси и, таким образом, уменьшить воздействие на поляризацию проходящей волны. Следствием такого решения является демонстрация формирования оптических вихрей с различным топологическим зарядом при модуляции эллиптичности и азимута световой волны.

Для задачи управления СФП, т. е. создания необходимой фазовой задержки, $0 < \Phi_j(l, j) \leq 2\pi$, в j -том сегменте пластинки, необходимо было предварительно экспериментально измерить зависимость фазы от величины приложенного поля (см. рисунок 4.4а). Связь между приложенным к СЖК управляющим полем и приобретаемым фазовым набегом можно записать аналогично выражениям (3.2) в виде:

$$\Phi_+ \approx \Phi_h + \beta_+^\Phi E^2, \quad (4.2a)$$

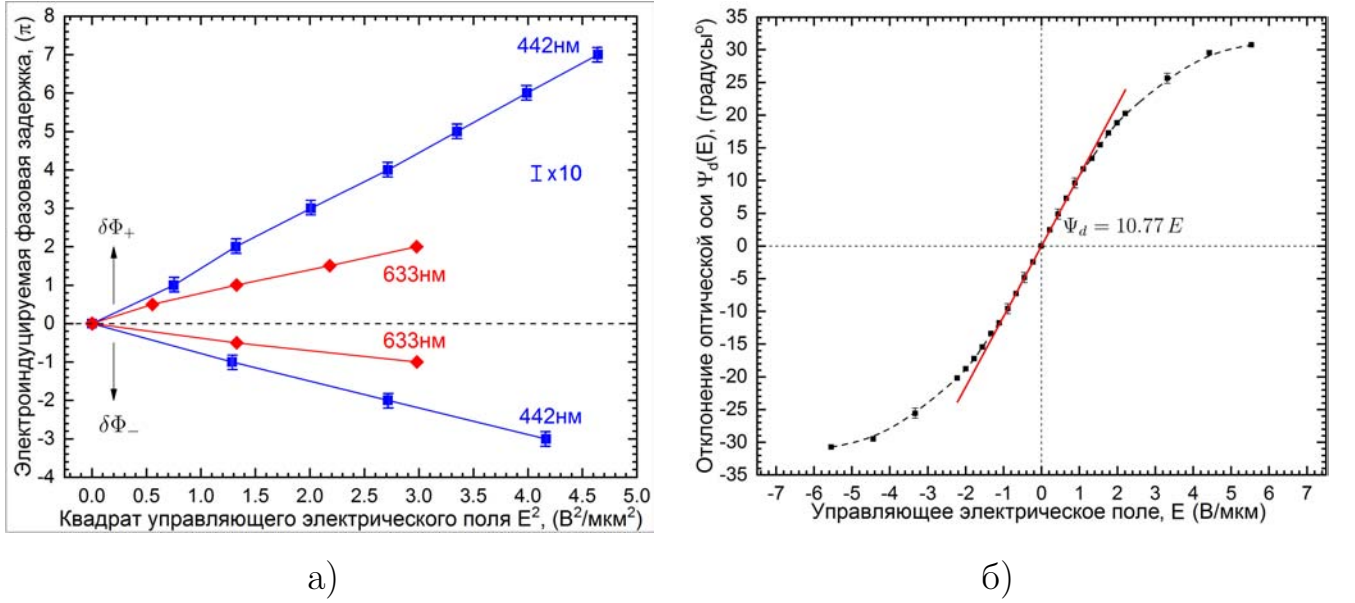
$$\Phi_- \approx \Phi_p + \beta_-^\Phi E^2, \quad (4.2б)$$

где $\Phi_{h,p} = k n_{h,p} \mathcal{D}$ – начальная фаза в отсутствие электрического поля E .

Для измерений ячейка помещалась в одно из плеч интерферометра Маха-Цендера (например, как показано на схеме, приведенной на рисунке 2.8). На вход интерферометра подавался линейно поляризованный свет, а на ячейку — сигнал в виде меандра. Поскольку каждому амплитудному значению управляющего поля $\pm E$ соответствует угол поворота оптической оси $\pm \Psi_d$, ячейка предварительно поворачивалась в своей плоскости. При этом собственная поляризационная ось $|p_+^{(0)}\rangle$ или $|p_-^{(0)}\rangle$ (в зависимости от измеряемой фазы $\delta\Phi_+$ или $\delta\Phi_-$) совпадала с плоскостью поляризации световой волны. Необходимая для этого зависимость угла Ψ_d от управляющего поля предварительно измерялась в плоском полярископе. Для этого использовалось условие нулевого пропускания при совпадении азимута оптической оси СЖК с плоскостью поляризатора. Выполнение этого условия обеспечивалось синхронным вращением поляризатора и анализатора относительно неподвижной ячейки.

Как видно из рисунка 4.4, для создания фазовой задержки выгоднее использовать значения фазы $\delta\Phi_+$, которой соответствует больший коэффициент $\beta_+^{(\Phi)} \approx 2,11 \text{ мкм}^2/\text{В}^2$, связывающий индуцируемую фазу с управляющим полем (см. наклон зависимостей $\delta\Phi_\pm(E^2)$ на рисунке 4.4а).

В этом смысле ориентация СФП не безразлична к параметрам входящей поляризации. Наиболее выгодной оказывается линейная поляризация с азимутом, параллельным оптической оси СЖК для случая отсутствия электрического поля ($\mathbf{E} = 0$). В пользу такой ориентации также говорит то обстоятельство, что во избежание эффекта деполяризующего поля СЖК ячейка должна работать в знакопеременном управляющем электрическом поле [139; 140].



а) электроиндуцируемые фазовые задержки $\delta\Phi_{\pm}$ в зависимости от квадрата управляющего электрического поля E^2 , коэффициенты пропорциональности составляют $\beta_{+}^{(\Phi)} \approx 2,11$ $\mu\text{км}^2/\text{В}^2$ и $\beta_{-}^{(\Phi)} \approx -1,05$ $\mu\text{км}^2/\text{В}^2$, соответственно. (Данные для длины волны 633 нм получены коллективом Самарского филиала ФИАН.) б) зависимость угла отклонения эффективной оптической оси $\Psi_d(E)$ от управляющего электрического поля E .

Рисунок 4.4 — Электроиндуцированные фазовые задержки $\delta\Phi_{\pm}(E^2)$ и угол отклонения оптической оси $\Psi_d(E)$ для СЖК₅₈₇Ф₇ [15].

Для формирования вихря на каждом j -том сегменте СФП создавалась фазовая задержка

$$\Phi_j(l, j) = j \frac{2\pi l}{12}, \quad (4.3)$$

с помощью управляющего поля

$$E_j^2(l, j) = \frac{\Phi_j(l, j) - \Phi_h}{\beta_{+}^{\Phi}}, \quad (4.4)$$

где $1 \leq j \in \mathbb{N} \leq 12$.

Электрическое поле амплитудой $|E_j(l, j)|$ подавалось на электроды СФП в виде меандра. Частота поля варьировалась от единиц герц до 3 кГц. Указанная предельная частота обуславливалась временами фазовой перестройки модулятора, о чем подробнее написано в следующем подразделе, при описании роли затвора в экспериментальной установке. Пространственное распределение и значения фаз $\Phi_j(l, j)$ для топологических зарядов $l \in \{1, 2, 3, 4\}$ приведены на рисунке 4.5а.

Для численного расчета (моделирования) параметров генерируемых оптических вихрей необходимо использовать *векторную теорию дифракции Дебая* [141], разработанную в работе Ричардса и Вольфа [142]. Она позволяет рассчитывать электромагнитные поля с учетом 3-х мерного пространственного распределения волновых векторов (кривизны фронта) и состояния поляризации. В эксперименте использовался объектив с малым относительным отверстием (фокусное расстояние $f = 2000$ мм) при радиусе входящего пучка $r = 2$ мм. Для сравнения, выполнен скалярный расчет (в параксиальном приближении Рэлея-Зоммерфельда [107]). Как будет показано ниже, для параксиального случая скалярное приближение дает результат, вполне удовлетворительно совпадающий с экспериментом. Однако, с ростом числовой апертуры объектива возникают значительные расхождения между скалярным и векторным подходами. При этом выходное поле, формируемое СФП, приводит к трехмерному распределению электромагнитного поля вблизи фокуса объектива с ненулевой продольной компонентой (т. е. к случаю *трехмерной поляризации* [143–145]). Вариант формирования такого оптического вихря с $l = 1$ для объектива с $NA=0,85$ приведен на рисунке Г.6 приложения Г.

Расчет выполнялся с помощью распространенного алгоритма на основе быстрого преобразования Фурье [146; 147] в программе MATLAB. Результирующее электрическое поле волны в фокальной плоскости линзы с точностью до константы C может быть записано как [148]:

$$\hat{\mathcal{E}}^{(out)}(x, y, z) = \frac{iC}{\lambda} \mathcal{F} \left[\mathbf{M} \times \hat{\mathcal{E}}^{(in)}(x, y) \times \exp(ik_z z) / \sqrt{\cos \theta} \right], \quad (4.5)$$

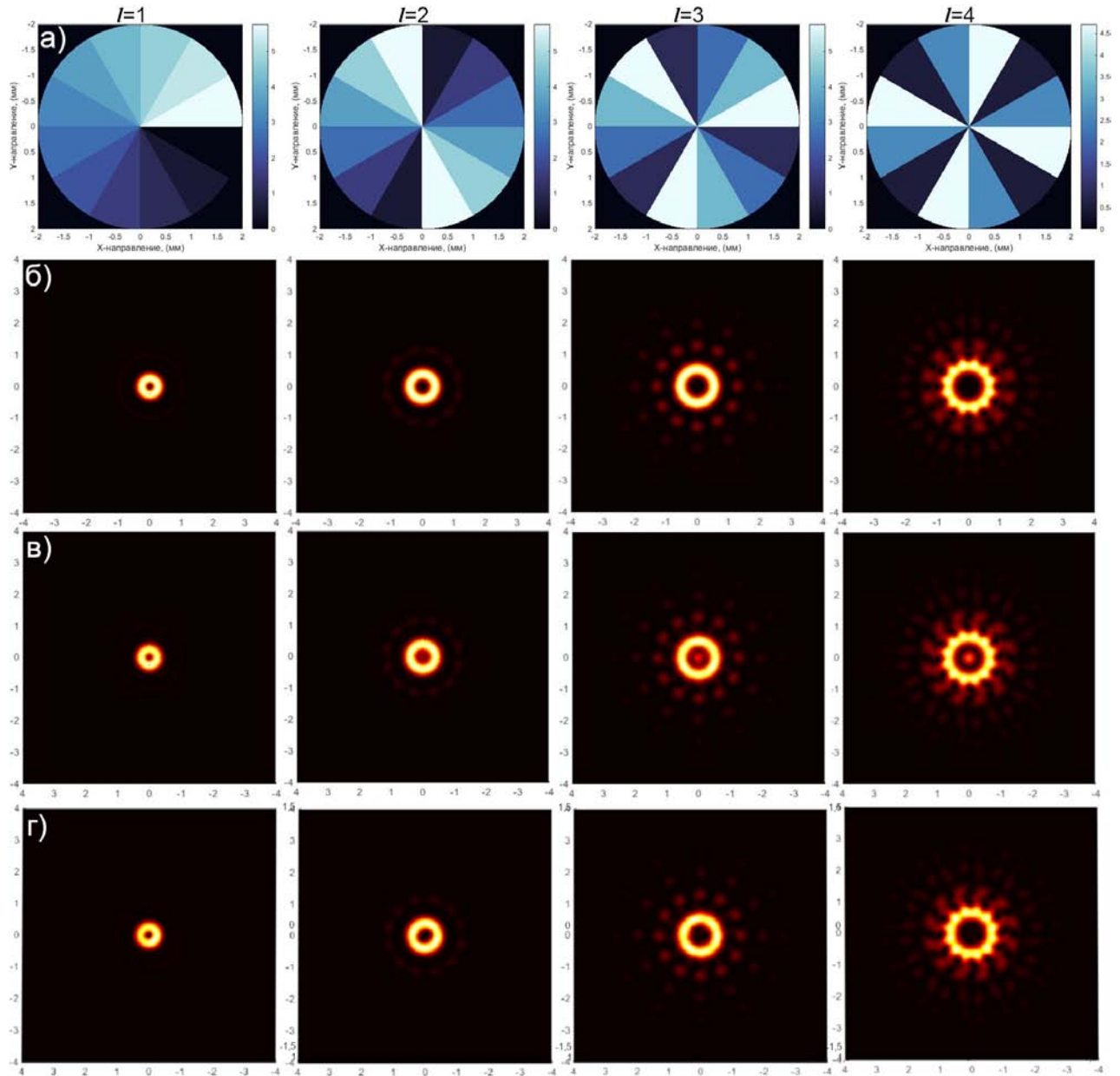
где $\mathcal{F}[\dots]$ обозначает дискретное Фурье преобразование; \mathbf{M} - матрица преобразования поляризации входной плоскости в сходящуюся сферическую поверхность

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 + (\cos \theta - 1) \cos^2 \theta & (\cos \theta - 1) \cos \alpha \sin \alpha & -\sin \theta \cos \alpha \\ (\cos \theta - 1) \cos \alpha \sin \alpha & 1 + (\cos \theta - 1) \sin^2 \theta & -\sin \theta \sin \alpha \\ \sin \theta \cos \alpha & \sin \theta \sin \alpha & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (4.6)$$

где $\alpha = \arctan \frac{k_y}{k_x}$ - азимутальный угол в поперечной плоскости и $\theta = \arcsin \left(\frac{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}{k} \right)$ - продольный угол схождения лучей в фокусе линзы [148]; $\hat{\mathcal{E}}^{(in)}(x, y)$ - поле, непосредственно на выходе из сектора СФП, рассчитываемое по формуле

$$\hat{\mathcal{E}}^{(in)}(x, y) = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_x^{(in)} \\ \mathcal{E}_y^{(in)} \end{pmatrix} = \mathbf{R}(\Psi_d) \mathbf{T}_{\pm} \mathbf{R}^{-1}(\Psi_d) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (4.7)$$

где $(1, 0)^T$ – вектор Джонса для входной волны, линейно поляризованной вдоль оси x . В матрицу \mathbf{T}_{\pm} (см. выражение (3.7)) подставляется значение фазы Φ_+ , полученное с помощью формулы (4.3), и значение фазы Φ_- , полученное с помощью формулы (4.2б). Фаза Φ_- и угол $\Psi_d = 10.7699 \cdot E$ рассчитывались по значению управляющего поля $E_j(l, j)$, полученному по формуле (4.4).



а) фазовые задержки для 12-ти сегментов СФП в зависимости от топологического заряда l ; б) распределение интенсивности, рассчитанное в рамках скалярного приближения Рэля-Зоммерфельда; в) распределение интенсивности, рассчитанное в рамках векторного приближения Дебая; г) то же что и в), но для случая установленного поляризатора (см. рис. 4.6).

Рисунок 4.5 — Распределение фазовой задержки на секторах СФП и рассчитанная интенсивность света I в фокальной плоскости линзы в зависимости от топологического заряда l .

По выходным значениям $\hat{\mathcal{E}}^{(out)}(x, y, z) \equiv \hat{\mathcal{E}} \equiv (\mathcal{E}_x, \mathcal{E}_y, \mathcal{E}_z)^\top$ вычислялись параметры светового поля в фокальной плоскости линзы: интенсивность

$$I = \hat{\mathcal{E}}^\dagger \hat{\mathcal{E}} = \mathcal{E}_x^\dagger \mathcal{E}_x + \mathcal{E}_y^\dagger \mathcal{E}_y + \mathcal{E}_z^\dagger \mathcal{E}_z = |\hat{\mathcal{E}}|^2 \quad (4.8)$$

и фазы поперечных компонент

$$\Phi_{x,y} = \arg(\mathcal{E}_{x,y}). \quad (4.9)$$

Поскольку для параксиальных пучков компонента \mathcal{E}_z пренебрежимо мала, можно использовать стандартные выражения для эллиптичности ε_{ell} и азимута поляризации θ_{ell} [86]:

$$\begin{aligned} \sin 2\varepsilon_{ell} &= \frac{2 \operatorname{Im}(\chi)}{1 - |\chi|^2}, \\ \operatorname{tg} 2\theta_{ell} &= \frac{2 \operatorname{Re}(\chi)}{1 + |\chi|^2}, \end{aligned} \quad (4.10)$$

где $\chi = \mathcal{E}_y/\mathcal{E}_x$.

Распределение интенсивности I в фокальной плоскости линзы, полученное с помощью численного моделирования, приведены на рисунке 4.5. Распределение фаз $\Phi_{x,y}$ и параметров поляризации, ε_{ell} и θ_{ell} , приведены в приложении Г. Перед обсуждением этих результатов опишем эксперимент по генерации оптических вихрей с помощью СФП на планарном СЖК.

4.3 Генерация оптических вихрей спиральной фазовой пластинкой на основе планарного СЖК

Схема экспериментальной установки для генерации оптических вихрей показана на рисунке 4.6. В качестве источника, использовался He-Ne лазер, излучающий свет с длиной волны $\lambda = 632.8$ нм. Свет предварительно пропускался через пространственный Фурье фильтр, а затем коллимировался и диафрагмировался до диаметра $D_L = 4$ мм. Спиральная фазовая пластинка помещалась в пучок после оптического затвора, роль которого будет пояснена ниже. Фурье преобразование (4.5) осуществляла длиннофокусная линза с $f = 2000$ мм, которая устанавливалась сразу за СФП. Большое фокусное расстояние обеспечивало параксиальность распространяющихся в оптической схеме лучей. Кроме

того, благодаря большому фокусу линза формировала дифракционно ограниченное изображение с радиусом диска Эйри $r = 1,22 \lambda f / D_L \approx 380$ мкм. Для регистрации использовалась ПЗС камера Watec WAT-902B (CCIR) с размером пикселя 8,5 мкм, которая устанавливалась непосредственно в фокусе линзы. Характерный радиус формируемого "колечка" для $l = 1 \approx 400$ мкм (см. рис. 4.8.), многократно превышал размер пикселя, что обеспечивало хорошее разрешение изображения вихря.

Как указывалось в предыдущем разделе, ввиду анизотропии СФП азимуты входящей линейной поляризации и оптической оси СЖК согласовывались при нулевом управляющем поле. Для этого оптическая ось СЖК устанавливалась параллельно плоскости анализатора, входящего в состав затвора.

Поясним роль затвора. Поскольку СЖК должен работать при знакопеременном управляющем поле, возникают искажения, связанные с промежуточными значениями фазовых задержек. Затвор необходим для исключения этих переходных состояний СФП при переключении полярности управляющего поля. Так, при скорости срабатывания затвора 20 мкс максимальная длительность перехода между фазовыми задержками от нуля до 2π составляла ≈ 150 мкс.

В конструкции затвора использовалась, специально изготовленная в Физическом институте П.Л. Лебедева РАН, СЖК ячейка, работающая в режиме стабилизации поверхностью (анг. SSFLC [149]), помещенная между скрещенными поляризатором и анализатором. Подробную информацию об этом жидком

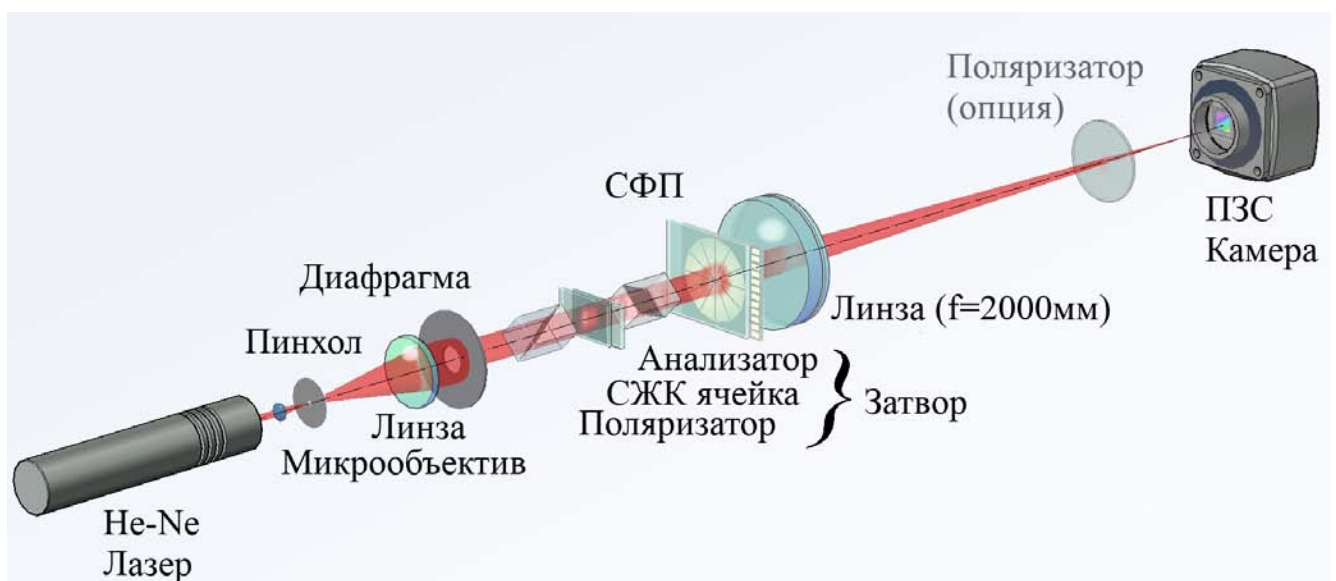
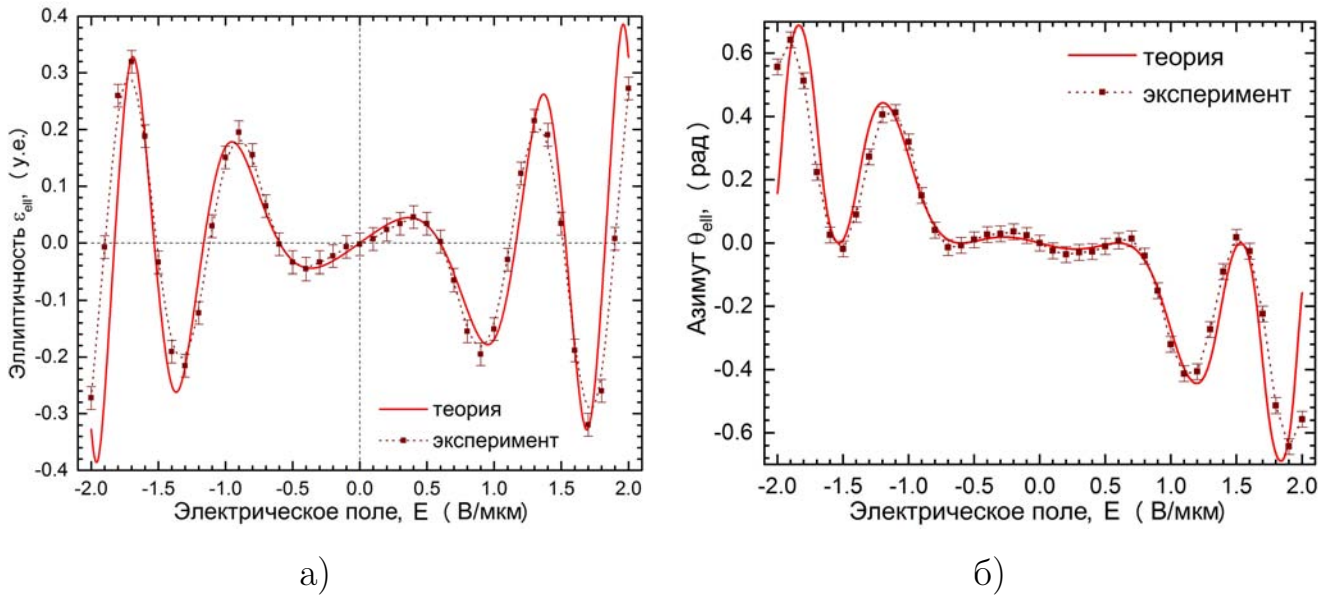


Рисунок 4.6 — Экспериментальная установка для формирования оптических вихрей 12-сегментной спиральной фазовой пластинкой на основе планарно ориентированного СЖК с эффектом деформированной субволновой спирали [15].



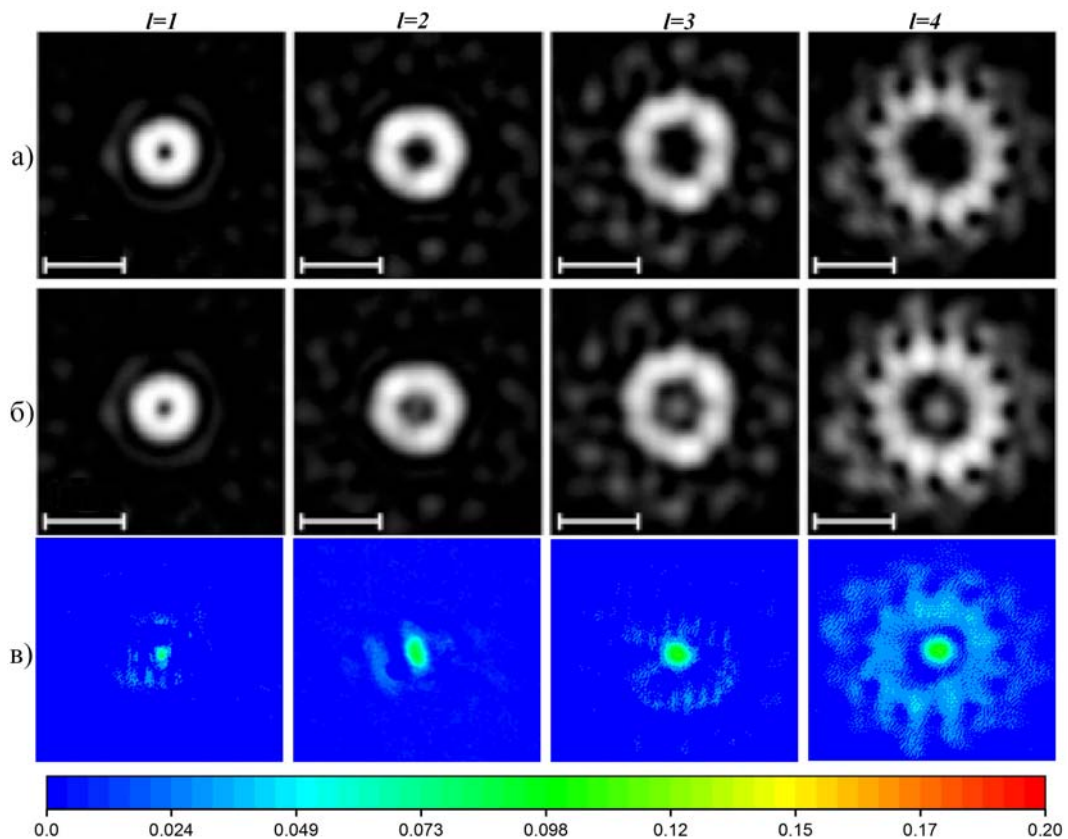
а) эллиптичность ε_{ell} и б) азимут поляризации θ_{ell} . Знаки эллиптичности и азимута зависят от направления приложенного к СЖК ячейке электрического поля \hat{E} и ориентации ячейки в лабораторной системе координат.

Рисунок 4.7 — Эллиптичность света после прохождения планарно-ориентированного слоя СЖК_{587Ф7} толщиной 50 мкм, в зависимости от величины приложенного электрического поля \hat{E} [15].

кристалле и конструкции ячейки можно найти в работе [150]. Таким образом, одной из отличительных характеристик разработанной СФП является её работа в импульсном режиме. Отметим, что использование затвора приводит к энергетическим потерям, пропорциональным времени, при котором он закрыт.

Другой важной особенностью СФП является наличие поляризационной модуляции, проходящей через слой СЖК световой волны. Теоретический анализ состояния поляризации выполнялся для двух плоскостей: на выходе из СФП и в фокальной плоскости линзы. Расчет производился по формулам (4.10) с использованием экспериментальных данных для фазовых задержек $\delta\Phi_{\pm}$ и для угла отклонения оптической оси Ψ_d . Для плоскости, находящейся непосредственно за СФП, распределения эллиптичности и азимута для разных топологических зарядов приведены на рисунке Г.3 приложения Г. Теоретические зависимости параметров поляризации от электрического поля для этой же плоскости показаны на рисунке 4.7 сплошными кривыми. На этом же рисунке приводятся результаты экспериментальных измерений, полученные с помощью стандартной методики (см. например, [85, стр. 39] или [96, стр. 200]). Отметим хорошее согласие рассчитанных и измеренных параметров поляризации.

Результат анализа состояния поляризации в фокальной плоскости линзы приведен на рисунке Г.4 приложения Г. В качестве входных параметров использовались компоненты электрического поля волны, полученные для плоскости, находящейся непосредственно за СФП. Другими словами, на рисунке Г.3 приводятся входные параметры поляризации (ϵ_{ell} и θ_{ell}), а на рисунке Г.4 – выходные. Отметим неоднородный характер полученных выходных распределений, в которых амплитуды параметров поляризации достигают предельных значений ($\epsilon_{ell} = \pm 1$; $\theta_{ell} = \pm \pi/4$). Также отметим что приведенные распределения были рассчитаны для положительного управляющего поля. Изменение полярности приведет к противоположному отклонению оптической оси на угол $|\Psi_d|$ и не повлияет на характер распределения параметров поляризации. Действительно, знак Ψ_d зависит от направления электрического поля $\hat{\mathbf{E}}$ и изменяется с удвоенной частотой управляющего сигнала.



а) с установленным поляризатором, б) без поляризатора, в) разность между интенсивностями б) и а).

Рисунок 4.8 — Измеренные распределения интенсивности в фокальной плоскости линзы для разных топологических зарядов [15] (фотографии в строках а) и б) получены коллективом Самарского филиала ФИАН).

Отметим также, что еще одним важным следствием поляризационной модуляции является наличие геометрического фазового сдвига. Геометрическая фаза возникает в результате интерференции волн с различной поляризацией в фокальной плоскости линзы. На рисунке Г.1 а) и б) приложения Г показаны распределения фаз для случая чисто фазовой модуляции. На рисунке Г.2 приводятся полные фазы $\Phi_{x,y}$, вычисленные по (4.9).

Установка поляризатора (см. рисунок 4.6) параллельно оптической оси при нулевом управляющем поле подавляет центральный максимум в распределении интенсивности оптического вихря. Обратной стороной такой установки поляризатора окажется дополнительная амплитудная модуляция. На рисунке 4.8 приводятся распределения интенсивностей для случаев присутствия и отсутствия поляризатора, полученные экспериментально. Максимальная разность между нормированными интенсивностями для зарядов $l \in \{1, 2, 3, 4\}$ составила $\{0,11, 0,11, 0,12, 0,12\}$, соответственно. Отметим, что это различие растет с топологическим зарядом l . Таким образом, измеренная амплитуда модуляции находится в пределах $34\% \div 35\%$. В условиях, когда формирование оптических вихрей носит импульсный характер, вопрос о влиянии этой дополнительной амплитудной модуляции не анализировался и остается открытым.

4.4 Выводы по главе 4

В главе описан пространственно временной фазовый модулятор света, характерной особенностью которого является наличие модуляции состояния поляризации. В ПВФМС в качестве электрооптической среды с индуцируемым двулучепреломлением, сопровождающимся поворотом оптической оси, использовался планарно ориентированный СЖК с эффектом деформированной субволновой спирали.

Выполненный теоретический анализ показывает, что поворот оптической оси в среде с индуцируемым двулучепреломлением, ограничивая область ее применения для задач фазовой модуляции света, полностью такую возможность не

исключает. Так, одной из областей применения этих сред, оказывается задача генерации оптических вихрей, когда поворот азимута и изменение эллиптичности волны не изменяют качественный характер распределения интенсивностей для разных топологических зарядов (см. рис. 4.5). Ограничением указанной области применения является требование параксиальности используемых пучков света. Так, переход к жесткой фокусировке, встречающейся, например, в задачах захвата и перемещения микрообъектов [151] (квантовый пинцет) или в микроскопии со стимулированной люминесценцией с гашением (анг. STED) [152], приведет к существенным искажениям распределения интенсивности в фокусе объектива (см. рис. Г.6).

Изготовлен ПВФМС в виде 12-сегментной спиральной фазовой пластинки, с которым выполнена серия экспериментов по генерации оптических вихрей с топологическими зарядами от $l = 0$ до $l = 4$. В качестве электрооптической среды использовался планарно ориентированный СЖК_{587Ф7} [17] толщиной ≈ 50 мкм. Использованный СЖК позволял формировать световые вихри с килгерцовыми частотами, вплоть до 3 кГц. Изготовленная СФП позволяла как осуществлять смену хиральности вихря, так и контролировать его топологический заряд.

Теоретически и экспериментально показана возможность формирования световых пучков, с разными топологическими зарядами l в присутствии модуляции эллиптичности и азимута проходящей волны. Продемонстрировано формирование оптических вихрей с топологическими зарядами $l \in \{1, 2, 3, 4\}$.

По результатам главы получен следующий основной результат, опубликованный в журнале индексируемом Web of Science [15]:

Изготовлен пространственно временной фазовый модулятор света с частотой модуляции до 3 кГц на основе планарно ориентированного сегнетоэлектрического жидкого кристалла с эффектом деформированной субволновой спирали. Показано, что в условиях параксиального распространения лучей и модуляции параметров поляризации (эллиптичности $|\epsilon_{ell}| \leq 0,35$ и азимута $|\theta_{ell}| \leq 0,65$ рад) отличие интенсивности от случая отсутствия модуляции поляризации не превышает 13%.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. При модуляции неполяризованного света с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм 50-мкм электрооптической ячейкой на основе планарно ориентированного сегнетоэлектрического жидкого кристалла с субволновым шагом спирали получен фазовый сдвиг глубиной π , обусловленный средним показателем преломления.
2. При модуляции частично поляризованного света с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм 50-мкм электрооптической ячейкой на основе планарно ориентированного сегнетоэлектрического жидкого кристалла с субволновым шагом спирали, в интерферометре Маха-Цендера, получены дополнительные геометрические фазовые сдвиги глубиной от нуля, для степени поляризации $P_0 = 0$, до $\pi/6$ при $P_0 = 1$.
3. Для различных степеней поляризации P_0 измерен геометрический фазовый сдвиг на выходе интерферометра Маха-Цендера при модуляции эллиптичности входящего света от -1 до $+1$ и установленном в одно из плеч интерферометра гиротропном вращателе поляризации на угол 45° . Получен результирующий геометрический фазовый сдвиг в пределах от 0 до $\pi/4$ для степеней поляризации $P_0 = 0$ и $P_0 = 1$, соответственно.
4. При распространении света с длиной волны $\lambda = 532$ нм через двулучепреломляющую среду и зеркало Фарадея получена чисто фазовая модуляция глубиной 2π и частотой 4 кГц в планарно ориентированных геликоидальных сегнетоэлектрических жидких кристаллах с эффектом деформированной субволновой спирали. Чисто фазовая модуляция обусловлена изменениями среднего показателя преломления и инвариантна относительно состояния поляризации и степени поляризации входного излучения.
5. Изготовлен пространственно временной фазовый модулятор света с частотой модуляции до 3 кГц на основе планарно ориентированного сегнетоэлектрического жидкого кристалла с эффектом деформированной субволновой спирали. Показано, что в условиях параксиального распространения лучей и модуляции параметров поляризации (эл-

липтичности $|\varepsilon_{ell}| \leq 0,35$ и азимута $|\theta_{ell}| \leq 0,65$ рад) отличие интенсивности от случая отсутствия модуляции поляризации не превышает 13%.

В работе рассмотрены эффекты, возникающие при фазовой модуляции света средами с индуцируемым двулучепреломлением, сопровождающимся поворотом оптической оси. Полученные результаты интерпретированы в терминах геометрической фазы. Установлена зависимость геометрической фазы от степени поляризации света.

Предложен оригинальный метод поляризационно нечувствительной чисто фазовой модуляции света. Показано, что фазовая модуляция света в анизотропных средах может определяться эффективным средним показателем преломления, равным полусумме собственных показателей. Предложенный метод универсален и может применяться к широкому спектру сред, включая сегнетоэлектрические керамики, твердые и жидкие кристаллы, фотоупругие среды и др. Применяя метод к планарно ориентированным сегнетоэлектрическим жидкокристаллическим ячейкам с эффектом деформированной субволновой спирали, впервые продемонстрирована высокоскоростная (4 кГц) поляризационно нечувствительная чисто фазовая модуляция света глубиной 2π .

В заключение автор выражает благодарность и большую признательность научному руководителю Алексею Дониславовичу Киселеву за помощь на всех этапах выполнения диссертации и за безграничное терпение и усердие, с которым он формировал мои научные взгляды. Автор благодарит Е.П. Пожидаева за предоставленную возможность участвовать в проектах РФФИ, в рамках которых были получена часть моих научных результатов. Также автор благодарит С.П. Котову С.А. Самагина, С.И. Торгову и В.А. Барбашова, за совместную работу. Кроме того, автор благодарит А. Н. Стародуба, И. Н. Компанца, А. Н. Путилина, и И. П. Ревокатову — за содействие при устройстве в ФИАН и неоценимую помощь в организации работы. Автор сердечно благодарит А. Ю. Быковского за многочисленные обсуждения и помощь в организационных и оформительских вопросах и В.В. Ващенко из «Гонконгского центра дисплейных технологий» за помощь в приобретении части оборудования. Автор выражает также свою глубокую благодарность В.И. Ковалёву за обсуждения и ценную помощь при подготовке и написании рукописи.

Список литературы

1. Wang Yu-Jen, Lin Yi-Hsin. An optical system for augmented reality with electrically tunable optical zoom function and image registration exploiting liquid crystal lenses // *Opt. Express*. — 2019. — Vol. 27, no. 15. — Pp. 21163–21172. — URL: <http://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-27-15-21163>.
2. Deformed helix ferroelectric liquid crystal display: A new electrooptic mode in ferroelectric chiral smectic C liquid crystals / L. A. Beresnev, V. G. Chigrinov, D. I. Dergachev et al. // *Liquid Crystals*. — 1989. — Vol. 5, no. 4. — Pp. 1171–1177. — URL: <https://doi.org/10.1080/02678298908026421>.
3. Enhanced orientational Kerr effect in vertically aligned deformed helix ferroelectric liquid crystals / Evgeny P. Pozhidaev, Abhishek Kumar Srivastava, Alexei D. Kiselev et al. // *Opt. Lett.* — 2014. — Vol. 39, no. 10. — Pp. 2900–2903. — URL: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-39-10-2900>.
4. Polarization-gratings approach to deformed-helix ferroelectric liquid crystals with subwavelength pitch / Alexei D. Kiselev, Eugene P. Pozhidaev, Vladimir G. Chigrinov, Hoi-Sing Kwok // *Phys. Rev. E*. — 2011. — Vol. 83. — P. 031703. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.83.031703>.
5. Kiselev Alexei D., Chigrinov Vladimir G. Optics of short-pitch deformed-helix ferroelectric liquid crystals: Symmetries, exceptional points, and polarization-resolved angular patterns // *Phys. Rev. E*. — 2014. — Vol. 90. — P. 042504. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.90.042504>.
6. Liquid Crystal on Silicon Devices: Modeling and Advanced Spatial Light Modulation Applications / Ed. by Marquez Andres, Lizana Angel. — Mdpi Ag, 2019.
7. Love Gordon D. Liquid-crystal phase modulator for unpolarized light // *Appl. Opt.* — 1993. — Vol. 32, no. 13. — Pp. 2222–2223. — URL: <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-32-13-2222>.
8. Love Gordon D., Bhandari Rajendra. Optical properties of a QHQ ferroelectric liquid crystal phase modulator // *Optics Communications*. — 1994. — Vol.

- 110, no. 5. — Pp. 475 – 478. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401894902348>.
9. *Liu Jun, Wang Jian*. Demonstration of polarization-insensitive spatial light modulation using a single polarization-sensitive spatial light modulator // *Scientific Reports*. — 2015. — Vol. 5, no. 1. — P. 9959. — URL: <https://doi.org/10.1038/srep09959>.
 10. *Efron Uzi*. Spatial light modulator technology : materials, devices, and applications. Optical engineering no. 47. — Marcel Dekker, 1995. — URL: <https://ci.nii.ac.jp/ncid/BA24994025>.
 11. Ferroelectric smectic C liquid crystal image transducers / V. G. Chigrinov, A. F. Denisov, A. V. Parfenov, E. P. Pozhidaev // *Ferroelectrics*. — 1988. — Vol. 85, no. 1. — Pp. 303–312. — URL: <https://doi.org/10.1080/00150198808007665>.
 12. *Parfenov A*. Deformation of ferroelectric short-pitch helical liquid crystal by transverse electric field: Application for diffraction-based light modulator // *Applied Physics Letters*. — 1998. — Vol. 73, no. 24. — Pp. 3489–3491. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.122813>.
 13. *Parfenov Alexander*. Diffraction light modulator based on transverse electro-optic effect in short-pitch ferroelectric liquid crystals // *Appl. Opt.* — 1999. — Vol. 38, no. 26. — Pp. 5656–5661. — URL: <http://www.osapublishing.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-38-26-5656>.
 14. Light modulation in planar aligned short-pitch deformed-helix ferroelectric liquid crystals / Svetlana P. Kotova, Sergey A. Samagin, Evgeny P. Pozhidaev, Alexei D. Kiselev // *Phys. Rev. E*. — 2015. — Vol. 92. — P. 062502. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.92.062502>.
 15. Ferroelectric liquid crystal with sub-wavelength helix pitch as an electro-optical medium for high-speed phase spatial light modulators / Svetlana P. Kotova, Evgeny P. Pozhidaev, Sergey A. Samagin et al. // *Optics Laser Technology*. — 2021. — Vol. 135. — P. 106711. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S003039922031344X>.

16. Orientational Kerr effect and phase modulation of light in deformed-helix ferroelectric liquid crystals with subwavelength pitch / Evgeny P. Pozhidaev, Alexei D. Kiselev, Abhishek Kumar Srivastava et al. // *Phys. Rev. E*. — 2013. — Vol. 87. — P. 052502. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.87.052502>.
17. The nano-scale pitch ferroelectric liquid crystal materials for modern display and photonic application employing highly effective chiral components: Trifluoromethylalkyl diesters of p-terphenyldicarboxylic acid / Vadim Mikhailenko, Alexander Krivoshey, Evgeny Pozhidaev et al. // *Journal of Molecular Liquids*. — 2019. — Vol. 281. — Pp. 186 – 195. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167732219304076>.
18. *Berry M.V.* The Adiabatic Phase and Pancharatnam's Phase for Polarized Light // *Journal of Modern Optics*. — 1987. — Vol. 34, no. 11. — Pp. 1401–1407. — URL: <https://doi.org/10.1080/09500348714551321>.
19. Space-variant Pancharatnam–Berry phase optical elements with computer-generated subwavelength gratings / Ze'ev Bomzon, Gabriel Biener, Vladimir Kleiner, Erez Hasman // *Opt. Lett.* — 2002. — Vol. 27, no. 13. — Pp. 1141–1143. — URL: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-27-13-1141>.
20. *Marrucci L., Manzo C., Paparo D.* Pancharatnam-Berry phase optical elements for wave front shaping in the visible domain: Switchable helical mode generation // *Applied Physics Letters*. — 2006. — Vol. 88, no. 22. — P. 221102. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2207993>.
21. Diffractive waveplate arrays / Svetlana V. Serak, David E. Roberts, Jeoung-Yeon Hwang et al. // *J. Opt. Soc. Am. B*. — 2017. — Vol. 34, no. 5. — Pp. B56–B63. — URL: <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-34-5-B56>.
22. Recent progress in Pancharatnam–Berry phase optical elements and the applications for virtual/augmented realities / Yun-Han Lee, Guanjun Tan, Tao Zhan et al. // *Optical Data Processing and Storage*. — 2017. — Vol. 3, no. 1. — Pp. 79–88. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.58.3264>.
23. Fast switching ferroelectric liquid crystal Pancharatnam-Berry lens / Y. Ma, Alwin M. W. Tam, X. T. Gan et al. // *Opt. Express*. — 2019. — Vol. 27,

- no. 7. — Pp. 10079–10086. — URL: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-27-7-10079>.
24. *Hariharan P., Ciddor P.E.* Achromatic phase-shifters: 2. A quantized ferroelectric liquid-crystal system // *Optics Communications*. — 1995. — Vol. 117, no. 1. — Pp. 13–15. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/003040189500112L>.
25. *Samuel Joseph, Bhandari Rajendra.* General Setting for Berry's Phase // *Phys. Rev. Lett.* — 1988. — Vol. 60. — Pp. 2339–2342. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.60.2339>.
26. *Pancharatnam S.* Generalized theory of interference, and its applications // *Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Section A*. — 1956. — Vol. 44, no. 5. — Pp. 247–262. — URL: <https://doi.org/10.1007/BF03046050>.
27. Development of ferroelectric liquid crystals with low birefringence / Evgeny Pozhidaev, Sofia Torgova, Vadim Barbashov et al. // *Liquid Crystals*. — 2019. — Vol. 46, no. 6. — Pp. 941–951. — URL: <https://doi.org/10.1080/02678292.2018.1542749>.
28. Geometric Phases for Mixed States in Interferometry / Erik Sjöqvist, Arun K. Pati, Artur Ekert et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — Vol. 85. — Pp. 2845–2849. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.2845>.
29. *Вавилов С.И.* Микроструктура света (исследования и очерки). — М.: Издательство АН СССР, 1950.
30. *Frocht M.M.* Photoelasticity. Vol. 1. — New York, N.Y., Wiley, 1941(repr. 1966), 1941. — URL: <https://books.google.com/books?id=h3RQzQEACAAJ>.
31. Selected Papers on Photoelasticity (SPIE Milestone Series Vol. MS158) / Ed. by Terry Yuan-Fang Chen. — SPIE Optical Engineering Press, 1999. — Vol. MS158. — P. 606.
32. *K. Noguchi H. Miyazawa, Mitomi O.* Frequency-dependent propagation characteristics of coplanar waveguide electrode on 100 GHz Ti:LiNbO₃ optical modulator // *Electronics Letters*. — 1998. — Vol. 34. —

- Pp. 661–663(2). — URL: https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/el_19980284.
33. *Chen A., Murphy E.* Broadband Optical Modulators: Science, Technology, and Applications. — Taylor & Francis, 2011. — URL: https://books.google.ru/books?id=V_ODXj71o5cC.
 34. Amplitude and Phase Modulation of Light Using Fano-Resonant Meta-Surfaces Integrated with Graphene / Nima Dabidian, Iskandar Kholmanov, Alexander B. Khanikaev et al. // *Advanced Photonics* 2015. — Optical Society of America, 2015. — P. IM4A.7. — URL: <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=IPRSN-2015-IM4A.7>.
 35. Programmable plasmonic phase modulation of free-space wavefronts at gigahertz rates / Alexei Smolyaninov, Abdelkrim El Amili, Felipe Vallini et al. // *Nature Photonics*. — 2019. — Vol. 13, no. 6. — Pp. 431–435. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41566-019-0360-3>.
 36. Handbook of High-resolution Spectroscopy / Ed. by M. Quack, F. Merkt. — John Wiley & Sons, Ltd., 2011. — Vol. 2. — Pp. 965–1019.
 37. *Roth Matthias, Heber Jörg, Janschek Klaus.* Modulating complex beams in amplitude and phase using fast tilt-micromirror arrays and phase masks // *Opt. Lett.* — 2018. — Vol. 43, no. 12. — Pp. 2860–2863. — URL: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-43-12-2860>.
 38. *Bammer F., Holzinger B., Schumi T.* A single crystal photo-elastic-modulator // *Optical Components and Materials IV* / Ed. by Shibin Jiang, Michel J. F. Digonnet; International Society for Optics and Photonics. — Vol. 6469. — SPIE, 2007. — Pp. 183 – 190. — URL: <https://doi.org/10.1117/12.699304>.
 39. A simple, inexpensive photoelastic modulator / Kyle J. Braun, Christian R. Lytle, James A. Kavanaugh et al. // *American Journal of Physics*. — 2009. — Vol. 77, no. 1. — Pp. 13–19. — URL: <https://doi.org/10.1119/1.2978001>.
 40. *Shames Paul E., Sun Pang Chen, Fainman Yesaiahu.* Modeling and optimization of electro-optic phase modulator // *Physics and Simulation of*

- Optoelectronic Devices IV / Ed. by Weng W. Chow, Marek Osinski; International Society for Optics and Photonics. — Vol. 2693. — SPIE, 1996. — Pp. 787 – 796. — URL: <https://doi.org/10.1117/12.239016>.
41. Experimental investigation of optical beam deflection based on PLZT electro-optic ceramic / Qing Ye, Zuoren Dong, Ronghui Qu, Zujie Fang // *Opt. Express*. — 2007. — Vol. 15, no. 25. — Pp. 16933–16944. — URL: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-15-25-16933>.
 42. High-resolution phase-only spatial light modulators with submillisecond response / Steven A. Serati, Xiaowei Xia, Owais Mughal, Anna Linnenberger // *Optical Pattern Recognition XIV* / Ed. by David P. Casasent, Tien-Hsin Chao; International Society for Optics and Photonics. — Vol. 5106. — SPIE, 2003. — Pp. 138 – 145. — URL: <https://doi.org/10.1117/12.488311>.
 43. Fringe field effect free high-resolution display and photonic devices using deformed helix ferroelectric liquid crystal / Zhibo Sun, Zhengnan Yuan, Runxiao Shi et al. // *Liquid Crystals*. — 2021. — Vol. 48, no. 1. — Pp. 100–110. — URL: <https://doi.org/10.1080/02678292.2020.1766137>.
 44. *Savage Neil*. Digital spatial light modulators // *Nature Photonics*. — 2009. — Vol. 3, no. 3. — Pp. 170–172. — URL: <https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.18>.
 45. *Ziqian, Gou, Chen et al.* Liquid Crystal Beam Steering Devices: Principles, Recent Advances, and Future Developments. — 2019. — URL: <https://doi.org/10.3390/cryst9060292>.
 46. Bimorph deformable mirror with a high density of electrodes to correct for atmospheric distortions / Vladimir Toporovskiy, Alexis Kudryashov, Vadim Samarkin et al. // *Appl. Opt.* — 2019. — Vol. 58, no. 22. — Pp. 6019–6026. — URL: <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-58-22-6019>.
 47. *Tyson Robert K., Scipioni Marco, Viegas Jaime*. Generation of an optical vortex with a segmented deformable mirror // *Appl. Opt.* — 2008. — Vol. 47, no. 33. — Pp. 6300–6306. — URL: <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-47-33-6300>.

48. Experimental test of an infrared phase conjugation adaptive array* / C. L. Hayes, R. A. Brandewie, W. C. Davis, G. E. Mevers // *J. Opt. Soc. Am.* — 1977. — Vol. 67, no. 3. — Pp. 269–277. — URL: <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josa-67-3-269>.
49. Адаптивная оптика / Под ред. Э.А. Витриченко. — Мир, 1980.
50. *Fontana Adriano, Moorwood Alan, Co.* Owl Blue Book: Owl Phase A Review. — 2004. — URL: https://www.eso.org/sci/facilities/eelt/owl/Phase_A_Review.html.
51. Synchrotron-based highest resolution FTIR spectroscopy of chlorobenzene / Sieghard Albert, Karen Keppler, Philippe Lerch et al. // *Journal of Molecular Spectroscopy*. — 2015. — Vol. 315. — Pp. 92 – 101. — Spectroscopy with Synchrotron Radiation. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022285215000557>.
52. LIGO: the Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory / B P Abbott, R Abbott, R Adhikari et al. // *Reports on Progress in Physics*. — 2009. — Vol. 72, no. 7. — P. 076901. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0034-4885/72/7/076901>.
53. *Yariv Amnon, Yeh Pochi.* Optical waves in crystals : propagation and control of laser radiation. — Wiley, 2003.
54. *Brown Thomas G.* The optics encyclopedia : basic foundations and practical applications. — Wiley Vch, 2004.
55. *Malacara Daniel, Thompson Brian J.* Handbook of optical engineering. — Crc Press Taylor & Francis, 2018.
56. *Chao Tien-Hsin, Davis Scott R., Anderson Michael H.* Compact liquid crystal waveguide based fourier transform spectrometer for in-situ and remote gas and chemical sensing // 2009 International Conference on Optical Instruments and Technology: Advanced Sensor Technologies and Applications / Ed. by Yan-Biao Liao, Anbo Wang, Tingyun Wang, Yukihiro Ishii; International Society for Optics and Photonics. — Vol. 7508. — SPIE, 2009. — Pp. 158 – 168. — URL: <https://doi.org/10.1117/12.838260>.

57. Liquid Crystal Beam Steering Devices: Principles, Recent Advances, and Future Developments / Ziqian He, Fangwang Gou, Ran Chen et al. // *Crystals*. — 2019. — Vol. 9, no. 6. — URL: <https://www.mdpi.com/2073-4352/9/6/292>.
58. High birefringence and high resistivity isothiocyanate-based nematic liquid crystal mixtures / Sebastian Gauza, Jun Li, Shin-Tson Wu et al. // *Liquid Crystals*. — 2005. — Vol. 32, no. 8. — Pp. 1077–1085. — URL: <https://doi.org/10.1080/02678290500303007>.
59. High Performance Room Temperature Nematic Liquid Crystals Based on Laterally Fluorinated Isothiocyanato-Tolanes / Sebastian Gauza, Shin-Tson Wu, Anna Spadło, Roman Dabrowski // *J. Display Technol.* — 2006. — Vol. 2, no. 3. — Pp. 247–253. — URL: <http://www.osapublishing.org/jdt/abstract.cfm?URI=jdt-2-3-247>.
60. Сонин А. С. Василевская А. С. Электрооптические кристаллы. — М.: Атомиздат, 1971.
61. Сиротин Ю. И. Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики. — М.: Наука, 1979.
62. Beams J. W. Electric and Magnetic Double Refraction // *Rev. Mod. Phys.* — 1932. — Vol. 4. — Pp. 133–172. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.4.133>.
63. Coelho, J Roland. Physics of dielectrics for the engineer. — Elsevier Scientific Pub. Co. ; New York, 1979.
64. Е. И. Кац В. В. Лебедев. Динамика жидких кристаллов. — М.: Наука, 1988.
65. Блинов Л. М. Жидкие кристаллы: Структура и свойства. — М.: Книжный дом "ЛИБРОКОМ", 2013.
66. Ferroelectric liquid crystals / Meyer, R. B., Liebert, L., Strzelecki, L., Keller, P. // *J. Physique Lett.* — 1975. — Vol. 36, no. 3. — Pp. 69–71. — URL: <https://doi.org/10.1051/jphyslet:0197500360306900>.

67. *Kesaev Vladimir V., Kiselev Alexei D., Pozhidaev Evgeny P.* Modulation of unpolarized light in planar-aligned subwavelength-pitch deformed-helix ferroelectric liquid crystals // *Phys. Rev. E*. — 2017. — Vol. 95. — P. 032705. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.95.032705>.
68. Optic models for short-pitch cholesteric and chiral smectic liquid crystals / Pascal Hubert, Pontus Jägemalm, Claudio Oldano, Mauro Rajteri // *Phys. Rev. E*. — 1998. — Vol. 58. — Pp. 3264–3272. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.58.3264>.
69. *Abdulhalim I., Moddel G.* Electrically and Optically Controlled Light Modulation and Color Switching Using Helix Distortion of Ferroelectric Liquid Crystals // *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. — 1991. — Vol. 200, no. 1. — Pp. 79–101. — URL: <https://doi.org/10.1080/00268949108044233>.
70. *Shapere Alfred, Wilczek Frank.* Geometric phases in physics. — World Scientific, 1989.
71. Топологические фазы в квантовой механике и поляризационной оптике / С. И. Виноцкий, В. Л. Дербов, В. М. Дубовик et al. // *Усп. физ. наук*. — 1990. — Vol. 160, no. 6. — Pp. 1–49. — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/1990/6/a/>.
72. *Anandan Jeeva.* The geometric phase // *Nature*. — 1992. — Vol. 360, no. 6402. — Pp. 307–313. — URL: <https://doi.org/10.1038/360307a0>.
73. *Клышко Д. Н.* Геометрическая фаза Берри в колебательных процессах // *Усп. физ. наук*. — 1993. — Т. 163, № 11. — С. 1–18. — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/1993/11/a/>.
74. *Малыкин Г. Б., Позднякова В. И.* Геометрические фазы в одномодовых волоконных световодах и волоконных кольцевых интерферометрах // *Усп. физ. наук*. — 2004. — Т. 174, № 3. — С. 303–322. — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/2004/3/e/>.
75. *Bhandari Rajendra, Samuel Joseph.* Observation of topological phase by use of a laser interferometer // *Phys. Rev. Lett.* — 1988. — Vol. 60. — Pp. 1211–1213. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.60.1211>.

76. *Bhandari Rajendra*. Observation of non-integrable geometric phase on the poincaré sphere // *Physics Letters A*. — 1988. — Vol. 133, no. 1. — Pp. 1–3. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375960188907232>.
77. Measurement of the Pancharatnam phase for a light beam / T. H. Chyba, L. J. Wang, L. Mandel, R. Simon // *Opt. Lett.* — 1988. — Vol. 13, no. 7. — Pp. 562–564. — URL: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-13-7-562>.
78. *Simon R., Kimble H. J., Sudarshan E. C. G.* Evolving Geometric Phase and Its Dynamical Manifestation as a Frequency Shift: An Optical Experiment // *Phys. Rev. Lett.* — 1988. — Vol. 61. — Pp. 19–22. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.61.19>.
79. *Simon R., Mukunda N., Sudarshan E. C. G.* The theory of screws: A new geometric representation for the group $SU(1,1)$ // *Journal of Mathematical Physics*. — 1989. — Vol. 30, no. 5. — Pp. 1000–1006. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.528365>.
80. *Bhandari Rajendra*. Geometric phase in an arbitrary evolution of a light beam // *Physics Letters A*. — 1989. — Vol. 135, no. 4. — Pp. 240–244. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375960189901059>.
81. *Simon R, Mukunda N.* Hamilton's turn and geometric phase for two-level systems // *Journal of Physics A: Mathematical and General*. — 1992. — Vol. 25, no. 22. — Pp. 6135–6144. — URL: <https://doi.org/10.1088/0305-4470/25/22/034>.
82. *Л Мандель, Э. Вольф*. Оптическая когерентность и квантовая оптика. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2000.
83. *Э. О'Нейл*. Введение в статистическую оптику. — М.: Мир, 1966.
84. *Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б.* Квантовая электродинамика. — М.: Наука, 1981.
85. *Шерклифф У.* Поляризованный свет (Получение и использование). — М.: Издательство "Мир 1965.
86. *Аззам Р. Башара Н.* Эллипсометрия и поляризованный свет. — М.: Издательство "Мир 1981.

87. *Escuti Michael J., Kim Jihwan, Kudenov Michael W.* Controlling Light with Geometric-Phase Holograms // *Opt. Photon. News.* — 2016. — Vol. 27, no. 2. — Pp. 22–29. — URL: <http://www.osa-opn.org/abstract.cfm?URI=opn-27-2-22>.
88. Interplay between diffraction and the Pancharatnam-Berry phase in inhomogeneously twisted anisotropic media / Chandroth P. Jisha, Alessandro Alberucci, Lorenzo Marrucci, Gaetano Assanto // *Phys. Rev. A.* — 2017. — Vol. 95. — P. 023823. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.95.023823>.
89. *Yu Nanfang, Capasso Federico.* Flat optics with designer metasurfaces // *Nature Materials.* — 2014. — Vol. 13, no. 2. — Pp. 139–150. — URL: <https://doi.org/10.1038/nmat3839>.
90. *В. Балашов В., К. Долинов В.* Курс квантовой механики. — Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", 2001.
91. Measurement of Geometric Phase for Mixed States Using Single Photon Interferometry / Marie Ericsson, Daryl Achilles, Julio T. Barreiro et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 94. — P. 050401. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.050401>.
92. All-optical polarimetric generation of mixed-state single-photon geometric phases / D. Barberena, O. Ortíz, Y. Yugra et al. // *Phys. Rev. A.* — 2016. — Vol. 93. — P. 013805. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.93.013805>.
93. *Kiselev Alexei D., Kesaev Vladimir V.* Interferometric and Uhlmann phases of mixed polarization states // *Phys. Rev. A.* — 2018. — Vol. 98. — P. 033816. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.98.033816>.
94. *Rheims J, Köser J, Wriedt T.* Refractive-index measurements in the near-IR using an Abbe refractometer // *Measurement Science and Technology.* — 1997. — Vol. 8, no. 6. — Pp. 601–605. — URL: <https://doi.org/10.1088/0957-0233/8/6/003>.
95. Linear refractive index and absorption measurements of nonlinear optical liquids in the visible and near-infrared spectral region / S. Kedenburg, M. Vieweg, T. Gissibl, H. Giessen // *Opt. Mater. Express.* — 2012. — Vol. 2, no. 11.

- Pp. 1588–1611. — URL: <http://www.osapublishing.org/ome/abstract.cfm?URI=ome-2-11-1588>.
96. *А. Джеррард, Дж.М. Бёрч.* Введение в матричную оптику. — М.: Издательство "Мир" 1978.
97. *Рытов С.М.* О переходе от волновой к геометрической оптике // *ДАН СССР.* — 1938. — Т. XVIII, № 4–5. — С. 263–266.
98. *Владимирский В.В.* О вращении плоскости поляризации в искривленном световом луче // *ДАН СССР.* — 1941. — Т. XXXI, № 3. — С. 222–225.
99. *Hariharan P.* Engineering & Laboratory Notes Achromatic Phase-Shifting for White-Light Interferometry // *Appl. Opt.* — 1996. — Vol. 35, no. 34. — Pp. 6823–6824. — URL: <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-35-34-6823>.
100. *Rosales-Guzman Carmelo, Forbes Andrew.* How to shape light with spatial light modulators. SPIE spotlight ; SL30. — SPIE Digital Library, 2017. — URL: <https://doi.org/10.1117/3.2281295>.
101. Phase-only liquid-crystal spatial light modulator for wave-front correction with high precision / Lifa Hu, Li Xuan, Yongjun Liu et al. // *Opt. Express.* — 2004. — Vol. 12, no. 26. — Pp. 6403–6409. — URL: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-12-26-6403>.
102. High-efficiency and flexible generation of vector vortex optical fields by a reflective phase-only spatial light modulator / Meng-Qiang Cai, Zhou-Xiang Wang, Juan Liang et al. // *Appl. Opt.* — 2017. — Vol. 56, no. 22. — Pp. 6175–6180. — URL: <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-56-22-6175>.
103. Generation of perfect polarization vortices using combined gratings in a single spatial light modulator / Tonglu Wang, Shiyao Fu, Feng He, Chunqing Gao // *Appl. Opt.* — 2017. — Vol. 56, no. 27. — Pp. 7567–7571. — URL: <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-56-27-7567>.
104. *Fyomat A. L.* Jones's Matrix Representation of Optical Instruments. I: Beam Splitters // *Appl. Opt.* — 1971. — Vol. 10, no. 11. — Pp. 2499–2505. — URL: <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-10-11-2499>.

105. *Smith Daniel G.* Field guide to physical optics. Jones Rotation and Reflection Matrices. — Spie Press, 2013.
106. *Шубников Алексей Васильевич.* Основы оптической кристаллографии. — Издательство Академии Наук СССР, 1958.
107. *М. Борн, Э. Вольф.* Основы оптики, изд.2 пер. с англ. — Главная редакция Физико-математической литературы изд-ва "Наука 1973.
108. *Breguet J., Gisin N.* Interferometer using a 3×3 coupler and Faraday mirrors // *Opt. Lett.* — 1995. — Vol. 20, no. 12. — Pp. 1447–1449. — URL: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-20-12-1447>.
109. Interferometry with Faraday mirrors for quantum cryptography / H. Zbinden, J.D. Gautier, N. Gisin et al. // *Electronics Letters.* — 1997. — Vol. 33. — Pp. 586–588(2). — URL: https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/el_19970427.
110. A compensator for the effects of high-order polarization mode dispersion in optical fibers / M. Shtaif, A. Mecozzi, M. Tur, J.A. Nagel // *IEEE Photonics Technology Letters.* — 2000. — Vol. 12, no. 4. — Pp. 434–436.
111. *Kesaev Vladimir V., Kiselev Alexei D.* Phase-only modulation of light // *Opt. Lett.* — 2020. — Vol. 45, no. 24. — Pp. 6703–6706. — URL: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-45-24-6703>.
112. What is — and what is not — an optical isolator / Dirk Jalas, Alexander Petrov, Manfred Eich et al. // *Nature Photonics.* — 2013. — Vol. 7, no. 8. — Pp. 579–582. — URL: <https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.185>.
113. *Theocaris Pericles S., Gdoutos Emmanuel E.* Matrix Theory of Photoelasticity. Springer Series in Optical Sciences 11. — Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1979.
114. *Ferreira L. A., Santos J. L., Farahi F.* Polarization-induced noise in a fiber-optic Michelson interferometer with Faraday rotator mirror elements // *Appl. Opt.* — 1995. — Vol. 34, no. 28. — Pp. 6399–6402. — URL: <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-34-28-6399>.

115. *Tse Wang-Kong, MacDonald A. H.* Giant Magneto-Optical Kerr Effect and Universal Faraday Effect in Thin-Film Topological Insulators // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 105. — P. 057401. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.057401>.
116. Giant Magneto-Optical Faraday Effect in HgTe Thin Films in the Terahertz Spectral Range / A. M. Shuvaev, G. V. Astakhov, A. Pimenov et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 106. — P. 107404. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.107404>.
117. *Coker Ernest George, Filon Louis Napoleon George.* A treatise on photo-elasticity. — Cambridge : Cambridge University Press, 1931.
118. *Yeh Pochi, Gu Claire.* Optics of Liquid Crystal Displays. — 2nd edition. — Wiley Publishing, 2009.
119. *Белл Р.Дж.* Введение в фурье-спектроскопию. — М.: Издательство "Мир" 1975.
120. *Brewster David.* X. On the communication of the structure of doubly refracting crystals to glass, muriate of soda, fluor spar, and other substances, by mechanical compression and dilatation. By David Brewster, LL. D. F. R. S. Lond. and Edin. In a letter addressed to the Right Hon. Sir Joseph Banks, Bart. G. C. B. P. R. S. // *Philosophical Transactions The Royal Society.* — 1816. — Vol. 106. — Pp. 156–178.
121. *Bain Ashim Kumar, Wiley-Vch.* Crystal optics properties and applications. — Weinheim, Germany Wiley-Vch, 2019.
122. *Kemp James C.* Piezo-Optical Birefringence Modulators: New Use for a Long-Known Effect // *J. Opt. Soc. Am.* — 1969. — Vol. 59, no. 8. — Pp. 950–954. — URL: <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josa-59-8-950>.
123. *Clarke D, Ibbett R N.* A three-channel astronomical photoelectric spectropolarimeter // *Journal of Physics E: Scientific Instruments.* — 1968. — Vol. 1, no. 4. — Pp. 409–412. — URL: <https://doi.org/10.1088/0022-3735/1/4/310>.
124. *Siegman A.E.* Lasers. — University Science Books, 1986. — URL: <https://books.google.ru/books?id=1BZVwUZLTkAC>.

125. Allen L., Padgett M.J., Babiker M. IV The Orbital Angular Momentum of Light // *Progress in Optics* / Ed. by E. Wolf. — Elsevier, 1999. — Vol. 39. — Pp. 291–372. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079663808703913>.
126. Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate / M.W. Beijersbergen, R.P.C. Coerwinkel, M. Kristensen, J.P. Woerdman // *Optics Communications*. — 1994. — Vol. 112, no. 5. — Pp. 321–327. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401894906386>.
127. Berry M V. Optical vortices evolving from helicoidal integer and fractional phase steps // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. — 2004. — Vol. 6, no. 2. — Pp. 259–268. — URL: <https://doi.org/10.1088/1464-4258/6/2/018>.
128. The generation of free-space Laguerre-Gaussian modes at millimetre-wave frequencies by use of a spiral phaseplate / G.A. Turnbull, D.A. Robertson, G.M. Smith et al. // *Optics Communications*. — 1996. — Vol. 127, no. 4. — Pp. 183–188. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401896000703>.
129. Production and characterization of spiral phase plates for optical wavelengths / S. S. R. Oemrawsingh, J. A. W. van Houwelingen, E. R. Eliel et al. // *Appl. Opt.* — 2004. — Vol. 43, no. 3. — Pp. 688–694. — URL: <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-43-3-688>.
130. Laguerre-Gaussian beam generated with a multilevel spiral phase plate for high intensity laser pulses / K. Sueda, G. Miyaji, N. Miyanaga, M. Nakatsuka // *Opt. Express*. — 2004. — Vol. 12, no. 15. — Pp. 3548–3553. — URL: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-12-15-3548>.
131. Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms / N. R. Heckenberg, R. McDuff, C. P. Smith, A. G. White // *Opt. Lett.* — 1992. — Vol. 17, no. 3. — Pp. 221–223. — URL: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-17-3-221>.
132. Sacks Z. S., Rozas D., Swartzlander G. A. Holographic formation of optical-vortex filaments // *J. Opt. Soc. Am. B*. — 1998. — Vol. 15, no. 8. — Pp. 2226–2234. — URL: <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-15-8-2226>.

133. Near-perfect hologram reconstruction with a spatial light modulator / Alexander Jesacher, Christian Maurer, Andreas Schwaighofer et al. // *Opt. Express.* — 2008. — Vol. 16, no. 4. — Pp. 2597–2603. — URL: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-16-4-2597>.
134. *Marrucci Lorenzo*. The q-plate and its future // *Journal of Nanophotonics.* — 2013. — Vol. 7, no. 1. — Pp. 1 – 5. — URL: <https://doi.org/10.1117/1.JNP.7.078598>.
135. Tunable liquid crystal q-plates with arbitrary topological charge / Sergei Slusarenko, Anatoli Murauski, Tao Du et al. // *Opt. Express.* — 2011. — Vol. 19, no. 5. — Pp. 4085–4090. — URL: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-19-5-4085>.
136. Generation of perfect vortex and vector beams based on Pancharatnam-Berry phase elements / Yachao Liu, Yougang Ke, Junxiao Zhou et al. // *Scientific Reports.* — 2017. — Vol. 7, no. 1. — P. 44096. — URL: <https://doi.org/10.1038/srep44096>.
137. Formation of helical beams by use of Pancharatnam–Berry phase optical elements / Gabriel Biener, Avi Niv, Vladimir Kleiner, Erez Hasman // *Opt. Lett.* — 2002. — Vol. 27, no. 21. — Pp. 1875–1877. — URL: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-27-21-1875>.
138. *Chigrinov Vladimir, Kudreyko Aleksey, Guo Qi*. Patterned Photoalignment in Thin Films: Physics and Applications // *Crystals.* — 2021. — Vol. 11, no. 2. — URL: <https://www.mdpi.com/2073-4352/11/2/84>.
139. *Yang K. H., Chieu T. C., Osofsky S.* Depolarization field and ionic effects on the bistability of surface-stabilized ferroelectric liquid-crystal devices // *Applied Physics Letters.* — 1989. — Vol. 55, no. 2. — Pp. 125–127. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.102121>.
140. *Perlmutter S. H., Doroski D., Moddel G.* Degradation of liquid crystal device performance due to selective adsorption of ions // *Applied Physics Letters.* — 1996. — Vol. 69, no. 9. — Pp. 1182–1184. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.117404>.

141. Generalized Debye integral / Zongzhao Wang, Olga Baladron-Zorita, Christian Hellmann, Frank Wyrowski // *Opt. Express.* — 2020. — Vol. 28, no. 17. — Pp. 24459–24470. — URL: <https://www.osapublishing.org/oe/fulltext.cfm?uri=oe-28-17-24459&id=434184>.
142. *Richards B., Wolf E., Gabor Dennis.* Electromagnetic diffraction in optical systems, II. Structure of the image field in an aplanatic system // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences.* — 1959. — Vol. 253, no. 1274. — Pp. 358–379. — URL: <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspa.1959.0200>.
143. *Nye John Frederick, Hajnal J. V.* The wave structure of monochromatic electromagnetic radiation // *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences.* — 1987. — Vol. 409, no. 1836. — Pp. 21–36. — URL: <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspa.1987.0002>.
144. *Berry M.V, Dennis M.R.* Polarization singularities in isotropic random vector waves // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences.* — 2001. — Vol. 457, no. 2005. — Pp. 141–155. — URL: <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspa.2000.0660>.
145. *Vyas Sunil, Kozawa Yuichi, Sato Shunichi.* Polarization singularities in superposition of vector beams // *Opt. Express.* — 2013. — Vol. 21, no. 7. — Pp. 8972–8986. — URL: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-21-7-8972>.
146. *Boruah B. R., Neil M. A. A.* Focal field computation of an arbitrarily polarized beam using fast Fourier transforms // *Optics Communications.* — 2009. — Vol. 282, no. 24. — Pp. 4660–4667.
147. Fast vectorial calculation of the volumetric focused field distribution by using a three-dimensional Fourier transform / J. Lin, O. G. Rodríguez-Herrera, F. Kenny et al. // *Opt. Express.* — 2012. — Vol. 20, no. 2. — Pp. 1060–1069. — URL: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-20-2-1060>.
148. Efficient full-path optical calculation of scalar and vector diffraction using the Bluestein method / Yanlei Hu, Zhongyu Wang, Xuewen Wang et al. // *Light:*

- Science & Applications*. — 2020. — Vol. 9, no. 1. — P. 119. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41377-020-00362-z>.
149. Clark Noel A., Lagerwall Sven T. Submicrosecond bistable electro-optic switching in liquid crystals // *Applied Physics Letters*. — 1980. — Vol. 36, no. 11. — Pp. 899–901. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.91359>.
150. Ferroelectric C* phase induced in a nematic liquid crystal matrix by a chiral non-mesogenic dopant / E. P. Pozhidaev, S. I. Torgova, V. A. Barbashov et al. // *Applied Physics Letters*. — 2015. — Vol. 106, no. 6. — P. 062904. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4908152>.
151. Direct Observation of Transfer of Angular Momentum to Absorptive Particles from a Laser Beam with a Phase Singularity / H. He, M. E. J. Friese, N. R. Heckenberg, H. Rubinsztein-Dunlop // *Phys. Rev. Lett.* — 1995. — Vol. 75. — Pp. 826–829. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.75.826>.
152. Hell Stefan W., Wichmann Jan. Breaking the diffraction resolution limit by stimulated emission: stimulated-emission-depletion fluorescence microscopy // *Opt. Lett.* — 1994. — Vol. 19, no. 11. — Pp. 780–782. — URL: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-19-11-780>.

Список рисунков

1.1	Способы получения фазовой задержки света	20
1.2	Параметры смектического слоя геликоидального СЖК и устройство планарно ориентированной СЖК ячейки [67].	27
1.3	Изменение индикатрисы субволнового планарно ориентированного СЖК под действием управляющего электрического поля [67].	29
1.4	Единичная сфера Пуанкаре, определяемая нормированными параметрами Стокса \hat{s}_i	33
2.1	Схема двухлучевого интерферометра типа Маха-Цендера для изучения фазовой модуляции частично поляризованного света.	37
2.2	Эллиптичность и азимут поляризации света в зависимости от угла поворота четвертьволновой пластинки. Эксперимент с вращающейся четвертьволновой пластинкой.	44
2.3	Траектория эллипса поляризации на сфере Пуанкаре в зависимости от азимута поворота четвертьволновой пластинки [93].	45
2.4	Экспериментальная установка на основе интерферометра Маха-Цендера для исследования модуляции неполяризованного света электрооптической ячейкой на основе планарно ориентированного СЖК с эффектом деформированной спирали [67].	48
2.5	Картина интерференционных полос на выходе из интерферометра [67].	53
2.6	Интенсивность света, регистрируемая за точечным отверстием на выходе интерферометра, в зависимости от величины управляющего электрического поля для ячейки заполненной смесью СЖК ₆₂₄ [67].	54
2.7	Интенсивность света на выходе интерферометра для двух положений поляризатора $\psi_p = 0$ и перпендикулярного ему $\psi_p = \pi/2$, в зависимости от величины управляющего электрического поля для ячейки заполненной смесью СЖК ₆₂₄ [67].	55
2.8	Схема экспериментальной установки на основе двухлучевого интерферометра Маха-Цендера с частично линейно поляризованным светом на входе и СЖК ячейкой в тестовом плече [93].	57

2.9	Интенсивность света на выходе из интерферометра в зависимости от величины управляющего электрического поля для различных значений степени поляризации [93].	58
2.10	Схема экспериментальной установки по типу двухлучевого интерферометра Маха-Цендера с модулируемым состоянием поляризации частично поляризованного света на входе [93].	61
2.11	Фотографии интерференционных полос, наблюдаемые на экране с точечной диафрагмой, для различных степеней поляризации [93].	63
2.12	Интенсивность света на выходе из интерферометра в зависимости от угла поворота φ_p четвертьволновой пластинки для различных степеней поляризации [93].	64
2.13	Геометрическая фаза $\Phi_I = \Phi_U^{(12)}$ при различных степенях поляризации в зависимости от угла поворота оптической оси четвертьволновой пластинки [93].	65
2.14	Геометрическая фаза $\Phi_I = \Phi_U^{(12)}$ для различных углов поворота эллипса поляризации $\Delta\Phi_R$ и при фиксированном азимуте четвертьволновой пластинки $s = \pi/4$ в зависимости от степени поляризации P_0 [93].	65
3.1	Экспериментальная установка на основе интерферометра Майкельсона для исследования чисто фазовой модуляции света. На вставке показаны фотографии интерференционных полос на выходе из интерферометра, демонстрирующие фазовый сдвиг на π [111].	73
3.2	Оптическая схема чисто фазового модулятора для линейно поляризованного света. Модулятор может использовать среды с вращающимися оптическими осями.	77
3.3	Интенсивность на выходе интерферометра, обусловленная сдвигом интерференционных полос (см. рис. 3.1) [111].	79
3.4	Электроиндуцируемые изменения эффективных показателей преломления СЖК587 [111].	80
3.5	Осциллограмма чисто фазовой модуляции света с частотой 4 кГц и глубиной 2π , полученная в зеленом свете ($\lambda = 532$ нм) для ячейки толщиной 50 мкм, заполненной смесью СЖК587Ф7 [111].	80

3.6	Экспериментальная установка на основе интерферометра Саньяка для исследования поляризационно нечувствительной модуляции интенсивности света, основанной на относительной разности фаз.	84
3.7	Интенсивность света на выходе из интерферометра Саньяка (см. рис. 3.6) для ячейки толщиной ≈ 50 мкм, заполненной смесью СЖК ₅₈₇ .	86
4.1	Распределение интенсивности I , вещественной части электрического поля $\text{Re}\mathcal{E}$ и фазы Φ в плоскости xy для различных мод Лагерра-Гаусса LG_{pl} согласно (4.1).	97
4.2	Спиральная фазовая пластинка (СФП).	98
4.3	Конструкция спиральной фазовой пластинки (СФП) [15]	99
4.4	Электроиндуцированные фазовые задержки $\delta\Phi_{\pm}(E^2)$ и угол отклонения оптической оси $\Psi_d(E)$ для СЖК ₅₈₇ Ф7 [15].	101
4.5	Распределение фазовой задержки на секторах СФП и рассчитанная интенсивность света I в фокальной плоскости линзы в зависимости от топологического заряда l .	103
4.6	Экспериментальная установка для формирования оптических вихрей 12-сегментной спиральной фазовой пластинкой на основе планарно ориентированного СЖК с эффектом деформированной субволновой спирали [15].	105
4.7	Эллиптичность света после прохождения планарно-ориентированного слоя СЖК ₅₈₇ Ф7 толщиной 50 мкм, в зависимости от величины приложенного электрического поля \hat{E} [15].	106
4.8	Измеренные распределения интенсивности в фокальной плоскости линзы для разных топологических зарядов [15] (фотографии в строках а) и б) получены коллективом Самарского филиала ФИАН).	107
A.1	Зависимости фазы Панчаратнама $[\Delta\Phi_P = \Phi_P(E) - \Phi_P(0)]$ и интерферометрической фазы Φ_I от величины приложенного электрического поля к 50-мкм ячейке заполненной СЖК ₅₈₇ Ф7 для разных степеней поляризации P_0 при $\epsilon_{ell} = 0$ (частичная линейная поляризация) [93].	135

- А.2 Зависимости фазы Панчаратнама $[\Delta\Phi_P = \Phi_P(E) - \Phi_P(0)]$ и интерферометрической фазы Φ_I от величины приложенного электрического поля к 50-мкм ячейке заполненной СЖК_{587Ф7} для разных степеней поляризации P_0 при $\varepsilon_{ell} = \text{tg}(\pi/4 - \theta_0) \approx 0.16$ (частичная эллиптическая поляризация) [93]. 136
- Б.1 Шум выходной интенсивности используемого He-Ne лазера (05-LHR-151 производства Melles Griot) на разных временных интервалах. 137
- В.1 Схема установки светоделителя **СВ** относительно плоскости падения луча, входящего в интерферометр. 138
- Г.1 Распределение фазы в фокальной плоскости линзы в зависимости от топологического заряда l в случае чисто фазовой модуляции (изотропная 12-сегментная СФП). 139
- Г.2 Распределение фазы в фокальной плоскости линзы в зависимости от топологического заряда l в случае 12-сегментной СФП с планарно-ориентированным СЖК_{587Ф7} толщиной 50 мкм. 140
- Г.3 Распределения эллиптичности ε_{ell} и азимута поляризации θ_{ell} в плоскости СФП для разных значений топологического заряда l 141
- Г.4 Распределения эллиптичности ε_{ell} и азимута поляризации θ_{ell} в фокальной плоскости линзы для разных значений топологического заряда l 142
- Г.5 Q-пластинка на основе СЖК для генерации оптических вихрей. . . . 143
- Г.6 Распределение интенсивности I_i в фокальной плоскости линзы для СФП на основе СЖК_{587Ф7} толщиной 50 мкм, топологического заряда $l = 1$ и 60× микрообъектива с числовой апертурой $NA=0,85$. 144

Список таблиц

1	Способы получения фазовой задержки света	19
2	Параметры жидкокристаллической смеси СЖК587Ф7	43
3	Параметры жидкокристаллической смеси СЖК587 [14]	78

Приложение А

Геометрические фазы (см. раздел 2.4)

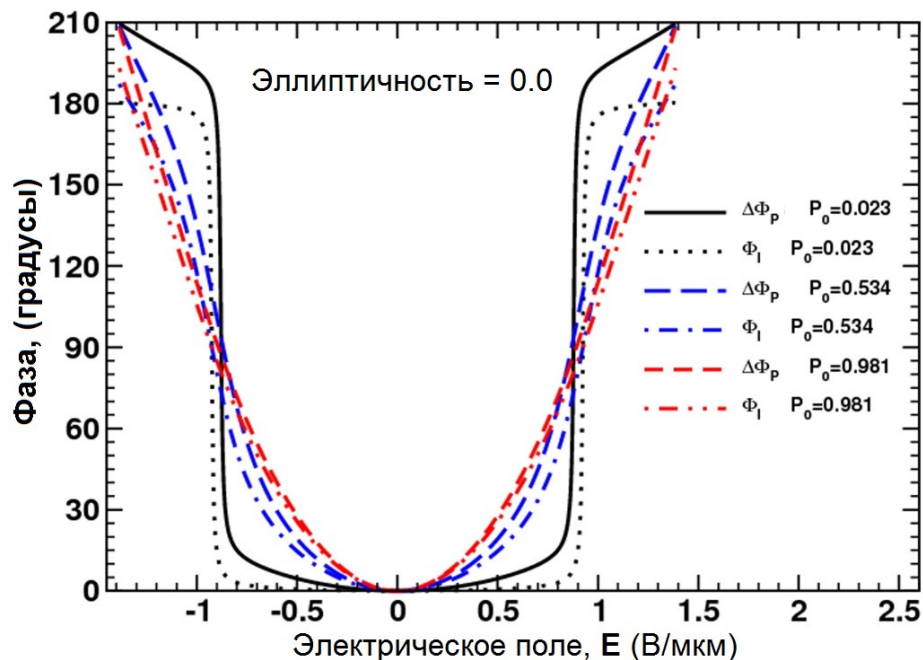


Рисунок А.1 — Зависимости фазы Панчаратнама [$\Delta\Phi_P = \Phi_P(E) - \Phi_P(0)$] и интерферометрической фазы Φ_I от величины приложенного электрического поля к 50-мкм ячейке заполненной СЖК₅₈₇Ф₇ для разных степеней поляризации P_0 при $\varepsilon_{ell} = 0$ (частичная линейная поляризация) [93].

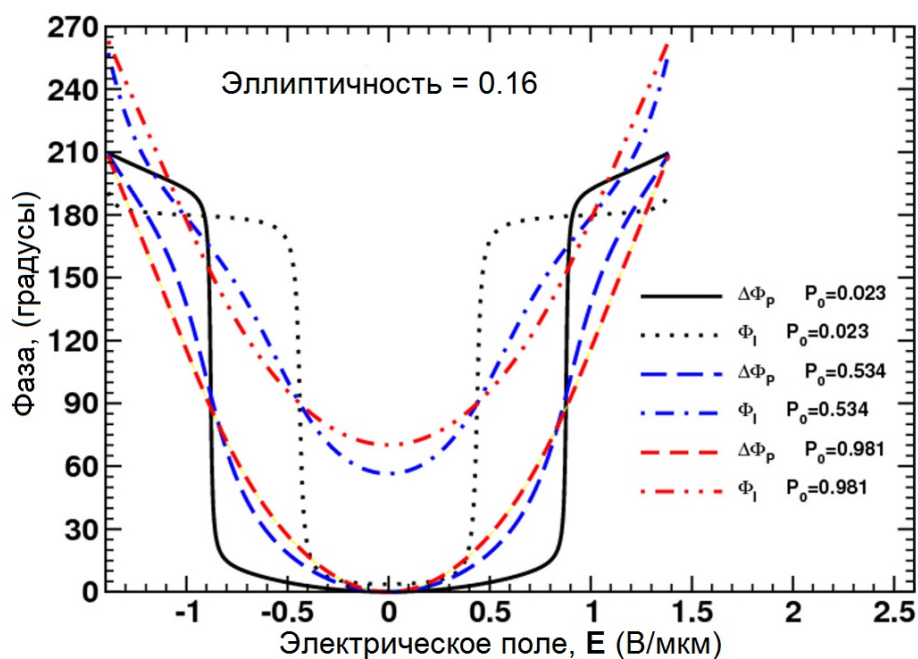
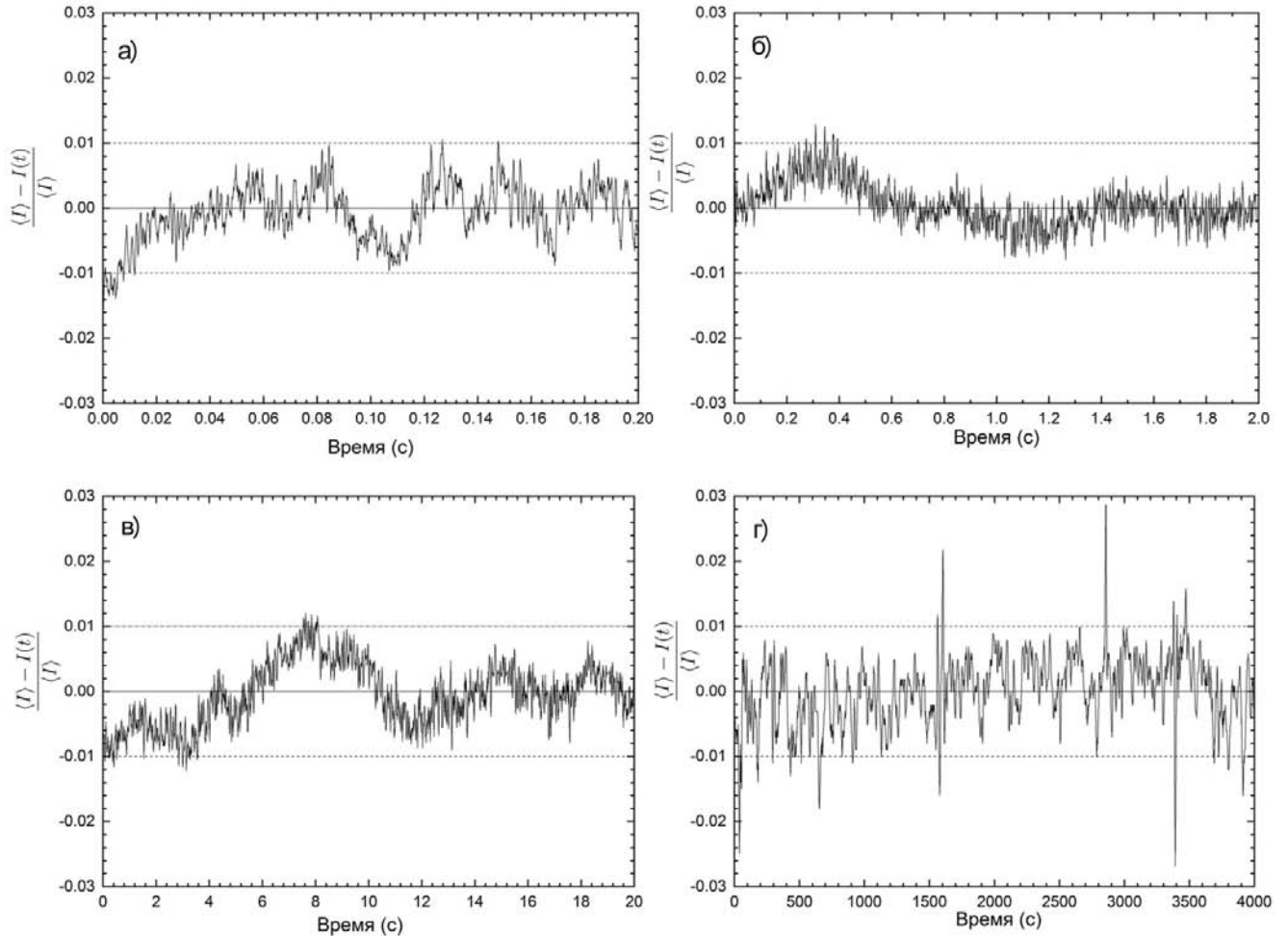


Рисунок А.2 — Зависимости фазы Панчаратнама [$\Delta\Phi_P = \Phi_P(E) - \Phi_P(0)$] и интерферометрической фазы Φ_I от величины приложенного электрического поля к 50-мкм ячейке заполненной СЖК₅₈₇Ф₇ для разных степеней поляризации P_0 при $\epsilon_{ell} = \text{tg}(\pi/4 - \theta_0) \approx 0.16$ (частичная эллиптическая поляризация) [93].

Приложение Б

Шумы интенсивности использованного источника света (см. раздел 2.2)

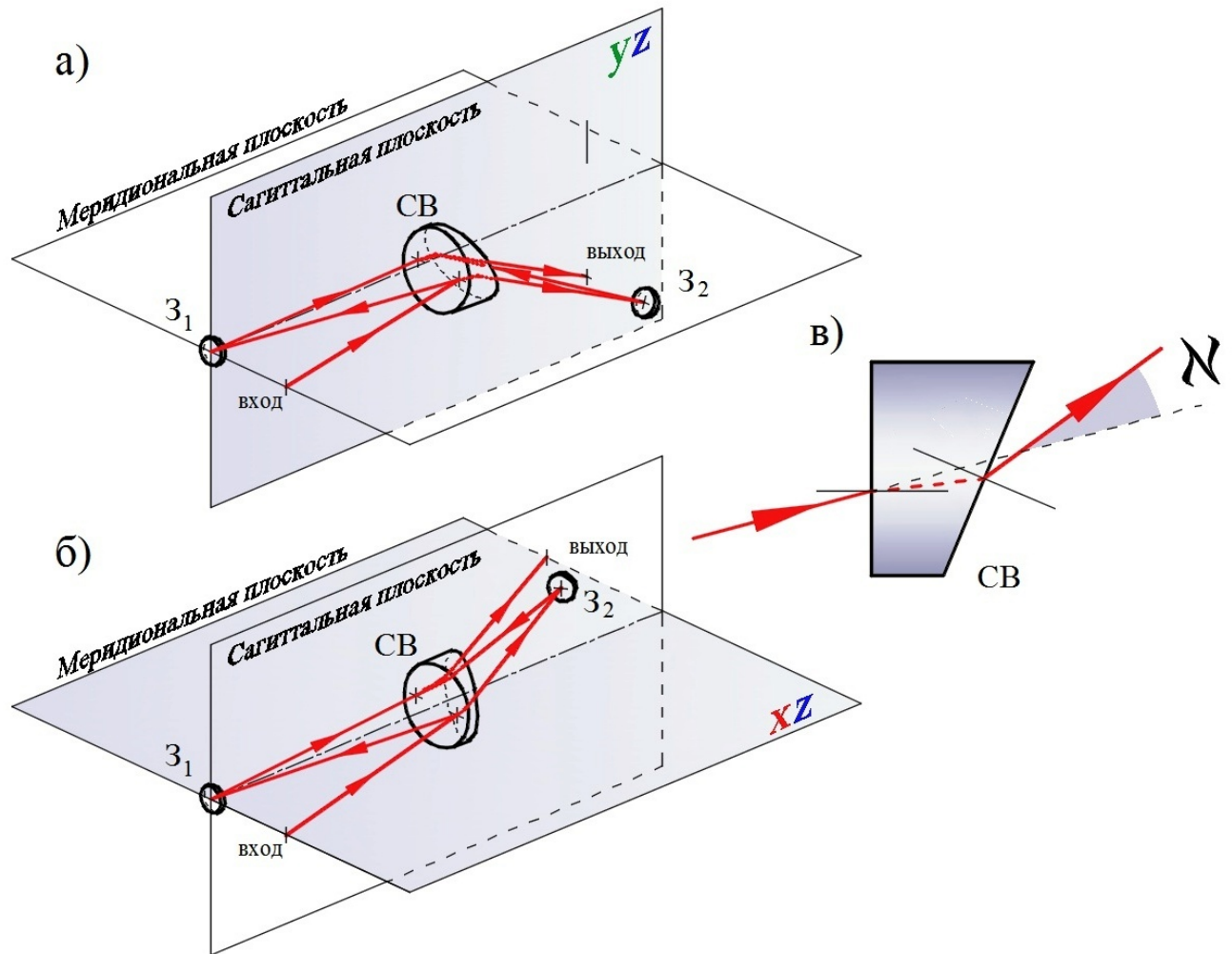


По вертикальной оси нормированное отклонение от средней интенсивности $\frac{\langle I \rangle - I(t)}{\langle I \rangle}$, здесь $\langle I \rangle$ - средняя интенсивности за интервал наблюдения. а) Наблюдение на интервале 0,2 с, частота оцифровки 1 кГц; б) интервал – 2,0 с, частота оцифровки – 1 кГц; в) интервал – 20,0 с, частота оцифровки – 100 Гц; г) интервал – 4000,0 с, частота оцифровки – 0,5 Гц;

Рисунок Б.1 — Шум выходной интенсивности используемого He-Ne лазера (05-LHR-151 производства Melles Griot) на разных временных интервалах.

Приложение В

Схема установки светоделителя в интерферометре, исключая фазу Рытова-Владимирского (см. раздел 2.2)



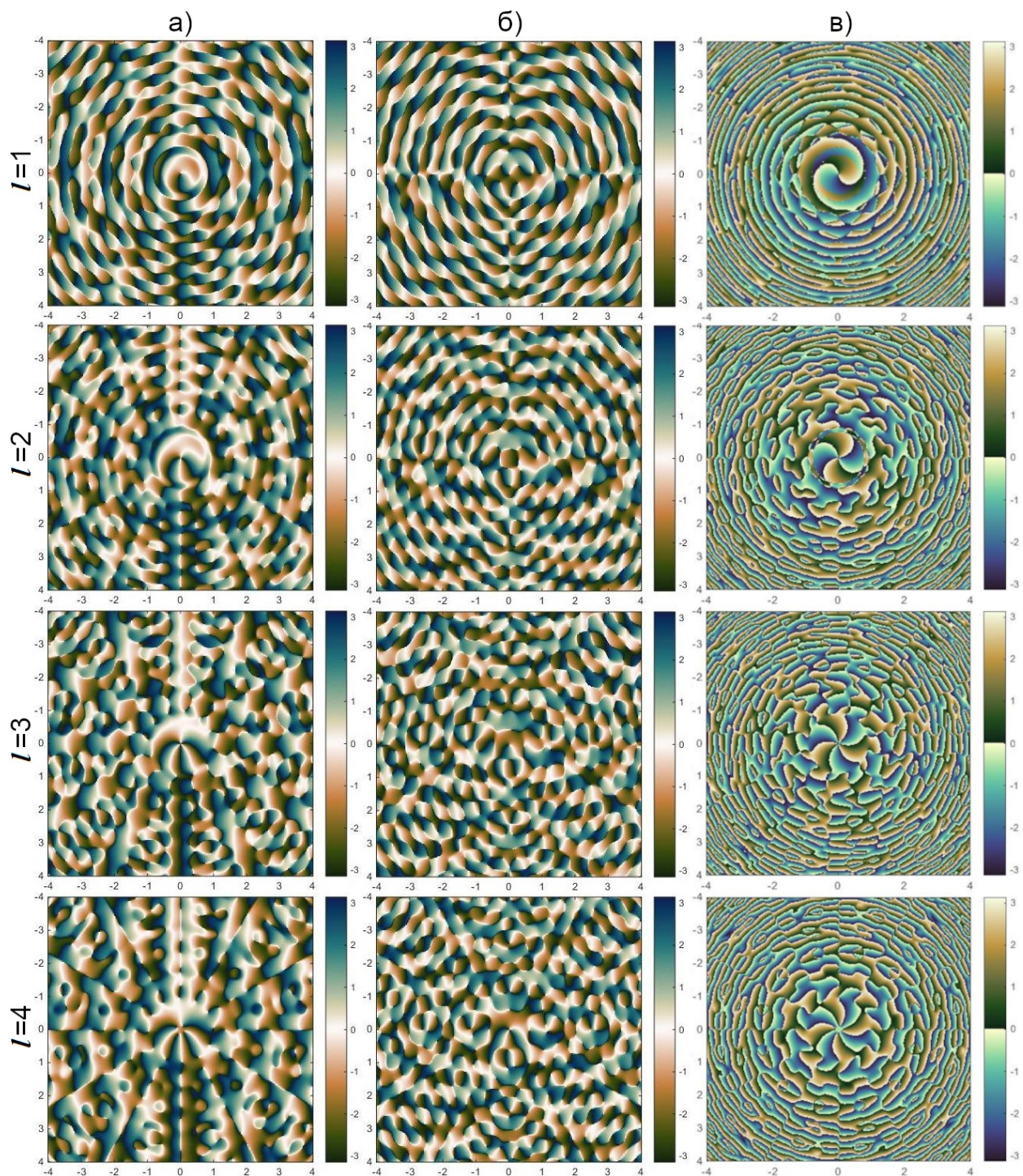
$З_{1,2}$ -глухие зеркала, СВ - светоделитель

а) Способ, при котором сагиттальная плоскость является плоскостью симметрии интерферометра. Из-за отклонения траектории лучей СВ- $З_2$ -СВ возникает дополнительный геометрический фазовый сдвиг Рытова-Владимирского. б) Используемая на практике схема установки светоделителя СВ. Отклонение лучей происходит в меридиональной плоскости и дополнительный фазовый набег отсутствует. в) Установка главного сечения светоделителя относительно падающего входного луча с увеличением угла отклонения \mathcal{N} .

Рисунок В.1 — Схема установки светоделителя СВ относительно плоскости падения луча, входящего в интерферометр.

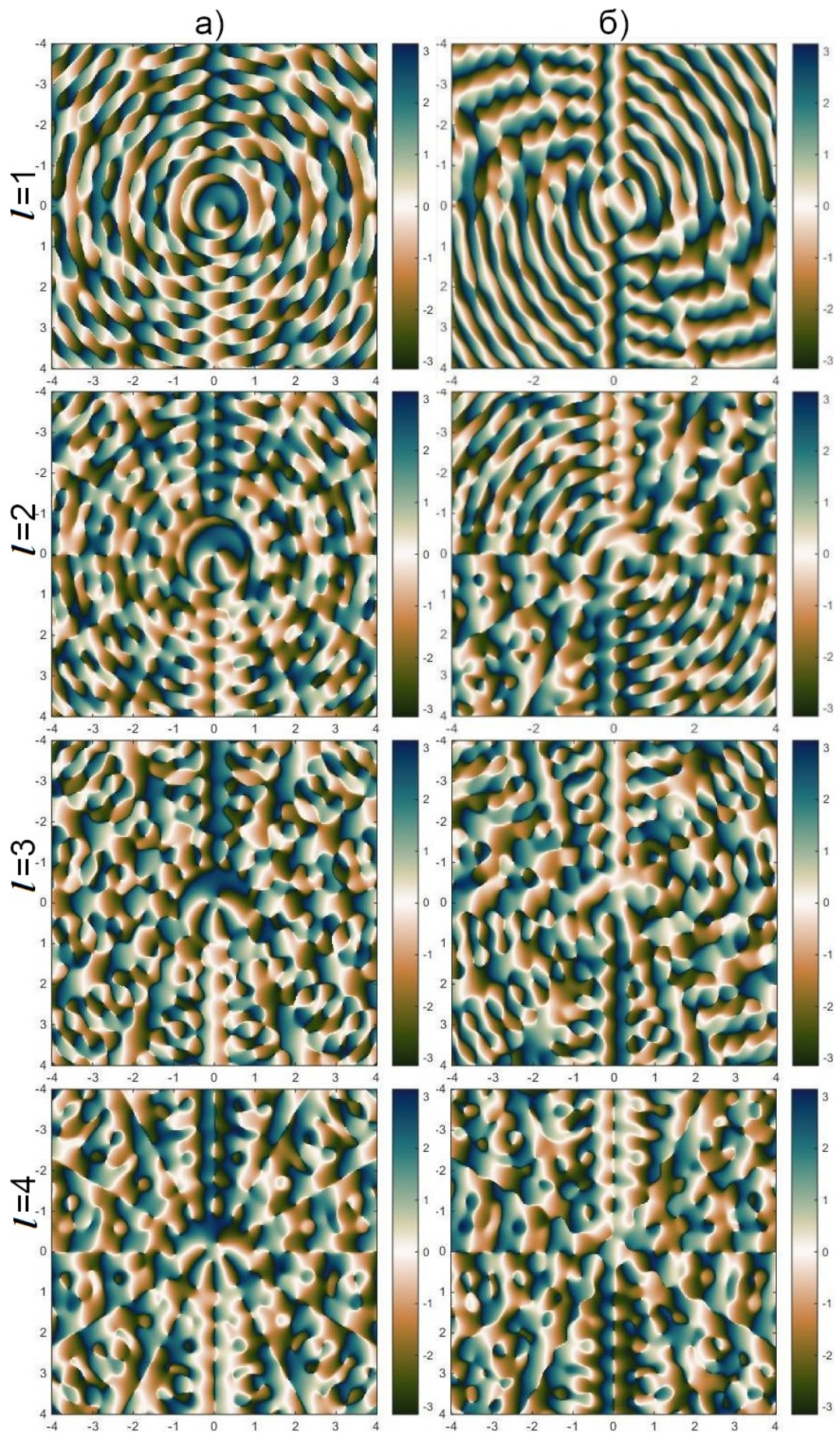
Приложение Г

Характеристики оптических вихрей (см. главу 4)



а) фаза Φ_x и б) фаза Φ_y с использованием теории дифракции Дебая; в) фаза в приближении Рэлея-Зоммерфельда.

Рисунок Г.1 — Распределение фазы в фокальной плоскости линзы в зависимости от топологического заряда l в случае чисто фазовой модуляции (изотропная 12-сегментная СФП).



а) фаза Φ_x ; б) фаза Φ_y .

Рисунок Г.2 — Распределение фазы в фокальной плоскости линзы в зависимости от топологического заряда l в случае 12-сегментной СФП с планарно-ориентированным СЖК $_{587\Phi 7}$ толщиной 50 мкм.

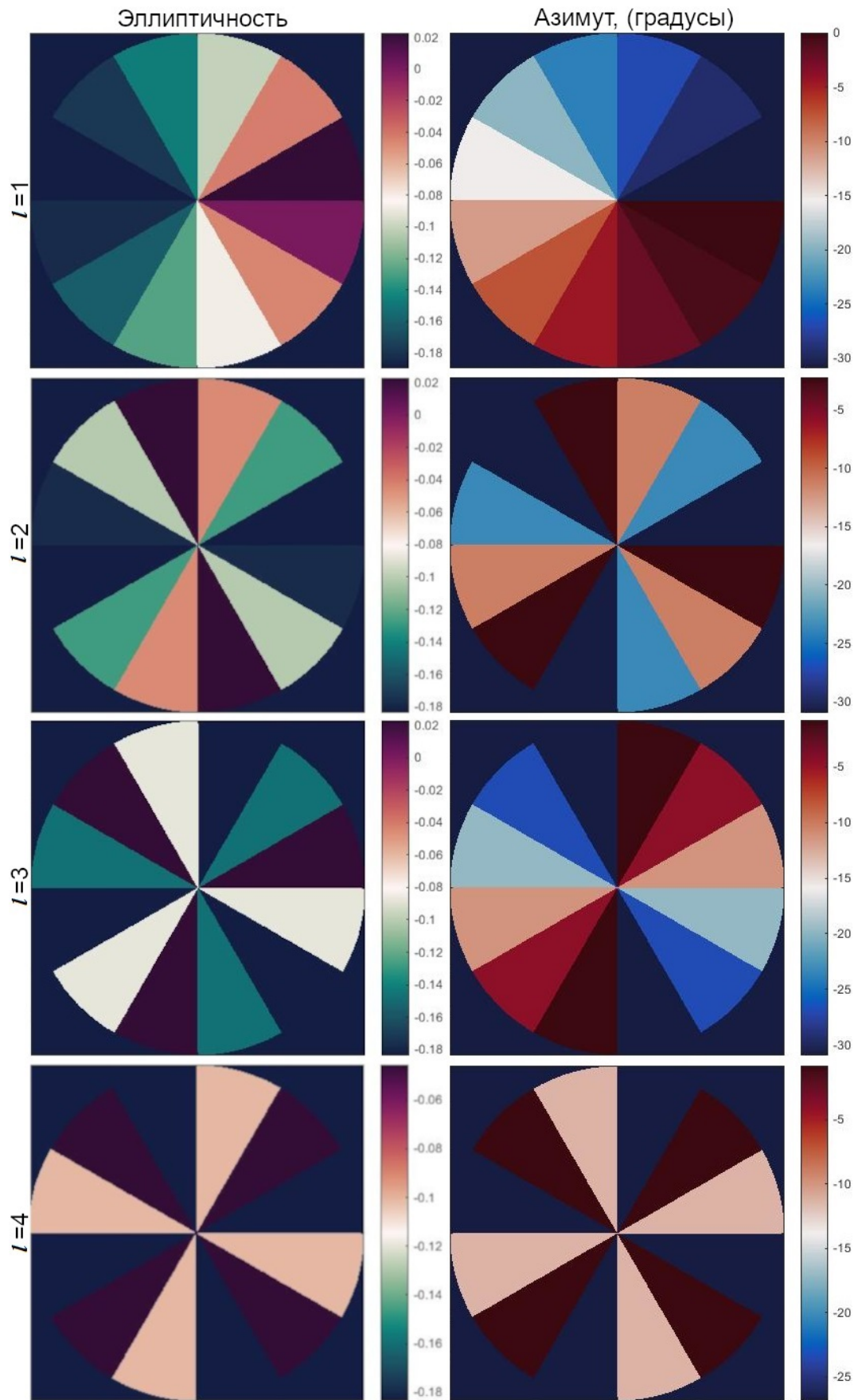


Рисунок Г.3 — Распределения эллиптичности ϵ_{ell} и азимута поляризации θ_{ell} в плоскости СФП для разных значений топологического заряда l .

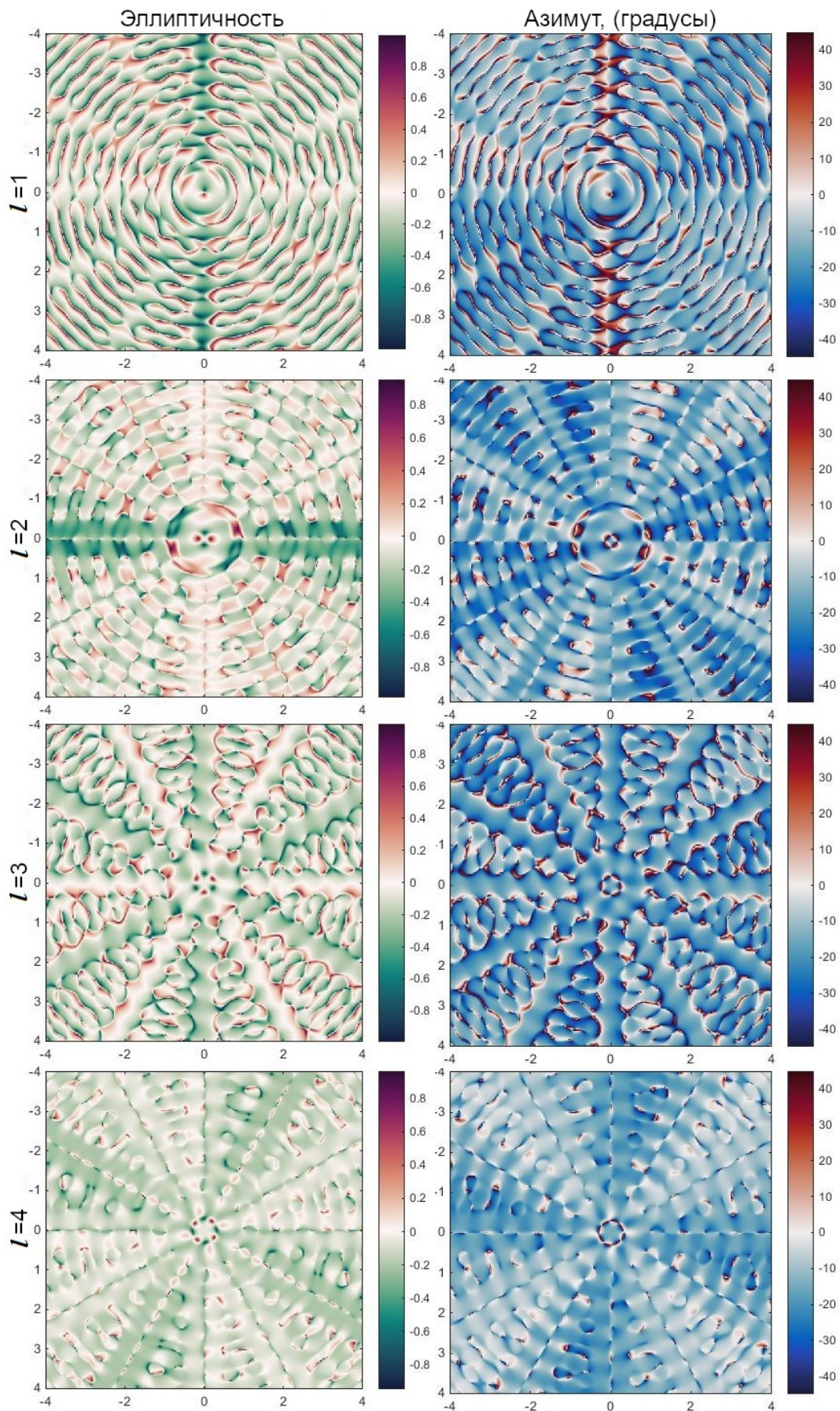
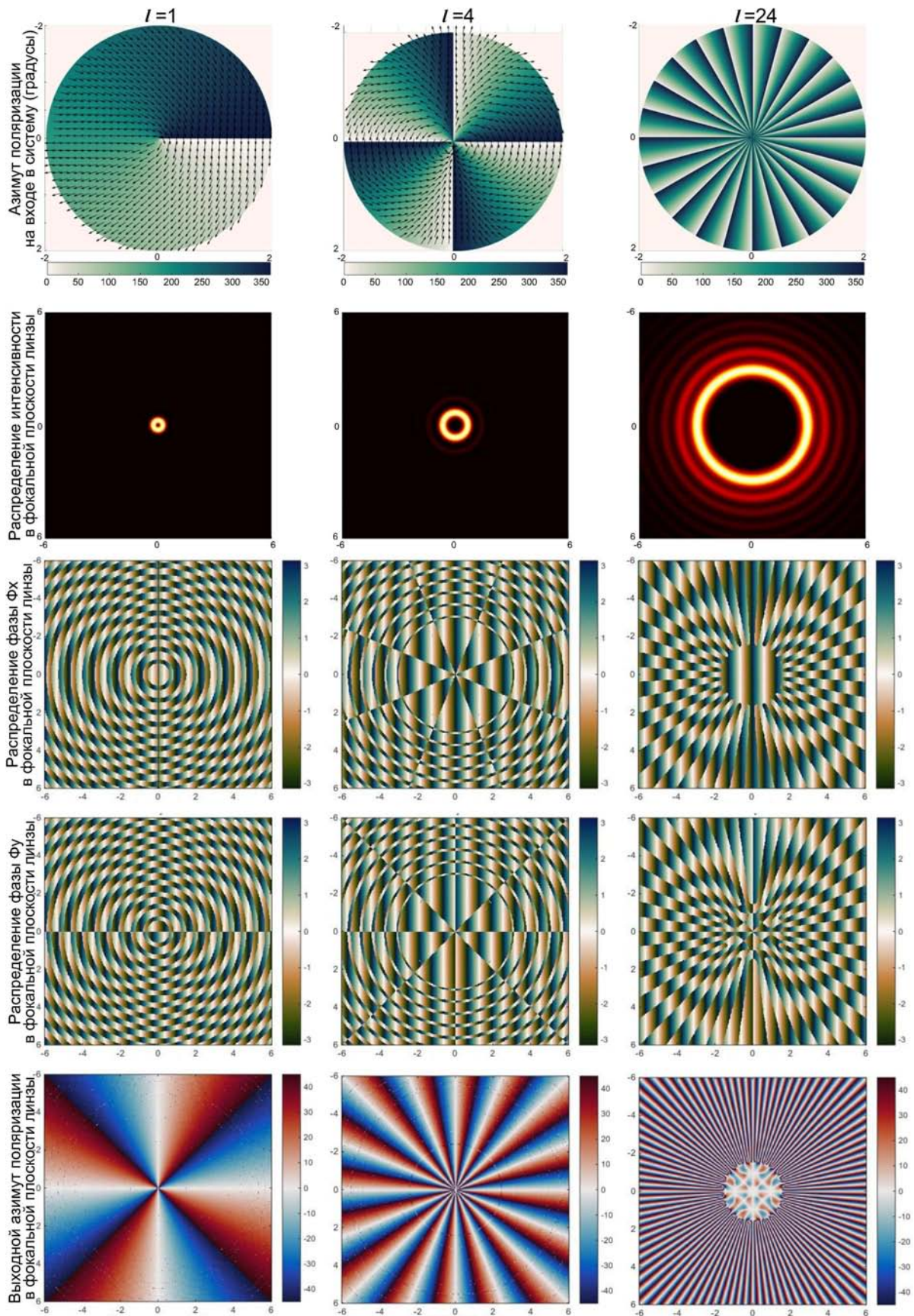
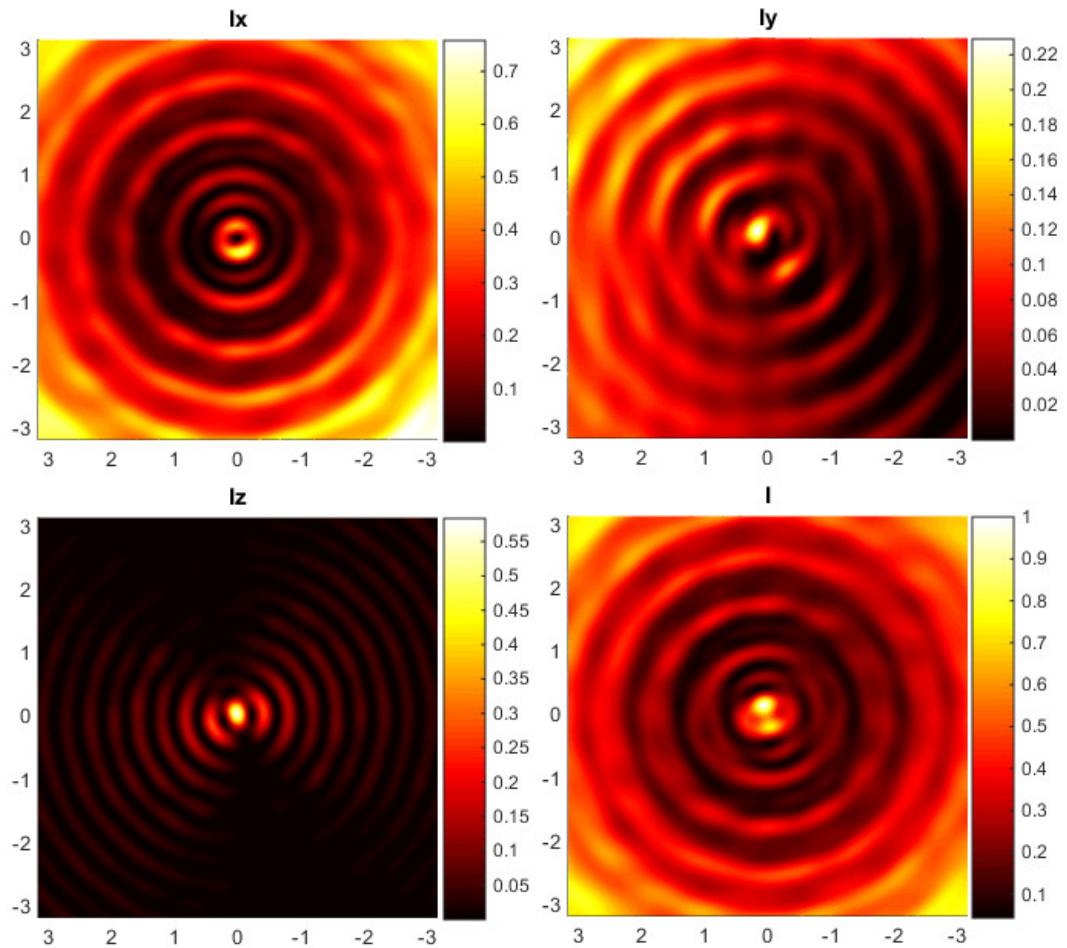


Рисунок Г.4 — Распределения эллиптичности ϵ_{ell} и азимута поляризации θ_{ell} в фокальной плоскости линзы для разных значений топологического заряда l .



В верхней строке показано распределение ориентации планарного СЖК формирующее "q-пластинку" [134; 138] для разных топологических зарядов l . Толщина слоя СЖК равна $\lambda/2$. Во второй строке приводится соответствующее распределение интенсивности I в фокальной плоскости линзы. В третьей, четвертой и пятой строках приводятся фазы $\Phi_{x,y}$ и азимут поляризации θ_{ell} в фокальной плоскости линзы.

Рисунок Г.5 — Q-пластинка на основе СЖК для генерации оптических вихрей.



I_i где $i \in \{x, y, z\}$ – компоненты интенсивности света в декартовом базисе; I – итоговое распределение интенсивности.

Рисунок Г.6 – Распределение интенсивности I_i в фокальной плоскости линзы для СФП на основе СЖК_{587Ф7} толщиной 50 мкм, топологического заряда $l = 1$ и 60× микрообъектива с числовой апертурой $NA=0,85$.