

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

УДК 530.145, 535.14

ЧИЖОВ

Алексей Владимирович

КВАНТОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО  
ПОЛЯ В ДИССИПАТИВНЫХ СРЕДАХ

Специальность: 01.04.02 — теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Дубна, 2009

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований.

**Официальные оппоненты:**

доктор физико–математических наук,  
профессор Владимир Иванович Манько

доктор физико–математических наук,  
профессор Юрий Петрович Рыбаков

доктор физико–математических наук,  
профессор Дмитрий Алексеевич Славнов

**Ведущая организация:**

ГОУ ВПО “Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского”, г. Саратов.

Защита диссертации состоится “\_\_\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2009 г.  
в \_\_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета Д720.001.01 при  
Объединенном институте ядерных исследований по адресу: 141980  
г. Дубна Московской области, ул. Жолио–Кюри, 6.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Объединенного института ядерных исследований.

Автореферат разослан “\_\_\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2009 г.

Ученый секретарь диссертационного совета:  
кандидат физико–математических наук

А. Б. Арбузов

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность работы.

Усовершенствование техники оптических экспериментов в течение последних лет позволило наблюдать ряд новых явлений ярко выраженного квантового характера, которые не имеют объяснений с точки зрения классической физики. К их числу относятся квадратурное сжатие вакуумных флуктуаций электромагнитного поля, разгруппировка и субпуассоновская статистика фотонов, а также нарушение неравенства Коши–Шварца. Подобные эксперименты открывают возможность детального изучения квантовых корреляций, теоретические основы описания которых были заложены в работах Боголюбова и Глаубера.

Исследования квантовых корреляций позволяют, с одной стороны, проверять предсказания квантовой электродинамики, а, с другой стороны, являются важными для развития методов прецизионных оптических измерений и создания новых систем оптической коммуникации с предельно низким уровнем шума. Кроме того, в силу известной общности бозонных систем, новые неклассические явления в оптике стимулируют поиск соответствующих аналогов в физике конденсированных сред. Это, в свою очередь, ставит задачу изучения эффектов взаимодействия неклассических состояний света с квантовыми возбуждениями в средах. Данная проблема является одной из ключевых, исследуемых в диссертации. Её решение представляется важным для создания новой элементной базы оптоэлектроники и разработки нанотехнологических устройств, таких как квантовые точки, квантовые проволоки и светодиоды.

В настоящее время особый интерес представляет изучение различных неклассических свойств рассеянных полей и колебательных возбуждений среды в процессах комбинационного (бриллюэновского) рассеяния. Это, в свою очередь, ведет к генерации новых идей в методах оптической спектроскопии. С этой целью в диссертации впервые исследованы корреляции высших порядков полей рассеяния, такие как двухмодовое квадратурное сжатие второго порядка и

суммарное сжатие. Эти новые виды квантовых корреляций необходимы для более детального анализа квантовомеханических свойств и строения кристаллов, нанобъектов и т. д.

Следующей фундаментальной проблемой, обсуждаемой в диссертации, является концепция квантовой фазы, впервые сформулированная Дираком. Возможность генерации различных неклассических состояний света обусловила новый интерес к вопросу об определении понятия фазы и фазовых распределений в квантовой механике. В силу того что эрмитов оператор фазы, сопряженный оператору числа частиц, не может быть определен на бесконечном гильбертовом пространстве, особое внимание к определению фазы привлек не операторный формализм, а фазовые распределения, связанные с функциями квази-вероятности, а также операциональный подход. В диссертации представлены авторские методы получения фазовых распределений, основанные на функции Вигнера и на неотрицательных квантовых функциях распределений.

Использование квантовых коррелированных состояний электромагнитного поля весьма актуально и в теории квантовой информации. Именно в оптических системах были впервые выполнены эксперименты по передаче секретного кода в квантовой криптографии и квантовому телепортированию фотонных состояний, что открывает принципиально новые перспективы в технологии оптической передачи информации. Ключевую роль в таких экспериментах играют квантовые перепутанные состояния поля, проявляющие нелокальные квантовые корреляции. Однако эти состояния в значительной степени подвержены декогеренции. Причиной декогеренции в оптических схемах является наличие областей поглощения у диэлектрических материалов, из которых сделаны различные устройства: оптические волокна, светоделители, зеркала и др. Поэтому анализ влияния диэлектрических оптических устройств на квантовые свойства состояний электромагнитного поля является актуальной задачей теории квантовых оптических экспериментов.

Один из подходов к квантовому описанию электромагнитного поля в диэлек-

триках с учетом эффекта потерь состоит во включении в рассмотрение квантового резервуара. Такое описание достаточно хорошо отражает декогеренцию в бесконечных однородных средах, когда граничными эффектами можно пренебречь. Однако в задачах с пространственно неоднородными средами с заданной геометрией эффект декогеренции уже не может быть описан в рамках такого подхода. Поэтому для этого случая был предложен подход к описанию поля, основанный на квантовании уравнений Максвелла для диэлектрических сред с помощью функции Грина, учитывающей пространственную неоднородность системы диэлектриков. В диссертации развивается метод преобразования состояний электромагнитного поля, основанный на данном подходе, и применение этого метода к проблеме достоверной передачи квантовых состояний посредством телепортации по смешанному квантовому каналу.

**Цель диссертационной работы** состояла в создании, развитии и применении новых методов квантовой теории взаимодействия электромагнитного излучения с диспергирующими и абсорбирующими диэлектрическими средами. Эти методы предназначены для изучения квантовых корреляционных характеристик состояний электромагнитного поля и поляризационных возбуждений среды и анализа влияния эффектов диссипации на эти характеристики, а также для исследования способов надежной передачи квантовой оптической информации по зашумленным каналам связи.

Для реализации поставленной цели решены следующие **основные задачи**:

- выяснение условий возникновения неклассических состояний квантовых возбуждений кристаллов при оптических взаимодействиях и способов регистрации неклассических характеристик взаимодействующих полей;
- выявление роли диссипации в генерации высших корреляций между полями в комбинационном (бриллюэновском) рассеянии;
- анализ квантовых фазовых свойств электромагнитного поля на основе

квантовых функций распределения в фазовом пространстве и описание способов детектирования фазовых распределений;

- построение преобразований квантовых состояний электромагнитного поля в неоднородных линейных диэлектриках с дисперсией и абсорбцией;
- исследование условий достоверной передачи квантовых состояний путем телепортации по квантовому каналу в диссипативных средах.

**Научная новизна** результатов диссертации состоит в следующем:

- впервые выполнен квантовый корреляционный анализ состояний поляризованных возбуждений кристаллов при распространении в них квантованного электромагнитного излучения. Данный анализ состоял в исследовании квадратурного сжатия, субпуассоновской статистики квантовых возбуждений кристаллов и их квантовой перепутанности с полем накачки в зависимости от начальных состояний и констант взаимодействия полей;
- впервые для генерации состояний суммарного сжатия и двухмодового сжатия второго порядка предложено использовать вынужденное комбинационное рассеяние со стоксовой и антистоксовой модами. В этом процессе проанализированы условия возникновения таких типов сжатия и межмодовой квантовой корреляции в зависимости от силы взаимодействия рассматриваемых мод и состояния фононных возбуждений рассеивающей среды;
- предложен новый метод для описания фазовых распределений квантовых состояний электромагнитного поля, основанный на функции квазираспределения Вигнера. В рамках этого метода для различных состояний поля получены аналитические выражения фазовых распределений, дан анализ условий их применимости и выполнено сравнение с фазовыми распределениями других подходов, таких как операторный формализм

Пегга–Барнетта и подход, связанный с функциями Хусими и Глаубера–Сударшана. Также предложено фазовое распределение, основанное на неотрицательных квантовых функциях распределения, и разработана схема генерации таких функций. На их основе предложен способ оптимального измерения фазовых распределений состояний поля;

- впервые выведены универсальные соотношения, связывающие квантовые состояния электромагнитных полей на входах и выходах линейного неоднородного диэлектрического четырехполюсника. Эти соотношения получены как для матриц плотности, так и для обобщенных функций квази-вероятности и справедливы при любой пространственной и частотной зависимости коэффициента преломления четырехполюсника, включая зоны поглощения;
- развит метод достоверной квантовой телепортации состояний электромагнитного поля, зависящих от непрерывных или счетных бесконечных переменных. Метод применим для передачи состояний посредством распространения коррелированных мод по каналам связи с потерями.

**Практическая и научная ценность** диссертации состоит в использовании созданных и разработанных методов для теоретического анализа и предсказания неклассических эффектов, возникающих при взаимодействии квантованного электромагнитного излучения со средой, а также для решения практических задач передачи, защиты и обработки квантовой информации.

### **Результаты и положения, выносимые на защиту.**

1. Предсказаны эффекты генерации сжатых состояний и состояний с субпуассоновской статистикой для квантовых поляризационных возбуждений кристалла в процессах распространения квантованного электромагнитного излучения. Показано, что возникающее при этом квантовое перепутывание между возбуждениями кристалла и полем накачки не явля-

ется монотонным во времени, а имеет сложный периодический характер, определяемый тепловыми флуктуациями кристалла.

2. Впервые доказано, что корреляции стоксовой и антистоксовой мод в вынужденном комбинационном рассеянии приводят к эффекту генерации сжатых состояний высших порядков, а также квантового перепутывания мод. Показано, что степень квантового сжатия и перепутывания мод в значительной степени определяется начальными состояниями мод и уровнем потерь в среде.
3. Разработан подход к определению фазовых распределений состояний электромагнитного поля на основе квантовых функций распределения. Показано, что получаемые в этом подходе фазовые распределения для различных типов неклассических состояний поля применимы для интерпретации экспериментальных данных.
4. Предложен метод преобразования квантовых состояний электромагнитных полей линейными диэлектрическими четырехполюсниками с произвольным профилем коэффициента преломления. В рамках этого подхода установлено, что степень декогерентности квантового оптического канала, образованного двумя распространяющимися коррелированными световыми импульсами по линиям связи с помехами, существенно возрастает с ростом начальной квантовой коррелированности импульсов.
5. Разработан метод квантовой телепортации состояний электромагнитного поля, зависящих от непрерывных переменных. Впервые описаны необходимые условия достоверной телепортации через квантовые каналы в диссипативных средах и показано, что уровень диссипации накладывает ограничение на выбор передаваемых состояний.

Таким образом, разработанные в диссертации теоретические положения описания квантовых корреляционных характеристик электромагнитного поля в



диссипативных средах в совокупности являются новым крупным научным достижением в области общих вопросов квантовой механики и их приложений в квантовой теории информации.

**Апробация работы.** Материалы диссертации докладывались на научных семинарах ЛТФ ОИЯИ, Политехнического института Ренсселаер (США), Физического института университета им. Ф. Шиллера г. Йена, физических факультетов университетов им. Гумбольдта г. Берлин и г. Ульм (ФРГ), г. Палермо и г. Пиза (Италия); на Международных совещаниях Международного центра теоретической физики (Триест, Италия) по конденсированному состоянию вещества, атомной и молекулярной физике (1990), по нелинейности “Шум в нелинейных системах” (1995), по квантовой информации и квантовым вычислениям (2002); на Международной школе по атомной и молекулярной спектроскопии Центра научной культуры “Эttore Майорана” (Эриче, Италия, 1991); на Международных конференциях по сжатым состояниям и соотношениям неопределенности ICSSUR (Балтимор, США, 1993; Балатонфюред, Венгрия, 1997); на Международной конференции по электронной теории и квантовой электродинамике: 100 лет спустя NATO ASI (Эдирне, Турция, 1994); на Международном семинаре по нелинейной и квантовой оптике (Познань, Польша, 1995); на Международной конференции “Интегралы по траекториям” (Дубна, 1996); на Международной конференции по квантовой оптике ICQO (Раубичи, Белоруссия, 2000); на IX Международной конференции “Методы симметрии в физике” (Ереван, 2001); на Международных коллоквиумах по интегрируемым системам и квантовым симметриям (Прага, Чехия, 2001, 2002, 2006); на Международных совещаниях по квантовой физике и коммуникациям QPC (Дубна, 2002, 2005, 2007); на IV Семинаре памяти Д. Н. Клышко (МГУ, Москва, 2005); на Минисимпозиуме “Нестандартные проблемы квантовой теории” (РУДН, Москва, 2005); на Международных школах–семинарах по фундаментальной физике для молодых ученых “Квантовые измерения и физика мезоскопических систем” КИФМС’ 2005 (Суздаль, 2005) и “Современные нанотехнология и нанофото-

ника для науки и производства” (Владимир, 2008); на Школе-семинаре для студентов и аспирантов “Актуальные вопросы квантовой информации” (Дубна, 2006); на XIII Международной конференции по избранным проблемам современной теоретической физики SPMTF 08 (Дубна, 2008); на Тематической конференции по оптоинформатике ТМО’ 2008 (СПбГУ ИТМО, Санкт-Петербург, 2008).

**Публикации.** По материалам диссертации опубликовано 34 работы, в том числе 25 работ из перечня изданий, рекомендованных ВАК для докторских диссертаций.

**Личный вклад автора.** Из всех работ, выполненных в соавторстве, в диссертацию включены положения и результаты, полученные либо лично соискателем, либо при его определяющем участии в постановке задач и разработке методов их решения.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы, содержащего 185 наименований. Общий объем диссертации — 228 страниц. Диссертация содержит 58 рисунков.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во Введении** обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель, основные задачи и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, дано краткое описание содержания разделов диссертации.

**В первой главе** исследованы условия генерации квадратурно-сжатых состояний, состояний с субпуассоновской статистикой квантовых возбуждений кристалла в процессах распространения квантованного электромагнитного излучения и способы регистрации этих состояний; изучена проблема появления

в таких процессах квантового перепутывания между взаимодействующими полями.

В разделе 1.1 приведены определения квантовых флуктуационных и статистических характеристик состояний бозонных полей, меры квантовых корреляций и изложены основные известные подходы квантового описания взаимодействия электромагнитного поля в диэлектрической среде без потерь.

Раздел 1.2 посвящен изучению квантовой динамики двухмодовой бозонной системы и изучению флуктуационных свойств взаимодействующих в ней полей. В качестве модельного гамильтониана использовалось билинейное операторное выражение, описывающее процессы взаимодействия фотонов с квантовыми поляризонными возбуждениями кристаллов — фононами или экситонами:

$$\hat{H} = \hbar\omega_1(\hat{c}_1^\dagger\hat{c}_1 + 1/2) + \hbar\omega_2(\hat{c}_2^\dagger\hat{c}_2 + 1/2) + i\hbar g_1(\hat{c}_1^\dagger\hat{c}_2 - \hat{c}_2^\dagger\hat{c}_1) - i\hbar g_2(\hat{c}_1^\dagger\hat{c}_2^\dagger - \hat{c}_2\hat{c}_1), \quad (1)$$

где  $\hat{c}_1$ ,  $\hat{c}_2$  и  $\hat{c}_1^\dagger$ ,  $\hat{c}_2^\dagger$  — операторы уничтожения и рождения мод поля излучения и бозе-возбуждений с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , а  $g_1$  и  $g_2$  — соответствующие константы взаимодействия. В случае гамильтониана (1) получены точные аналитические выражения эволюции бозонных операторов методом канонических преобразований Боголюбова. Эти решения применялись для анализа временной зависимости дисперсий квадратур — обобщенных координат и импульсов, характеризующих квантовые флуктуации полей, для когерентных, сжатых и фоковских начальных состояний и различных констант взаимодействия. В итоге показано, что для исследуемых начальных состояний существуют динамические режимы, определяемые константами взаимодействия, при которых возникают эффекты генерации сжатых состояний в подсистемах, изначально проявлявших флуктуации выше вакуумного шума.

В разделе 1.3 гамильтониан (1) использовался для исследования квантовых эффектов, возникающих при действии электромагнитного излучения (накачки) на фононные возбуждения в кристалле (поляритонная модель). В предположении о том, что в начальный момент времени излучение находится в сжатом со-

стоянии, а фононы — в состоянии теплового равновесия, анализировалось временное поведение дисперсий квадратурных операторов фононной подсистемы и степень когерентности второго порядка. В результате показано, что в процессе эволюции системы в определенные периоды времени в системе фононов возникают состояния с подавленными по сравнению с вакуумным состоянием флуктуациями как обобщенной координаты, так и обобщенного импульса, что свидетельствует о возникновении сжатия. Характер поведения во времени корреляционной функции указал на изменение статистических свойств фононов: в процессе эволюции фононная система, стартуя от хаотического (суперпуассоновского) состояния, в определенные отрезки времени переходит в субпуассоновское состояние.

В разделе 1.4 изучен другой тип двухбозонного взаимодействия (1), описывающий процесс распространения монохроматического света в кристалле, при котором частота фотонов, непосредственно не взаимодействующих с фононами, попадает в область образования экситонов. Для исследования эволюции системы полей рассмотрено поведение во времени (кросс)–корреляционных функций второго порядка и дисперсий квадратур. В качестве начальных состояний поля излучения рассматривались когерентное состояние и состояние сжатого вакуума, тогда как экситоны в начальный момент предполагались в состоянии теплового равновесия (хаотическом состоянии). В итоге показано, что при когерентной накачке в системе наблюдалось периодическое изменение статистических свойств взаимодействующих полей, при котором изначально хаотическое состояние поля экситонов в процессе временной эволюции переходит в когерентное состояние, а поле излучения переходит в хаотическое. В случае, когда поле излучения приготовлено в состоянии сжатого вакуума, взаимодействие приводит к увеличению суперпуассоновского характера статистики экситонов, причем наблюдается эффект перехода экситонов из хаотического состояния в сжатое. Предложены методы регистрации изменения статистических свойств полей в результате взаимодействия. Показано, что переход квантовых

поляризованных возбуждений кристалла в состояние с субпуассоновской статистикой вследствие взаимодействия с полем накачки можно регистрировать методом комбинационного рассеяния на таких кристаллах. Для исследования статистических свойств электромагнитного поля на выходе из кристалла предложен метод рассеяния пучка атомов на стоячей волне этого поля, образованной резонаторной системой. Этот метод состоял в детектировании функции пространственной декогерентности матрицы плотности рассеянного атомного пучка. Показано, что фаза функции декогерентности, определяющая сдвиг фазы атомной интерференционной картины в эксперименте Юнга, дает возможность измерять число фотонов в состояниях Фока, тогда как дисперсия числа фотонов для состояний с ненулевой дисперсией определяется модулем функции декогерентности, который соответствует постоянной времени снижения видности этой картины.

*В разделе 1.5* исследованы нелокальные квантовые корреляции, возникающие в двухмодовой системе (1). В качестве начальных состояний полей использовались суперпозиции когерентного и хаотического состояний. Такой гауссовский вид начальных состояний позволил получить аналитическое выражение для степени квантового перепутывания полей, мерой которого являлась логарифмическая отрицательность, построенная на следовой норме частично транспонированной матрицы плотности. Описанная модель изучалась с точки зрения возможности управления процессами генерации квантового перепутывания между полями за счет степени начальной хаотичности состояний полей (температуры), а также соответствующего выбора констант их взаимодействия. В итоге показано, что поведение логарифмической отрицательности не является монотонным во времени, а носит сложный периодический характер (рис. 1). Если оба поля в начальный момент находились в когерентных состояниях (при нулевой температуре), то степень перепутанности испытывает осцилляции с изменением максимумов и минимумов, что можно рассматривать как своеобразные возобновления и ослабления квантового перепутывания

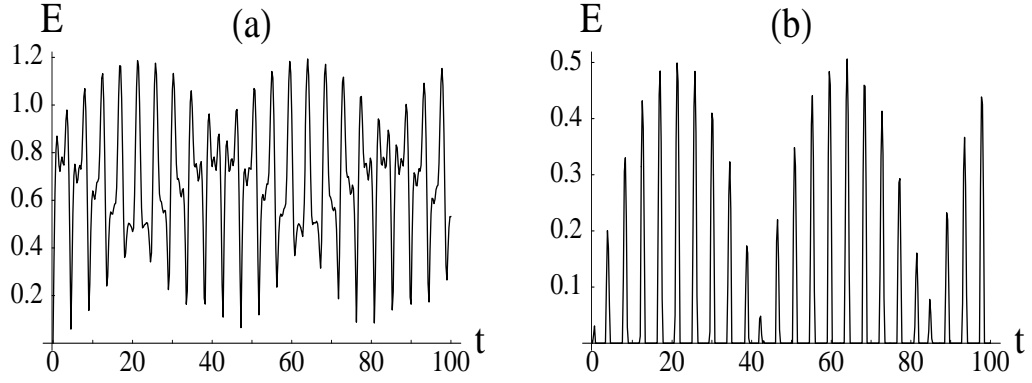


Рис. 1: Временное поведение квантового перепутывания между полями, в начальный момент находившихся в (a) в когерентных состояниях и (b) в когерентном и хаотическом состояниях с  $\langle n_2 \rangle = 5$ . Параметры модели выбирались в единицах частоты  $\omega_1$ :  $\omega_1 = 1$ ,  $\omega_2 = 2$ , а  $g_1, g_2 = 0, 5$ ; время дается в единицах  $[\omega_1]^{-1}$ .

(рис. 1, a). Усиление тепловых флуктуаций приводит к заметному ослаблению квантовых корреляций, возникающих между полями в процессе взаимодействия, и изменению характера перепутывания. Так, если одно из полей в начальный момент находилось в хаотическом состоянии (в то время как другое было в когерентном состоянии), квантовое перепутывание в системе становится слабым и возникает уже в ограниченных временных интервалах с периодическим изменением максимумов (рис. 1, b). Если же оба поля изначально находились в хаотических состояниях, то существует критическая температура, выше которой квантовая перепутанность полностью исчезает и система становится сепарабельной.

Результаты первой главы опубликованы в работах [1, 2, 3, 4, 5, 8, 14, 15, 22, 23, 34].

**Во второй главе** исследовалась проблема генерации сжатых состояний высших порядков и квантовых перепутанных состояний в комбинационном (бриллюэновском) рассеянии.

В разделе 2.1 изучались условия возникновения квантовых корреляций высших порядков между стоксовой и антистоксовой модами в стохастическом подходе, когда взаимодействие рассеянных мод происходит посредством фононного резервуара, описывающего и механизм потерь:

$$\hat{H} = \hbar\omega_S\hat{a}_S^\dagger\hat{a}_S + \hbar\omega_A\hat{a}_A^\dagger\hat{a}_A + \sum_k \hbar\omega_{Bk}\hat{a}_{Bk}^\dagger\hat{a}_{Bk} - \sum_k (\hbar g_k e_L \hat{a}_S^\dagger \hat{a}_{Bk}^\dagger + \hbar \kappa_k^* e_L \hat{a}_A^\dagger \hat{a}_{Bk} + \text{э.с.}), \quad (2)$$

где  $\hat{a}_S$ ,  $\hat{a}_A$  и  $\hat{a}_{Bk}$  — соответствующие операторы уничтожения стоксовой, антистоксовой и фононной колебательной мод с частотами  $\omega_S$ ,  $\omega_A$  и  $\omega_{Bk}$ , а  $g_k$  и  $\kappa_k$  — стоксовы и антистоксовы константы взаимодействия с резервуаром. Гамильтониан (2) описывает комбинационное рассеяние в параметрическом приближении, когда лазерное излучение считается интенсивным и представляется  $s$ -выражением  $e_L = E_L \exp(-i\omega_L t)$  с комплексной амплитудой  $E_L$  и частотой  $\omega_L$ . Начальные состояния рассеянных мод выбирались в виде суперпозиций когерентного и хаотического состояний (случай вынужденного комбинационного рассеяния). Считалось, что фононный резервуар находился в хаотическом состоянии. Интересной особенностью этой модели явилось возникновение суммарного сжатия стоксовой и антистоксовой мод, при отсутствии как разностного сжатия, так и квадратурного сжатия первого порядка между этими модами. На рис. 2 приведены области изменения времени взаимодействия и фазы  $\phi = 2\phi_L + \psi_S - \psi_A$ , определяемой соответственно фазами комплексной амплитуды лазера  $E_L$  и констант взаимодействия  $g$  и  $\kappa$ , при которых возникает суммарное сжатие, для начальных когерентных состояний стоксовой и антистоксовой мод при различных состояниях фононного резервуара. Как видно, с ростом фононных возбуждений области суммарного сжатия, сосредоточенные около значения фазы  $\phi = 0$  при малых временах взаимодействия и около  $\phi = \pi/2$  при больших временах, заметно уменьшаются. Как показал выполненный анализ, суммарное сжатие также возможно и для начальных хаотических состояний стоксовой и антистоксовой мод после некоторого временного интервала с момента включения взаимодействия.

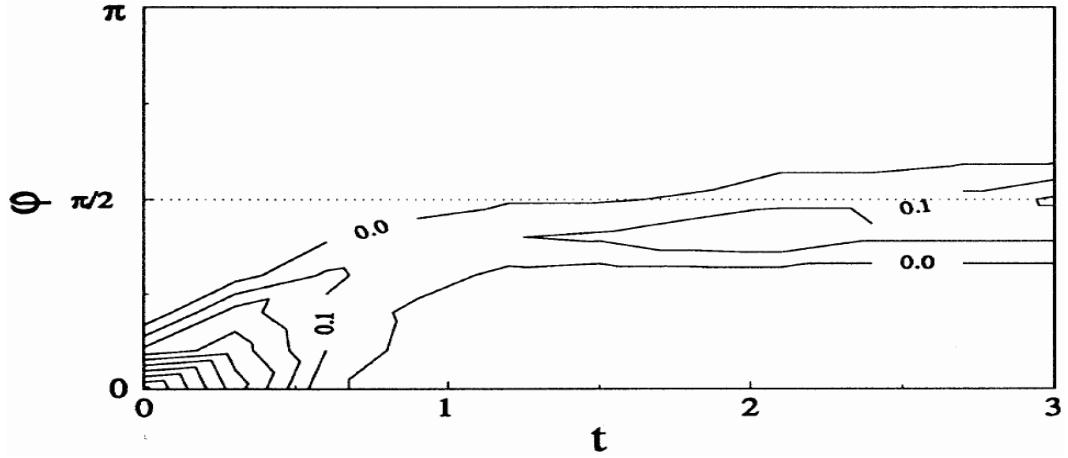


Рис. 2: Область суммарного сжатия в переменных времени взаимодействия с масштабным множителем  $\gamma|E_L|^2$  и фазы для начальных когерентных состояний стоксовой и антистоксовой мод с амплитудами  $|\xi_S|, |\xi_A| = \sqrt{2}$  в зависимости от среднего числа фононных возбуждений  $\langle n_B \rangle$  в резервуаре (начиная с нуля с шагом 0,1).

В разделе 2.2 исследовано возникновение в упомянутой выше модели квантового перепутывания между состояниями мод. В качестве меры перепутывания бралась логарифмическая отрицательность, которая в случае гауссова вида начальных состояний мод представлялась явным аналитическим выражением. Поведение логарифмической отрицательности для различных начальных состояний стоксовой и антистоксовой мод представлено на рис. 3. Как видно из рис. 3, *a*, для начальных когерентных состояний стоксовой и антистоксовой мод состояние их подсистемы становится перепутанным ( $E > 0$ ) с момента включения взаимодействия, и степень перепутанности со временем монотонно возрастает, стремясь к асимптотическому значению. В случае, когда одно из полей находилось в когерентном состоянии, а другое поле — в хаотическом состоянии (рис. 3, *b*), или оба поля были в хаотических состояниях (рис. 3, *c*), квантовое перепутывание между ними возникает только после определенного времени взаимодействия. Шумы фононного резервуара стремятся разрушить



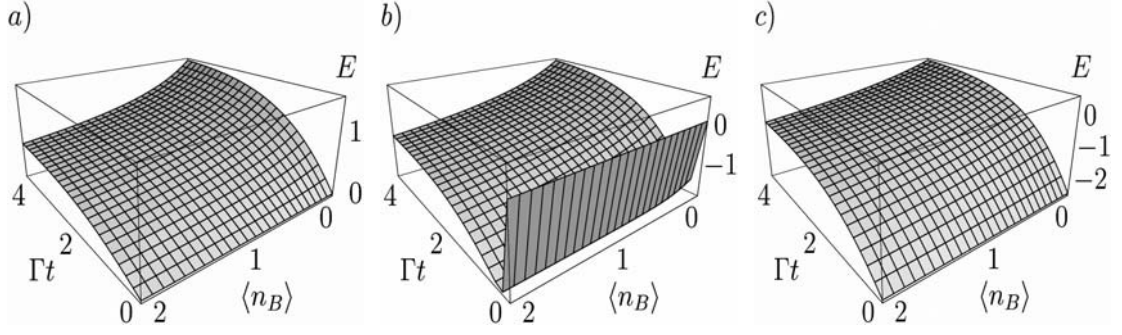


Рис. 3: Логарифмическая отрицательность  $E$  в зависимости от масштабированного времени взаимодействия  $\Gamma t$  и шума фоннного резервуара  $\langle n_B \rangle$  для случаев: *a*) обе моды в когерентных состояниях; *b*) стоксова мода в когерентном состоянии, а антистоксова мода в хаотическом состоянии; *c*) обе моды в хаотических состояниях.

квантовое перепутывание, уменьшая степень перепутанности. Кроме того, существует критический уровень фоннных шумов, при котором квантовое перепутывание в случае начальных хаотических состояний не происходит.

*Раздел 2.3* посвящен изучению корреляций высших порядков в стоксово-антистоксовой системе с учетом квантового состояния фоннных возбуждений. С этой целью фононы представлялись эффективным одномодовым полем бозонов, и гамильтониан взаимодействия с интенсивным лазерным излучением выбирался в виде

$$\hat{H}_{\text{int}} = -[\hbar g_S \hat{a}_S^\dagger \hat{a}_V^\dagger e^{-i(\omega_L t - \phi_L)} + \hbar g_A \hat{a}_V \hat{a}_A^\dagger e^{-i(\omega_L t - \phi_L)} + \text{э. с.}], \quad (3)$$

где  $g_S$  и  $g_A$  — константы взаимодействия лазерного излучения с частотой  $\omega_L$  и начальной фазой  $\phi_L$  с фоннной модой  $\hat{a}_V$  частоты  $\omega_V$  для генерации стоксовых ( $\hat{a}_S$ ) и антистоксовых ( $\hat{a}_A$ ) фотонов рассеяния. Затухание мод учитывалось как и в разделе 2.1. Исследовались условия генерации сжатых состояний высших порядков (квadrатурно-сжатых второго порядка и суммарно сжатых) между стоксовой и антистоксовой модами в предположении, что в начальный момент

фотонные и фононная моды находились в когерентных состояниях, что отвечает экспериментальной ситуации бриллюэновского рассеяния. В итоге показано следующее. При таких начальных условиях и преобладающем антистоксовом взаимодействии для когерентной лазерной накачки с начальными фазами  $\phi_L \simeq \pi/4$  и  $\phi_L \simeq 3\pi/4$  возникает суммарное сжатие стоксовой и антистоксовой мод. В этом случае начальных состояний мод возникает и квадратурное сжатие первого и второго порядков в стоксово–антистоксовой подсистеме при значениях начальной фазы накачки  $\phi_L$  в областях близких к 0 и  $\pi$ . Увеличение шумов фононного резервуара, как и в случае их стохастического взаимодействия, приводит к заметному уменьшению степени сжатия и, тем самым, к разрушению квантовых корреляций между рассеянными полями.

Результаты второй главы опубликованы в работах [12, 13, 19, 32].

**Третья глава** посвящена описанию фазовых свойств неклассических состояний электромагнитного поля. В ней изложен авторский метод получения фазовых распределений, основанный на квантовых функциях распределения.

В разделе 3.1 дается обзор различных подходов к определению оператора квантовой фазы и фазовых распределений.

В разделе 3.2 представлен фазовый подход, основанный на функции Вигнера. Фазовое распределение определялось как маргинальное распределение функции Вигнера путем её интегрирования по радиальной переменной комплексной амплитуды на фазовой плоскости, представленной в “полярных” координатах через интенсивность (радиус) и фазу:  $\alpha = |\alpha| \exp(i\theta) = \sqrt{I} \exp(i\theta)$ . Для чистого квантового состояния с частично определенной фазой, т. е. когда  $|\psi\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} b_n e^{in\varphi} |n\rangle$ , в этом подходе получено аналитическое выражение для фазового распределения с симметризованным окном фазовых значений  $\theta$  относительно  $\varphi$ :

$$P^{(W)}(\theta) = \int_0^{\infty} W(|\alpha| e^{i\theta}) |\alpha| d|\alpha| = \frac{1}{2\pi} \left\{ 1 + 2 \sum_{\substack{n,k=0 \\ n>k}}^{\infty} b_n b_k \cos[(n-k)\theta] G^{(W)}(n, k) \right\}, \quad (4)$$

где коэффициенты  $G^{(W)}(n, k)$  определяются формулой

$$G^{(W)}(n, k) = \sum_{m=0}^{\lambda} (-1)^{\lambda-m} 2^{(|n-k|+2m)/2} \sqrt{\binom{\lambda}{m} \binom{\nu}{\lambda-m}} \frac{\Gamma(|n-k|/2 + m + 1)}{\sqrt{m! (|n-k| + m)!}}, \quad (5)$$

в которой  $\lambda = \min(n, k)$ , а  $\nu = \max(n, k)$ .

Далее дано обобщение на случай двухмодовых состояний и соответствующих маргинальных однофазовых распределений, включая распределения разности или суммы фаз:

$$P^{(W)}(\theta_{\pm}) = \int P^{(W)}(\theta_1, \theta_{\pm} \mp \theta_1) d\theta_1. \quad (6)$$

В разделе 3.3 исследовались фазовые распределения различных состояний электромагнитного поля, построенные на функции Вигнера, и проводился их сравнительный анализ с фазовыми распределениями, получаемыми в операторном формализме Пегга–Барнетта и квазивероятностном подходе с функциями Хусими  $Q$  и Глаубера–Сударшана  $\mathcal{P}$ .

В параграфе 3.3.1 анализировались фазовые распределения смещенных фоковских состояний  $|\alpha, N\rangle = \hat{D}(\alpha)|N\rangle$  с оператором смещения  $D(\alpha) = \exp(\alpha\hat{a}^\dagger - \alpha^*\hat{a})$ . Показано, что фазовое распределение  $P_{\text{DN}}^{(W)}(\theta)$  вычисленное по формуле (4), положительно определено, имеет  $(N + 1)$  максимумов и ведет себя подобно распределению Пегга–Барнетта  $P_{\text{DN}}^{(\text{PB})}(\theta)$ . Следовательно, в случае смещенных фоковских состояний распределения  $P_{\text{DN}}^{(W)}(\theta)$  и  $P_{\text{DN}}^{(\text{PB})}(\theta)$  несут, в основном, одинаковую фазовую информацию. В то же время, у распределения  $P_{\text{DN}}^{(Q)}(\theta)$  лишь два широких максимума (для  $N \geq 1$ ), и поэтому определенная часть фазовой информации теряется.

В параграфе 3.3.2 исследовались фазовые распределения сжатых фоковских состояний  $|N\rangle_{(r,\varphi)} = \hat{S}(r, \varphi)|N\rangle$ , где оператор сжатия  $\hat{S}(r, \varphi) \equiv \exp\left[r(\hat{a}^2 e^{-2i\varphi} - \hat{a}^{\dagger 2} e^{2i\varphi})/2\right]$ , и сжатых хаотических состояний с матрицей плотности  $\hat{\rho}_{\text{ST}} \equiv \sum_{N=0}^{\infty} \bar{n}^N / (1 + \bar{n})^{N+1} |N\rangle_{(r,\varphi)(r,\varphi)} \langle N|$ . Оказалось, что для сжатых фоковских состояний вигнеровское фазовое распределение  $P_{\text{SN}}^{(W)}(\theta)$  не зависит от числа фотонов  $N$  в первоначальном фоковском состоянии и существенно от-

личается от фазовых распределений  $P_{\text{SN}}^{(\text{PB})}(\theta)$  и  $P_{\text{SN}}^{(\text{Q})}(\theta)$  только при малых  $N$ . С ростом  $N$  распределения  $P_{\text{SN}}^{(\text{PB})}(\theta)$  и  $P_{\text{SN}}^{(\text{Q})}(\theta)$  стремятся к  $P_{\text{SN}}^{(\text{W})}(\theta)$ .

Фазовые распределения сжатых хаотических состояний получались из соответствующих фазовых распределений сжатых фоковских состояний суммированием по числу фотонов  $N$  с весовым фактором Бозе–Эйнштейна  $\bar{n}^N / (1 + \bar{n})^{N+1}$ . Поскольку  $P_{\text{SN}}^{(\text{W})}(\theta)$  не зависит от  $N$ , то вигнеровское распределение  $P_{\text{ST}}^{(\text{W})}(\theta)$  сжатого хаотического состояния совпадает с распределением  $P_{\text{SN}}^{(\text{W})}(\theta)$ . Для сжатых хаотических состояний при условии  $(2\bar{n} + 1)e^{-2r} > 1$  прямым интегрированием  $\mathcal{P}$ -функции по радиальной переменной найдено соответствующее фазовое распределение  $P_{\text{ST}}^{(\text{P})}(\theta)$ . Показано, что при увеличении среднего числа фотонов  $\bar{n}$  распределение  $P_{\text{ST}}^{(\text{W})}(\theta)$  является предельным фазовым распределением для распределений  $P_{\text{ST}}^{(\text{PB})}(\theta)$ ,  $P_{\text{ST}}^{(\text{Q})}(\theta)$  и  $P_{\text{ST}}^{(\text{P})}(\theta)$ , причем распределения  $P_{\text{ST}}^{(\text{PB})}(\theta)$  и  $P_{\text{ST}}^{(\text{Q})}(\theta)$  становятся более узкими, тогда как распределение  $P_{\text{ST}}^{(\text{P})}(\theta)$  уширяется.

В параграфе 3.3.3 проведено исследование фазовых свойств двухмодовых сжатых фоковских состояний типа  $\hat{S}(r, \varphi)|N + q, N\rangle$ , где  $q$  — разность в числе фотонов между двумя модами, а  $\hat{S}(r, \varphi) = \exp[r(\hat{a}\hat{b}e^{-2i\varphi} - \hat{b}^\dagger\hat{a}^\dagger e^{2i\varphi})]$  — оператор двухмодового сжатия. Показано, что вследствие сильной корреляции между модами совместное вигнеровское фазовое распределение, как и совместные фазовые распределения Пегга–Барнетта и  $Q$ -функции, зависят только от суммы фаз:  $P(\theta_a, \theta_b) = P(\theta_+ = \theta_a + \theta_b)$ . В итоге установлено, что вигнеровское распределение  $P^{(\text{W})}(\theta_+)$  и распределение Пегга–Барнетта  $P^{(\text{PB})}(\theta_+)$  являются близкими по форме и имеют  $(N + 1)$  лепестков, тогда как  $P^{(\text{Q})}(\theta_+)$  гораздо шире и имеет лишь один лепесток для всех  $N$ . В случае  $q = 0$  все три распределения имеют одинаковую форму одного лепестка. Таким образом, как и в случае смещенных фоковских состояний, имеется существенное различие в фазовой информации, которую несут распределения  $P^{(\text{W})}(\theta_+)$  и  $P^{(\text{Q})}(\theta_+)$ .

В параграфе 3.3.4 на примере квадратично–амплитудных сжатых состояний исследованы условия положительной определенности фазовых распределений, построенных на функции Вигнера. Для четных квадратично–амплитудных

сжатых состояний установлена область изменения параметров, где фазовое распределение Вигнера становится отрицательным и когда нельзя говорить о таком распределении как об истинном распределении. Следовательно, фазовое распределение Вигнера для четных квадратично–амплитудных сжатых состояний может быть определено только в ограниченной области изменения параметров состояния, в то время как фазовое распределение Вигнера для нечетных квадратично–амплитудных сжатых состояний всегда положительно определено.

*Раздел 3.4* посвящен операциональному подходу к описанию фазовых свойств электромагнитного поля.

*В параграфе 3.4.1* сформулирован авторский метод получения фазовых распределений в операциональном подходе на основе неотрицательных квантовых функций распределений

$$F^K(q, p) = (2\pi)^{-1} \sum_k \left| \int \phi_k^*(q - \xi) e^{i\xi p} \psi(\xi) d\xi \right|^2,$$

предназначенных для вычисления средних значений физических величин в координатно–импульсном представлении для квантовой системы в состоянии  $\psi$  с учетом характера измерения, задаваемого смотровыми функциями  $\phi_k$ . Определение фазового распределения для расчета среднего значения любой наблюдаемой в виде функции фазовой переменной строилось на маргинальном распределении после интегрирования  $F^K(q, p)$  по радиальной переменной  $r = \sqrt{q^2 + p^2}$  в фазовом пространстве

$$P^K(\theta) = \int_0^\infty F^K(r \cos \theta, r \sin \theta) r dr. \quad (7)$$

Полученное распределение обладает всеми свойствами истинного фазового распределения. Предложенный формализм обобщен на случай двух мод с определением соответствующего маргинального однофазового распределения разности фаз. На примере распределения разности фаз двух слабых когерентных полей в эксперименте группы Манделя показано, что предложенный метод определенным выбором смотровых функций моделирует поведение двух

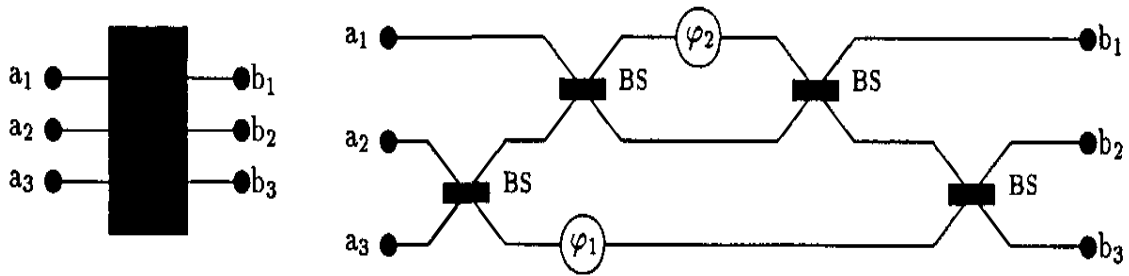


Рис. 4: Схема шестиполюсника и его реализация в виде идеальных 50 : 50 светоделителей (BS) и фазовращателей:  $\varphi_1 = \arccos(1/3)$ , а  $\varphi_2 = \varphi_1/2$ .

различных распределений, получаемых в операциональном подходе Манделя и в операторном подходе Пегга–Барнетта.

В параграфе 3.4.2 представлен метод получения неотрицательных квантовых функций распределений с использованием шестиполюсного гомодинного детектора. На рис. 4 показана реализация шестиполюсной схемы на основе идеальных светоделителей и фазовращателей, на три входных канала которой подаются сильное поле гетеродина, сигнальное и зондирующее поля. Получаемое в такой схеме распределение предложено использовать для более точного измерения фазового распределения сигнального поля. Такая процедура основана на двухэтапном измерении фазы при различных состояниях зондирующего поля — вакуумного и сжатого вакуума, позволяющая уменьшать дисперсию фазы по сравнению с методом когерентной интерферометрии. Преимущество двухэтапного измерения продемонстрировано на примере сжатого состояния поля и показано, что дисперсия получаемого фазового распределения обратно пропорциональна сумме средних значений чисел фотонов сигнального и зондирующего полей:  $\Delta\varphi \simeq N^{-1}$ .

Результаты третьей главы опубликованы в работах [6, 7, 9, 10, 11, 16, 17, 18, 20, 21, 24, 33].

**В четвертой главе** на основе преобразования квантовых состояний полей на входе–выходе неоднородных диэлектрических четырехполюсников исследована эволюция квантового оптического канала в диэлектрических средах для использования в задачах квантовой телепортации.

В разделе 4.1 изложен подход к квантовому описанию электромагнитного поля в линейном диэлектрике с абсорбцией, основанный на представлении операторов поля через функции Грина волнового уравнения, и приведены операторные соотношения входа–выхода диэлектрического четырехполюсника с произвольной зависимостью коэффициента преломления.

Раздел 4.2 посвящен преобразованиям квантовых состояний в линейных диэлектрических четырехполюсниках и построению унитарного оператора преобразований.

В параграфе 4.2.1 сформулированы преобразования для матрицы плотности состояний электромагнитных полей и полей четырехполюсника. Установлено, что оператор начальной матрицы плотности  $\hat{\varrho}_{\text{in}} = \hat{\varrho}_{\text{in}} [\hat{\alpha}(\omega), \hat{\alpha}^\dagger(\omega)]$ , представленный в виде функционала от спинорных операторов падающих полей  $\hat{\mathbf{a}}(\omega)$  и полей четырехполюсника  $\hat{\mathbf{g}}(\omega)$ , объединенных в биспинорный оператор

$$\hat{\alpha}(\omega) = \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{a}}(\omega) \\ \hat{\mathbf{g}}(\omega) \end{pmatrix},$$

связан с оператором матрицы плотности  $\hat{\varrho}_{\text{out}}$  преобразованных полей соотношением

$$\hat{\varrho}_{\text{out}} = \hat{\varrho}_{\text{in}} [\Lambda^\dagger(\omega)\hat{\alpha}(\omega), \hat{\alpha}^\dagger(\omega)\Lambda(\omega)], \quad (8)$$

где матрица преобразования  $\Lambda(\omega)$  является  $SU(4)$  матрицей, элементы которой определяются однозначно профилем показателя преломления и геометрическими размерами четырехполюсника.

В параграфе 4.2.2 на основе группового подхода к описанию закона преобразования состояний полей в реальном четырехполюснике построены схемы его замещения системой идеальных четырехполюсников. Схема замещения опреде-

ляется выбором вида факторизации матрицы преобразования  $\Lambda(\omega)$  матрицами группы  $SU(2)$ , отвечающих матрицам преобразования неких идеальных четырехполюсников. Для иллюстрации дан пример факторизации матрицы преобразования четырехполюсника с абсорбцией набором из двенадцати идеальных четырехполюсников с пятью видами унитарных матриц преобразования.

В параграфе 4.2.3 преобразования состояний полей в четырехполюснике сформулированы для  $s$ -упорядоченных функций квазивероятности в фазовом пространстве. В частности, показано, что когда падающие поля и поля четырехполюсника не находятся в квантовом перепутанном состоянии, функция квазираспределения исходящих полей является сверткой

$$P_{\text{out}}^{(F)}(\mathbf{a}; s) = \int \left\{ \frac{d^2 \mathbf{g}'}{|\det \mathbf{T} \det \mathbf{A}|^2} P_{\text{in}}^{(F)}(\mathbf{T}^{-1} \mathbf{g}'; s) P_{\text{in}}^{(D)}(\mathbf{A}^{-1}(\mathbf{a} - \mathbf{g}'); s) \right\} \quad (9)$$

квазираспределений падающих полей и полей четырехполюсника, аргументы которых преобразованы, соответственно, обратными матрицами преобразования  $\mathbf{T}$  и поглощения  $\mathbf{A}$ . Закон преобразования проиллюстрирован на примере поля в  $N$ -фотонном состоянии Фока, падающего на однородную диэлектрическую пластину с комплексной проницаемостью лоренцовского типа.

В разделе 4.3 исследована декогеренция квантового канала, образованного двумя коррелируемыми импульсами света, которые распространяются по линиям связи с диссипацией. Операторы уничтожения двух немонахроматических импульсных мод определялись через квантовые операторы непрерывных мод электромагнитного поля  $\hat{a}[\eta] = \int_0^\infty d\omega \eta^*(\omega) \hat{a}(\omega)$  и  $\hat{d}[\tilde{\eta}] = \int_0^\infty d\omega \tilde{\eta}^*(\omega) \hat{d}(\omega)$ , где  $\eta(\omega)$  и  $\tilde{\eta}(\omega)$  — нормированные функции, описывающие огибающие импульсов. Рассматривая линии связи как четырехполюсники с заданными матрицами преобразования, получена симметричная характеристическая функция состояния полей на выходах в предположении, что начальное квантовое перепутанное состояние импульсов задавалось как двухмодовый сжатый вакуум.

В параграфе 4.3.1 проанализированы эффекты диссипации на квантовую точность (fidelity) передачи начального состояния импульсов при их распрост-



ранении по линиям связи. Показано, что точность существенно образом зависит от спектрального перекрытия прошедших и падающих импульсов, которое, в свою очередь, определяется частотной зависимостью коэффициентов прохождения линий связи. Оказалось, что квантовая точность быстро уменьшается с увеличением начального сжатия, т. е. начального квантового перепутывания импульсов. Это демонстрирует крайне неустойчивое неклассическое поведение состояния сильно коррелированных импульсов.

*В параграфе 4.3.2* исследовано изменение степени квантовой корреляции распространяющихся импульсов, представленной энтропийными мерами. В качестве мер корреляции импульсов использовались показатель корреляций и когерентная (квантовая) информация. Для случая свободного распространения одного из импульсов важным следствием явилось неотрицательность функции когерентной информации во всей области изменения значений коэффициента прохождения второго канала связи, что означает сохранение квантовых корреляций между импульсами, т. е. импульсы остаются в квантовом перепутанном состоянии при любой прозрачности линии связи. Этот вывод согласуется с критерием сепарабельности Переса–Городецкого для такой гауссовой системы. Однако уменьшение показателя корреляций, как верхнего предела для степени квантовой перепутанности импульсов, при уменьшении коэффициента прохождения свидетельствует об ослаблении начальной перепутанности.

*В параграфе 4.3.3* выполнен анализ корреляционных мер для двух квазимонохроматических импульсов, изначально приготовленных в двухмодовом сжатом состоянии, один из которых распространяется в пустоте, а второй — через диэлектрическую пластину с комплексной проницаемостью лоренцовского типа. Показано, что квантовая точность и показатель корреляции для прошедших полей в области резонансной частоты, где диссипация является наибольшей, имеют четко выраженные минимумы, а в случае отраженных полей эти меры в указанной области частот достигают своих максимальных значений.

*Раздел 4.4* посвящен проблеме передачи квантовых состояний электромаг-

нитного поля методом квантовой телепортации. Исследование относилось к передаче состояний, зависящих от непрерывных или счетных бесконечных переменных. Квантовый канал распределялся между передающей и принимающей станциями от источника двухмодового сжатого вакуума по диссипативным линиям связи. Для телепортации одномодового квантового состояния использовалась стандартная схема, в которой сначала на передающей станции выполняется гомодинное детектирование данного состояния и состояния фотона от источника сжатия. Полученное после такого гомодинирования состояние другого фотона от источника сжатия на принимающей станции корректируется когерентным смещением в зависимости от результатов детектирования. Удалось доказать, что результат телепортации состояния, описываемого функцией Вигнера  $W_{\text{in}}(\gamma)$ , с помощью двухмодового квантового канала с функцией Вигнера  $W^{\text{E}}(\alpha_1, \alpha_2)$  после усреднения по всем результатам гомодинных измерений представляется функцией Вигнера вида

$$W_{\text{out}}(\alpha_2) = \int d^2\mu \int d^2\nu W_{\text{in}}(\mu\sqrt{t} - \nu\sqrt{r}) W^{\text{E}}(\mu\sqrt{r} + \nu\sqrt{t}, \alpha_2 - \Delta(\mu_{\text{R}}, \nu_{\text{I}})). \quad (10)$$

Здесь  $t$  и  $r$  — коэффициенты пропускания и отражения светоделителя в гомодинном детекторе ( $t + r = 1$ ), а  $\Delta(\mu_{\text{R}}, \nu_{\text{I}})$  соответствует величине когерентного смещения состояния как функции результатов детектирования  $\mu_{\text{R}}$  и  $\nu_{\text{I}}$ . За критерий качества телепортации принималась квантовая точность усредненного переданного состояния, которая в случае чистых квантовых телепортируемых состояний в терминах функций Вигнера определяется интегралом перекрытия

$$F = \pi \int d^2\alpha W_{\text{in}}(\alpha) W_{\text{out}}(\alpha).$$

В параграфе 4.4.1 изучались условия достоверной квантовой телепортации состояний при использовании на передающей станции схемы балансного гомодинирования  $t, r = 1/2$ . Показано, что наилучшие условия для телепортации в этом случае обеспечиваются когерентным сдвигом

$$\Delta(\mu_{\text{R}}, \nu_{\text{I}}) = \sqrt{2} \lambda(\mu_{\text{R}} - i\nu_{\text{I}}) \exp\{i\tilde{\varphi}\}, \quad (11)$$

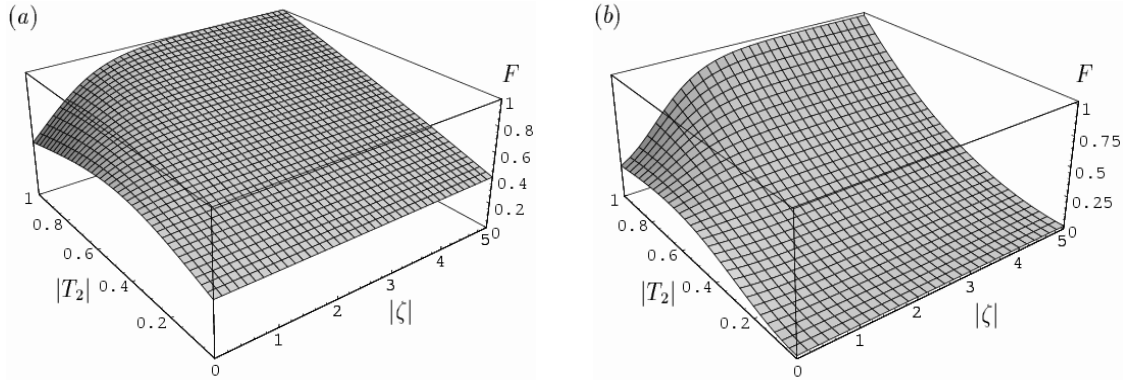


Рис. 5: Квантовая точность телепортации (a) сжатого когерентного состояния ( $\zeta_0 = 0,5$ ,  $\alpha_0 \approx 0,7$ , т. е.  $\bar{n} \approx 1$ ) и (b) однофотонного состояния ( $N = 1$ ).

где множитель  $\lambda = |T_2/T_1|$ , а фаза  $\tilde{\varphi} = \varphi + \arg T_1 + \arg T_2$  определяется, соответственно, фазами сжатия и коэффициентов прохождения линий связи  $T_1$  и  $T_2$ . Обсуждаемый метод телепортации проиллюстрирован примерами передачи типичных состояний квантовой теории, таких как сжатых (когерентных) состояний и состояний Фока. Для них найдены функции Вигнера переданных состояний и квантовая точность телепортации.

На рис. 5 изображены квантовые точности телепортации сжатого состояния и состояния Фока как функции параметра сжатия  $|\zeta|$  начального состояния квантового канала и коэффициента прохождения  $|T_2|$  при  $|T_1| = 1$ . Рисунки демонстрируют следующие факты. При наличии потерь в световодах точность телепортации существенно меньше единицы даже при достаточно большом первоначальном сжатии состояния фотонов квантового канала. Только когда потери не велики ( $|T_2| \simeq 1$ ), квантовая точность значительно превышает классический предел телепортации ( $\zeta = 0$ ). Это обусловлено существенным ослаблением степени квантового перепутывания двухмодового сжатого вакуума при учете процесса декогеренции. Следовательно, потери при передаче квантового канала сильно ограничивают пределы надежной телепортации, что делает те-

телепортацию фактически зависимой от передаваемого состояния.

В параграфе 4.4.2 исследована проблема квантовой телепортации состояний в случае использования небалансного гомодинного детектора. Анализ дан для обобщенной схемы телепортации с несимметричным квантовым каналом применительно к когерентным состояниям. Показано, что такой метод обеспечивает корреляционную точность (entanglement fidelity) передачи за счет выбора коэффициентов пропускания и отражения светоделителя, а вместе с этим и когерентного сдвига, в соответствии с состоянием квантового канала. Для реализации такой телепортации необходимо, чтобы передающая станция была связана с источником двухмодового сжатия с помощью менее шумящего световода.

Результаты четвертой главы опубликованы в работах [25, 26, 27, 28, 29, 30, 31].

Разделы 1.6, 2.3, 3.5 и 4.5 содержат основные выводы к каждой из глав.

**В Заключении** представлены научные положения диссертации, выносимые на защиту.

## **СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ**

- [1] Р. Г. Назмитдинов, А. В. Чижов. Квантовые флуктуации в двухмодовой бозе-системе. ДАН СССР, т. **315**, № 4, стр. 853–857 (1990).
- [2] A. V. Chizhov, R. G. Nazmitdinov. Time evolution of variances of quadrature operators in a two-mode boson system. Int. Journal of Mod. Phys. B **4**, pp. 2335–2343 (1990).
- [3] Р. Г. Назмитдинов, А. В. Чижов. Действие сжатого света на возбуждения в кристалле. Письма в ЖЭТФ, т. **52**, вып. 7, стр. 993–996 (1990).
- [4] В. Хмельовски, А. В. Чижов. Корреляционные свойства бозе-систем поляритонного типа. ТМФ, т. **86**, № 2, стр. 285–293 (1991).

- [5] A. V. Chizhov, R. G. Nazmitdinov, A. S. Shumovsky. Quantum fluctuation and statistical properties of a two-mode boson system. *Quantum Opt.* **3**, pp. 1–6 (1991).
- [6] R. Tanaś, B. K. Murzakhmetov, Ts. Gantsog, A. V. Chizhov. Phase properties of displaced number states. *Quantum Opt.* **4**, pp. 1–7 (1992).
- [7] A. V. Chizhov, Ts. Gantsog, B. K. Murzakhmetov. Phase distributions of squeezed number states and squeezed thermal states. *Quantum Opt.* **5**, pp. 85–93 (1993).
- [8] A. V. Chizhov, B. B. Govorkov, Jr., A. S. Shumovsky. Statistical properties of phonons in polariton-like system at equilibrium. *Mod. Phys. Lett. B* **7**, pp. 1233–1238 (1993).
- [9] A. V. Chizhov, B. K. Murzakhmetov. Photon statistics and phase properties of the two-mode squeezed number states. *Phys. Lett. A* **176**, pp. 33–40 (1993).
- [10] Б. К. Мурзахметов, А. В. Чижов. Сжатые фоковские состояния и детектирование гравитационных волн. *Оптика и спектроскопия*, т. **75**, вып. 5, стр. 1035–1039 (1993).
- [11] A. V. Chizhov, B. K. Murzakhmetov. Properties of two-mode squeezed number states. *Proceedings of the Third International Workshop on Squeezed States and Uncertainty Relations (Baltimore, Maryland, USA, August 10–13, 1993)*, NASA Conference Publication 3270, pp. 3–13 (1994).
- [12] A. V. Chizhov, J. W. Haus, K. C. Yeong. Higher order squeezing in a boson coupled two-mode system. *Phys. Rev. A* **52**, pp. 1698–1703 (1995).
- [13] K. C. Yeong, J. W. Haus, A. V. Chizhov. Quantum-field coherence in a Raman amplifier. *Phys. Rev. A* **53**, pp. 3606–3613 (1996).

- [14] Fam Le Kien, A. V. Chizhov. Loss of spatial coherence in atomic deflection from an off-resonant quantized standing-wave field. *Phys. Rev. A* **53**, pp. 3675–3678 (1996).
- [15] A. V. Chizhov, G. Schrade, M. S. Zubairy. Q-representation of the field in a cavity with a moving mirror. Proceedings of the International Conference “Path Integrals” (Dubna, Russia, May 27–31, 1996), pp. 284–288 (1996).
- [16] Б. К. Мурзахметов, А. В. Чижов. Проблема фазы электромагнитного поля в квантовой оптике. *ЭЧАЯ*, т. **27**, вып. 3, стр. 747–796 (1996).
- [17] Б. К. Мурзахметов, А. В. Чижов. Фазовые свойства квадратично-амплитудных сжатых состояний. *ТМФ*, т. **107**, № 2, стр. 320–328 (1996).
- [18] M. G. A. Paris, A. V. Chizhov, O. Steuernagel. Phase space distributions by three-port coupler. *Optics Communications* **134**, pp. 117–120 (1996).
- [19] A. V. Chizhov, J. W. Haus, K. C. Yeong. Higher-order squeezing in a boson-coupled three-mode system. *J. Opt. Soc. Am. B* **14**(7), pp. 1541–1549 (1997).
- [20] Ц. Ганцог, Б. К. Мурзахметов, Р. Танась, А. В. Чижов. Фазовые распределения для смещенного фоковского и смещенного хаотического состояний. *Оптика и спектроскопия*, т. **82**, № 2, стр. 278–281 (1997).
- [21] A. V. Chizhov, B. K. Murzakhmetov. Phase distributions and quasidistributions of amplitude-squared squeezed states. Proceedings of a NATO Advanced Study Institute on Electron Theory and Quantum Electrodynamics: 100 Years Later (Edirne, Turkey, September 5–16, 1994), NATO ASI Series B Vol. **358**, pp. 141–148 (1997).
- [22] A. V. Chizhov, G. Schrade, M. S. Zubairy. Quantum statistics of vacuum in a cavity with a moving mirror. *Phys. Lett. A* **230**, pp. 269–275 (1997).

- [23] A.V. Chizhov, G. Schrade, M.S. Zubairy. Dynamics of the field in a cavity with movable boundaries. Proceedings of the Fifth International Conference on Squeezed and Uncertainty Relations (Balatonfured, Hungary, May 27–31, 1997), NASA/CP–1998–206855, pp. 485–490 (1998).
- [24] A. V. Chizhov, V. De Renzi, M. G. A. Paris. A two–step optimized measurement for the phase shift. *Phys. Lett. A* **237**, pp. 201–205 (1998).
- [25] L. Knöll, S. Scheel, E. Schmidt, D.-G. Welsch, A. V. Chizhov. Quantum state transformation by dispersive and absorbing four–port device. *Phys. Rev. A* **59**, pp. 4716–4726 (1999).
- [26] A. V. Chizhov, E. Schmidt, L. Knöll, D.-G. Welsch. Propagation of entangled light pulses through dispersive and absorbing channels. *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **3**, pp. 77–83 (2001).
- [27] A. V. Chizhov, E. Schmidt, L. Knöll, D.-G. Welsch. Two–pulse correlations in noisy quantum channels. *Оптика и спектроскопия*, т. **91**, № 3, pp. 437–441 (2001).
- [28] A. V. Chizhov, L. Knöll, D.-G. Welsch. Propagation of entangled pulses: correlation measures. *Czechoslovak Journal of Physics* **51**, № 12, pp. 1279–1284 (2001).
- [29] A. V. Chizhov, L. Knöll, D.-G. Welsch. Continuous–variable quantum teleportation through lossy channels. *Phys. Rev. A* **65**, p. 022310 (9 pages) (2002).
- [30] A. V. Chizhov. Entanglement fidelity of coherent–state teleportation with asymmetric quantum channel. *Письма в ЖЭТФ*, т. **80**, вып. 11, стр. 839–842 (2004).
- [31] А. В. Чижов. Корреляционная точность телепортации по смешанному квантовому каналу. *Известия РАН. Серия физическая*, т. **70**, № 3, pp. 403–406 (2006).

- [32] A. V. Chizhov. Entanglement in a Two-Boson Coupled System. Письма в ЖЭТФ, т. **85**, № 1, 102–105 (2007).
- [33] A. V. Chizhov, A. A. Gusev, L. A. Sevastianov, S. I. Vinitisky. Phase representation of quantum-optical system via the nonnegative quantum distribution function. Письма в ЭЧАЯ, т. **4**, № 2(138), стр. 330–335 (2007).
- [34] A. V. Chizhov, R. G. Nazmitdinov. Entanglement control in coupled two-mode boson systems. Phys. Rev. A **78**, p. 064302 (4 pages) (2008).