

На правах рукописи

Морева Екатерина Васильевна

**КОРРЕЛИРОВАННЫЕ ДВУХЧАСТИЧНЫЕ СИСТЕМЫ: ИЗМЕРЕНИЕ,  
КОНТРОЛЬ И ВОЗМОЖНОЕ ПРИМЕНЕНИЕ**

01.04.21 - лазерная физика

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Автор:

Москва 2007

Работа выполнена в Московском инженерно-физическом институте  
(государственном университете)

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,  
профессор Эдуард Анатольевич Манькин

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,  
профессор Сергей Николаевич Молотков,  
Институт физики твердого тела РАН

доктор физико-математических наук,  
профессор Александр Николаевич Пенин  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Ведущая организация: Физико-Технологический Институт РАН

Защита состоится <<\_\_>> \_\_\_\_\_ 2007 года в \_\_\_\_\_ часов на  
заседании диссертационного совета Д 212.130.05 в МИФИ по адресу: 115409,  
Москва, Каширское шоссе, 31, “К” корпус, ауд.608.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МИФИ

Автореферат разослан <<\_\_>> \_\_\_\_\_ 2007 года

Просим принять участие в работе совета или прислать отзыв в одном  
экземпляре, заверенный печатью организации.

Ученый секретарь

диссертационного совета Д 212.130.05



И.В. Евсеев

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Диссертационная работа посвящена теоретическому и экспериментальному изучению особого свойства квантовых систем - перепутывания. Исследованы методы создания перепутанных состояний, контроля и измерения степени перепутанности. Обсуждается применение перепутанных состояний фотонов в прикладных задачах квантовой оптики.

### **Актуальность темы:**

В задачах квантовой теории информации, а также в фундаментальных вопросах обоснования квантовой теории состояния квантово-коррелированных систем принято называть перепутанными. Для описания наличия того или иного типа корреляций, были введены критерии, а также определены меры перепутанности квантовых состояний.

Перепутанные состояния могут возникать в системе, состоящей из двух или более подсистем. В простейшем случае чистого состояния составной системы перепутанность состоит в невозможности факторизации волновой функции системы, т.е. в невозможности представить ее в виде произведения волновых функций ее подсистем

$$|\Psi\rangle = |\psi_a\rangle \otimes |\psi_b\rangle \otimes |\psi_c\rangle \dots$$

Однако, даже если начальное состояние факторизовано, то после взаимодействия подсистем друг с другом или через окружение их состояние может стать перепутанным. В таком состоянии подсистемы описываются только матрицей плотности, в то время как система в целом характеризуется либо волновой функцией, либо нефакторизуемой матрицей плотности.

Существует достаточно много способов создания перепутанных состояний. Во-первых, это может быть физический процесс, в результате которого возникают перепутанные состояния, другими словами, источник перепутанных состояний. Здесь следует упомянуть о процессе спонтанного параметрического рассеяния (СПР) света, имеющего место в нелинейных средах без центра

инверсии. Бифотонное поле, возникающее в таком процессе, состоит из пар коррелированных по времени, поляризации, частотам и месту рождения фотонов. На основе такого двухфотонного поля можно приготовить состояния, перепутанные не только по непрерывным переменным, импульсу или координате, но и по дискретным, например по поляризации.

Другой способ заключается в приготовлении перепутанных состояний из первоначально независимых, например состояний атомов, ионов или мезоскопических объектов. Оказывается, что управление над процессом перепутывания можно осуществить при помощи оптического излучения. Такая идея лежит в основе создания квантового повторителя – устройства, позволяющего передавать перепутанные состояния на большие расстояния.

Квантово-коррелированные частицы представляют основной ресурс для различных схем квантовой телепортации и криптографии, используются в корреляционной спектроскопии и квантовой метрологии. Исчезновение квантовых корреляций в случае декогерентности является одним из основных принципиальных моментов на пути создания квантового компьютера.

Перепутанные состояния фотонов могут с успехом использоваться в прикладных задачах квантовой оптики и квантовой информации. Фотоны слабо взаимодействуют с окружением, сводя к минимуму эффекты декогерентизации, и легко преобразуются с помощью линейных оптических элементов. Именно на основе фотонов были реализованы протоколы квантового распределения ключа, квантовой телепортации и плотной кодировки. Как правило, перепутывание рассматривается по дискретному набору переменных, например по поляризации. Такое описание не раскрывает полностью природу перепутывания, поэтому в последнее время возрос интерес к квантовым системам, перепутанным по непрерывным переменным, например импульсу и координате. Основные задачи, возникающие при описании такого перепутывания, можно объединить в три группы:

- 1) как измерить степень перепутывания?
- 2) можно ли управлять степенью перепутывания?
- 3) насколько сильно можно перепутать состояния?

Оказывается, существует возможность измерения двухчастичной степени перепутывания непосредственно из прямых экспериментальных измерений. В качестве меры перепутывания выступает отношение ширин одночастичных и двухчастичных угловых распределений излучения, рождающегося в результате СПР света. Неожиданным фактом стало предсказание и подтверждения в эксперименте сильной анизотропии угловых распределений бифотонного поля. Это дает возможность получения высокой степени перепутывания при широком угловом спектре накачки, что до сих пор считалось невозможным. Кроме того, изменение геометрии наблюдения позволяет легко варьировать степень наблюдаемого перепутывания.

В качестве отдельной области можно выделить задачи, связанные с поляризационными свойствами бифотонов. Направления этих исследований во многом определяются задачами квантовой криптографии и вычислений. С точки зрения этих приложений, бифотон - квантовая система, чистое поляризационное состояние которой можно представить в виде трех- или четырехуровневой\* квантовой системы. Особый интерес представляет случай, когда оба фотона, составляющие пару, распространяются в одной пространственной моде (однопучковый бифотон). В ряде случаев, использование квантовых многоуровневых систем как носителей информации имеет некоторые преимущества по сравнению с кубитами, двухуровневыми системами. Так, увеличение размерности гильбертова пространства увеличивает стойкость криптографического протокола перед некоторыми классами атак подслушивания.

Использование квантовых состояний высокой размерности в прикладных задачах подразумевает под собой процедуры контроля над тремя основными этапами - генерацией, преобразованием и измерением состояний. Корреляция фотонов в парах может быть измерена при помощи схемы совпадений фотоотсчетов при использовании счетных фотодетекторов. Схемы, основанные на регистрации четвертого момента по полю или числа совпадений

---

\* Здесь речь идет не об энергетических уровнях, а о базисных состояниях. Однако, в настоящее время эта терминология общепринята, и мы будем ее придерживаться.

фотоотсчетов, позволяют восстановить неизвестное поляризационное состояние бифотона.

Из всего вышесказанного следует **актуальность** работы, обусловленная фундаментальным интересом к природе возникновения перепутывания между квантовыми состояниями, а также к методам измерения и управления степенью перепутывания. Изложенный материал представляет также достаточно полное описание поляризационных свойств оптических многоуровневых систем, которые могут быть полезны для практического применения в квантовых информационных протоколах.

**Целью диссертационной работы** являлось:

1. Исследование механизма возникновения перепутывания между состояниями двух независимых двухуровневых атомов, находящихся в поле общего термостата и взаимодействующих с классическим электромагнитным полем: определение принципиальных условий, при которых перепутывание может иметь место, и изучение методов когерентного контроля над квантовыми состояниями.
2. Анализ количественных мер перепутывания двухчастичных состояний бифотонного поля. Выявление оптимальных условий для наблюдения максимального перепутывания, а также реализация соответствующих экспериментов.
3. Реализация алгоритмов статистического восстановления всех поляризационных параметров, характеризующих произвольное состояние бифотона-кукварта.
4. Исследование экспериментальных возможностей приготовления набора базисных состояний бифотона-кукварта методами обычной поляризационной оптики.
5. Исследование вопроса о применимости поляризационных куквартов в практической реализации протокола квантового распределения ключа.

**Практическая ценность** диссертации состоит в возможном использовании полученных результатов в квантовой оптике и квантовой информации:

- при моделировании динамики перепутывания в реальных квазиодномерных структурах
- для коммуникаций с использованием бифотонных состояний, распространяющихся в открытом пространстве
- при реализации протоколов квантового распределения ключа на многоуровневых системах

**Научная новизна** диссертационной работы заключается в следующих положениях:

1. Теоретически продемонстрирована возможность когерентного контроля над степенью перепутывания квантовых состояний.
2. Обнаружен и количественно проверен эффект сильной анизотропии перепутывания пар фотонов при СПР.
3. Разработаны и реализованы протоколы статистического восстановления произвольного поляризованного состояния бифотона – кукварта.
4. Разработана схема для практической реализации протокола квантового распределения ключа на поляризованных куквартах.

**На защиту выносятся следующие положения:**

1. Определено влияние классического электромагнитного поля на возникновение перепутывания между состояниями двух независимых двухуровневых атомов, находящихся в поле общего термостата. Степенью перепутывания можно эффективно управлять при помощи внешнего электромагнитного поля.
2. Определено условие, при котором возможно наблюдение высокой степени перепутывания пар фотонов при СПР. В этом случае волновой пакет бифотона может определяться только параметрами нелинейного кристалла

(длина и угловая анизотропия коэффициента преломления), а не угловым спектром накачки.

3. С помощью реализованных протоколов статистического восстановления можно полностью восстановить информацию о поляриционном состоянии бифотона-кукварта.
4. Развита концепция поляризационных преобразований многомодового оптического поля позволяет эффективно применять бифотоны-кукварты в протоколах квантового распределения ключа.

**Апробация работы.** Результаты работы прошли апробацию на следующих международных и российских конференциях: **II Международная Конференция по Оптике Лазеров** для молодых ученых, Санкт-Петербург, Россия, 2003г., Всероссийская Молодежная Научная Школа, **«Когерентная Оптика и Оптическая Спектроскопия»**, Казань, Россия, 2003г., VIII Международный симпозиум **«Фотонное Эхо и Когерентная Спектроскопия» (PECS'2005)**, Светлогорск, Россия, 2005г., **XI International Conference on Quantum Optics (ICQO'06)**, Минск, Белоруссия, 2006г., **Coherent Control of the Fundamental Processes in Optics and X-ray-Optics (CCFP'2006)** Н.Новгород – Казань, Россия, 2006г., Международная конференция **«ICO Topical Meeting on Optoinformatics/Information Photonics»**, Санкт-Петербург, Россия, 2006г., **«Seminar of the Quantum Optics Division»**, University of Rochester, Rochester, NY, USA, 2006г., Общеинститутский семинар ИОФ РАН, 2007г., **3,4 Семинар памяти Д.Н. Клышко**, Москва, Россия, 2003,2005гг.

**Публикации:** По теме диссертации опубликовано 7 работ в реферируемых журналах, список которых приведен в конце автореферата.

Диссертационная работа состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы из 105 наименований, изложена на 161 странице и содержит 32 рисунка и 9 таблиц.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

## Глава I. Перепутывание состояний атомов в резонансном классическом электромагнитном поле

Первая глава посвящена вопросу о перепутывании состояний атомов, находящихся в поле общего термостата и резонансно взаимодействующих с классическим электромагнитным полем. Показано, что дополнительное резонансное взаимодействие с электромагнитным полем позволяет существенно расширить область параметров атомной системы, при которых происходит перепутывание, причем степень перепутывания можно эффективно управлять, меняя характеристики поля.

В первом параграфе выводятся кинетические уравнения для элементов двухчастичной матрицы плотности с релаксационным оператором в обобщенной форме Линдблада. Это позволяет обсуждать динамику как симметричных по частицам атомных состояний, так и антисимметричных. Рассматриваются различные модели термостата – однонаправленная, одномерная и трехмерная, а также сжатый термостат. Установлено, что одним из основных условий перепутывания атомных состояний в процессе радиационного распада является наличие общего термостата. В качестве термостатов рассматриваются широкополосные дельта-коррелированные квантованные электромагнитные поля, которые характеризуются плотностью фотонов и степенью сжатия начального состояния. Случай сжатия электромагнитного поля может быть реализован при помощи вырожденных параметрических усилителей. Одномерная модель поля и определяемый этим полем общий термостат являются хорошим приближением для искусственных сред, таких как фотонные кристаллы и одномодовые волокна.

В данном параграфе рассмотрены не только стационарные перепутанные состояния, но и динамика перепутывания во времени. Для количественной характеристики перепутывания использовалось минимальное собственное значение двухатомной матрицы плотности, транспонированной по переменным одного из атомов (матрицы Переса-Хородецких). Критерий Переса-Хородецких является необходимым и достаточным, в отличие от других критериев. Было установлено, что состояния системы двух атомов в поле общего термостата в

отсутствие прямого взаимодействия между атомами характеризуются наличием стационарного перепутывания. Это означает, что даже при нулевой температуре термостата атомы возбужденной атомной системы не переходят в основное энергетическое состояние, и в системе сохраняется возбуждение.

Процесс перепутывания можно объяснить существенно разной динамикой подпространств атомных состояний, различающихся типом симметрии по отношению к перестановке атомов. Симметричные состояния, например

$$|s\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_1|1\rangle_2 + |1\rangle_1|0\rangle_2)$$

эволюционируют неунитарным образом, в то время как динамика ассиметричного состояния  $|a\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_1|1\rangle_2 - |1\rangle_1|0\rangle_2)$  унитарна.

Как следствие, в результате эволюции нарушается баланс представления неперепутанного начального состояния через базисные вектора  $|s\rangle$ ,  $|a\rangle$  перепутанного базиса. Поэтому, спустя некоторое время, атомные состояния оказываются перепутанными.

Также был изучен механизм когерентного контроля (управления) степенью перепутывания атомных состояний при помощи резонансного взаимодействия атомов с дополнительным классическим электромагнитным полем. Чисто внешне взаимодействие атомов с когерентным полем выглядит весьма необычно. Там, где в отсутствие когерентного поля стационарного перепутывания в атомной системе не наблюдается, взаимодействие с когерентным полем приводит к появлению стационарного перепутывания. Если же начальные состояния атомов такие, что их коллективный распад в поле общего термостата приводит к образованию перепутанных состояний, то взаимодействие с классическим электромагнитным полем позволяет менять степень перепутанности атомных состояний.

Второй параграф первой главы посвящен исследованиям влияния различных факторов на степень стационарного перепутывания, а также временные особенности образования и разрушения стационарного перепутывания. Среди изученных факторов – температура термостата, сжатие, наличие фазовой задержки. Установлено, что весьма благоприятными

условиями возникновения перепутанности в системе двух невзаимодействующих атомов является отсутствие в термостате фотонов. При ненулевых температурах благоприятные условия для перепутывания появляются при наличии сжатия термостата.

Практическая ценность состоит в возможности применения кинетических уравнений, описывающих динамику процесса перепутывания, в реальных квазиодномерных системах, таких как фотонные кристаллы или световые волокна. Взаимодействие с электромагнитным полем можно рассматривать как способ когерентного контроля в оптических бистабильных устройствах.

## **Глава II. Пространственная анизотропия волнового пакета бифотона**

Вторая глава диссертации посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию перепутывания по непрерывным переменным пары фотонов, рожденных в результате спонтанного параметрического рассеяния (СПР) света. Процесс СПР феноменологически можно интерпретировать как спонтанный распад фотона накачки с частотой  $\omega_p$  на пару фотонов (традиционно называемыми сигнальным и холостым) с частотами  $\omega_s$  и  $\omega_i$ . Такая интерпретация позволяет считать рассеянное поле состоящим из пар коррелированных в пространстве-времени фотонов, или бифотонов, чьи направления разлета и частоты связаны условием параметрического синхронизма.

Основными характеристиками бифотонной волновой функции считаются распределение вероятности регистрации одного фотона из пары (одночастичное или безусловное распределение) или регистрации пары фотонов (двухчастичное или условное распределение). Эти характеристики могут быть измерены экспериментально при помощи одного или пары детекторов, расположенных в дальней или ближней зоне. Так, одночастичное распределение может быть измерено как зависимость скорости регистрации фотонов от положения детектора, а двухчастичное распределение измеряется

как скорость регистрации пар фотонов от положения одного детектора при фиксированном положении другого детектора.

В первом параграфе второй главы приведен краткий обзор литературных данных по вопросам, связанным с применением количественных мер перепутывания по непрерывным переменным для двухчастичных состояний. В частности, в работах М.В.Федорова в качестве меры перепутывания предлагалось использовать отношение ширин условных и безусловных распределений плотности вероятности

$$R_x = \frac{\Delta x^{(s)}}{\Delta x^{(c)}} \text{ или } R_k = \frac{\Delta k^{(s)}}{\Delta k^{(c)}}, \quad (1)$$

которые напрямую связаны с экспериментально измеряемыми одночастичным и двухчастичным волновыми пакетами системы. Здесь  $\Delta x^{(s,c)}$  и  $\Delta k^{(s,c)}$  ширины одночастичных ( $s$ ) и двухчастичных ( $c$ ) волновых пакетов в координатном ( $x$ ) или импульсном ( $k$ ) представлении. Для неперепутанных частиц отношения (1) равны единице, в случае же сильного различия между ширинами одно- и двухчастичных распределений состояние является перепутанным.

Во втором и третьем параграфах рассмотрено влияние собственной анизотропии кристалла на структуру бифотонного пакета. Можно показать, что волновая функция бифотона в терминах углов рассеяния записывается в следующем виде:

$$\Psi(\theta_s, \theta_i) \propto E_p^* \left( \frac{\theta_s + \theta_i}{2} \right) \times \text{sinc} \left( \frac{Lk_p^{(0)}}{16n_o} \left[ 4n'_p \cos \chi(\theta_s + \theta_i) + (\theta_s - \theta_i)^2 \right] \right). \quad (2)$$

Здесь  $E_p^*$  амплитуда углового распределения накачки,  $L$  – длина кристалла,  $k_p^{(0)}$  – длина волнового вектора накачки в точке синхронизма,  $n_o$  – коэффициент преломления для обыкновенного сигнального фотона, а  $n'_p$  – производная по углу коэффициента преломления необыкновенного фотона накачки,  $\chi$  – угол ориентации оптической оси кристалла относительно горизонтального направления.

Непосредственно из (2) следует, что профиль одночастичных и двухчастичных угловых распределений имеет выраженное анизотропное

распределение. Эффект проявляется наглядно при сравнении ширины распределений, измеренных в двух разных геометриях: когда регистрируются фотоны в плоскости, совпадающей с осью кристалла ( $\parallel$  геометрии,  $\chi = 0^\circ$ ) или в плоскости, ортогональной к оси ( $\perp$  геометрии,  $\chi = 90^\circ$ ). Так, в горизонтальной геометрии, можно получить условное угловое распределение бифотона значительно более узким, чем угловое распределение накачки, что до сих пор считалось невозможным. При этом одночастичное распределение оказывается значительно более широким, чем в вертикальной геометрии.

В вертикальной геометрии ширина двухчастичного распределения в импульсном представлении определяется только угловой расходимостью накачки. При этом ширина условного распределения практически не отличается от безусловного (одночастичного) распределения.

Сравнивая ширины распределений, согласно (1), можно определить наблюдаемую степень перепутывания пары фотонов, которая сильно зависит от геометрии наблюдения и параметров накачки и нелинейного кристалла. Так, в горизонтальной геометрии, наблюдаемая степень перепутывания оказывается более значительной, чем в вертикальной геометрии.

Третий параграф посвящен эксперименту по проверке аналитических формул, описывающих анизотропную структуру бифотонного пакета. Экспериментальная установка представлена на рис.1. В результате СПР типа I в нелинейном кристалле рождались пары фотонов одинаковой поляризации, с длинами волн равными 650нм. Фотоны распространялись в том же направлении, что и накачка. Такой режим генерации называется коллинеарным вырожденным. Блок регистрации включал в себя схему Брауна-Твисса и интерференционные фильтры IF на длину волны 650нм и полосой пропускания 10нм. Два однофотонных детектора (D) были помещены в фокальную плоскость линзы  $F$  с фокусом 62см. Один из детекторов был фиксирован, а второй мог перемещаться в горизонтальной плоскости при помощи микрометрической подвижки. При этом связь углового смещения  $\theta$  с координатой детектора  $x$  задавалась простым выражением  $x = F \tan \theta$ .

Импульсы с выходов детекторов были направлены на схему совпадения (СС). Она генерирует выходной импульс каждый раз, когда на входах обоих детекторов присутствует пара импульсов, совпадающих во времени в пределах окна совпадений  $T_c$ , равного в нашем случае 2нс. Для изучения однофотонных угловых распределений снимались показания с одного детектора как функция от перемещения, а для двухфотонных угловых распределений учитывался только сигнал от схемы совпадений в зависимости от смещения одного из детекторов. Для измерения угловых распределений в двух разных геометриях ось кристалла поворачивалась относительно плоскости детектирования, и рассматривались две основных ориентации: первая – ось перпендикулярна плоскости сканирования ( $\perp$ ), вторая – ось параллельна плоскости сканирования ( $\parallel$ ). Результаты измерений показаны на рис.2(а,б). Левый рисунок соответствует вертикальной ориентации кристалла относительно плоскости сканирования. Регистрируемая при этом степень перепутывания небольшая и составляет всего  $\Delta k_{\perp}^{(s)} / \Delta k_{\perp}^{(c)} = 3$ . Ситуация радикально меняется при наблюдении угловых распределений в  $\parallel$  геометрии. Соответствующие распределения показаны на рис.2(б), и их ширины равны  $\Delta \theta_{s \parallel}^{(c)} \approx 0.75 \text{ мрад}$  для двухчастичного распределения и  $\Delta \theta_{s \parallel}^{(s)} \approx 60 \text{ мрад}$  для одночастичного. Отношение этих ширин есть параметр перепутывания  $R_{k \parallel} = \Delta \theta_{s \parallel}^{(s)} / \Delta \theta_{s \parallel}^{(c)} \approx 80 \gg 1$ . Таким образом, угловые распределения бифотонного пакета имеют выраженное анизотропное распределение, а степень перепутывания, скрытая в бифотонном волновом пакете, достаточно большая, однако наблюдать ее можно только в плоскости, параллельной оптической оси кристалла.

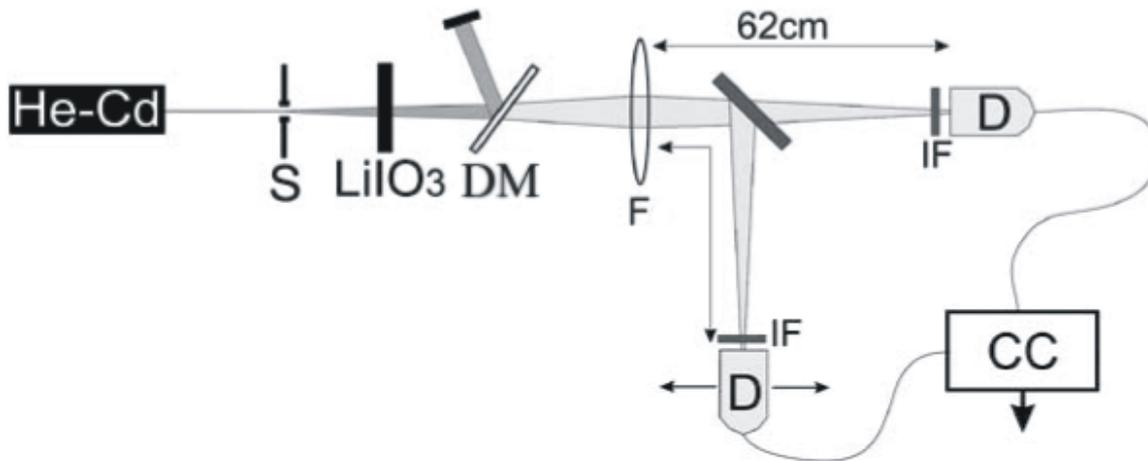


Рис.1

Экспериментальная установка для измерения одно- и двухчастичных угловых распределений. He-Cd – накачка (325нм, 5мВт), S – щель (70мкм), LiIO<sub>3</sub> – нелинейный кристалл с синхронизмом типа I, DM - дихроичное зеркало, отсекающее излучение накачки, F - собирающая линза, D - однофотонные детекторы, IF – интерференционные фильтры (на 650 нм, с полосой пропускания 10нм), CC – схема совпадения.

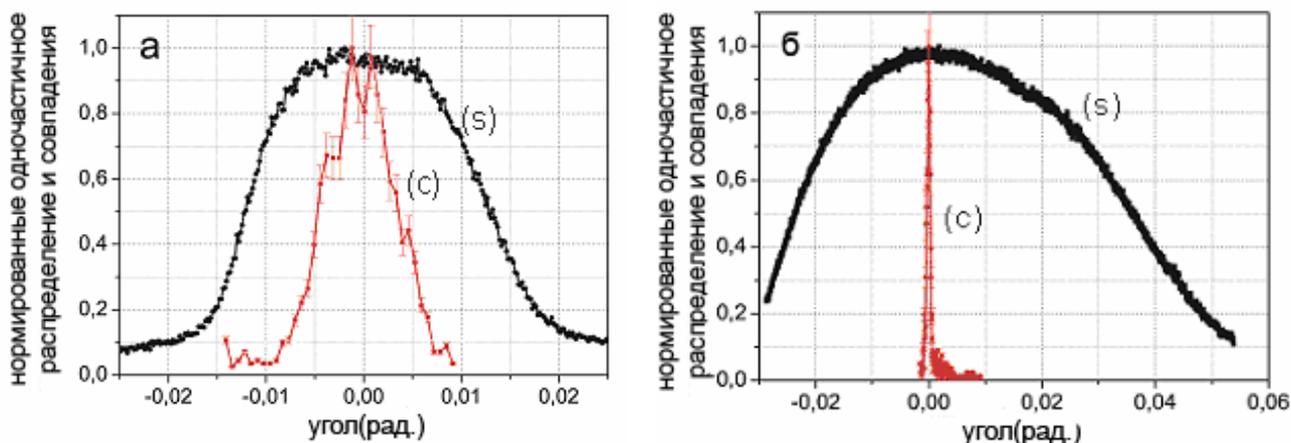


Рис.2

Нормированные одно (s) – и двухчастичные (c) угловые распределения для (a)  $\perp$  - геометрии, (б)  $\parallel$  - геометрии.

### Глава III. Поляризационные четырехуровневые оптические системы (кварты) на основе бифотонного поля

В третьей главе обсуждается применение перепутанных состояний фотонов в прикладных задачах квантовой оптики. Рассматриваются поляризационные свойства четырехуровневых оптических систем на основе частотно невырожденного бифотонного поля. Предлагаются протоколы статистического восстановления произвольного состояния бифотона-кварта. Обсуждаются

физические принципы работы протокола квантового распределения ключа на четырехуровневых оптических системах.

В первом параграфе обсуждаются поляризационные свойства бифотонного поля, полученного в результате СПР. Показано, что вектор состояния бифотонного поля в произвольном чистом поляризационном состоянии имеет вид

$$|\Psi\rangle = c_1|H_1H_2\rangle + c_2|H_1V_2\rangle + c_3|V_1H_2\rangle + c_4|V_1V_2\rangle, \quad (3)$$

где величины  $c_i = |c_i|e^{i\phi_i}$ , ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) - называются комплексными амплитудами

состояния и для них выполняется условие нормировки:  $\sum_{i=1}^4 |c_i|^2 = 1$ . Запись

$|m, n\rangle$  обозначает фоковское состояние с  $m$  фотонами в горизонтальной (H) поляризационной моде и  $n$  фотонами в вертикальной (V) поляризационной моде с общим числом фотонов  $n+m = 2$ . Состояния  $|H_1, H_2\rangle \equiv |2, 0\rangle$  и  $|V_1, V_2\rangle \equiv |0, 2\rangle$  соответствуют так называемому типу I взаимодействия, при котором фотоны в паре поляризованы вдоль одного направления, горизонтального или вертикального, а состояние  $|H_1, V_2\rangle \equiv |1, 1\rangle$  (или  $|H_1, V_2\rangle$ ) соответствует взаимодействию типа II, при котором фотоны в паре поляризованы ортогонально друг другу. Состояние (2) представляет собой суперпозицию четырех ортогональных векторов-состояний и называется куквартом, т.е. квантовой системой размерности  $D = 4$ , по аналогии с кубитом, двухуровневой квантовой системой.

Поляризационные свойства двухмодового бифотонного поля полностью определяются матрицей когерентности. Эта матрица, состоящая из 16 моментов четвертого порядка по полю, может быть получена путем прямого перемножения матриц когерентности обоих фотонов:

$$K_4 = K_1 \otimes K_2 = \begin{pmatrix} A & E & F & G \\ E^* & B & I & K \\ F^* & I^* & C & L \\ G^* & K^* & L^* & D \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где, компоненты матрицы могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned} A &= \langle a_1^+ a_2^+ a_1 a_2 \rangle = |c_1|^2, B = \langle a_1^+ b_2^+ a_1 b_2 \rangle = |c_2|^2, C = \langle b_1^+ a_2^+ b_1 a_2 \rangle = |c_3|^2, \\ D &= \langle b_1^+ b_2^+ b_1 b_2 \rangle = |c_4|^2, E = \langle a_1^+ a_2^+ a_1 b_2 \rangle = c_1^* c_2, F = \langle a_1^+ a_2^+ b_1 a_2 \rangle = c_1^* c_3, \\ G &= \langle a_1^+ a_2^+ b_1 b_2 \rangle = c_1^* c_4, I = \langle a_1^+ b_2^+ b_1 a_2 \rangle = c_2^* c_3, K = \langle a_1^+ b_2^+ b_1 b_2 \rangle = c_2^* c_4, \\ A &= \langle b_1^+ a_2^+ b_1 b_2 \rangle = c_3^* c_4 \end{aligned} \quad (4)$$

Использование квантовых состояний с высокой размерностью в прикладных задачах подразумевает под собой процедуры контроля над тремя основными этапами - генерацией, преобразованием и измерением состояний.

Во втором параграфе было предложено два протокола статистического восстановления неизвестного поляризованного состояния кукварта. Один из них основан на измерении проекций исследуемого состояния в различных поляризованных базисах путем проведения линейных поляризованных преобразований в плечах интерферометра Брауна-Твисса, после пространственного разделения бифотона. Во втором методе поляризованные преобразования осуществляются над бифотоном, как над цельным объектом. По сути дела задача о реконструкции состояния поляризованного кукварта сводится к выполнению ряда действий по измерению моментов четвертого порядка (4) и восстановления матрицы (3). Для проверки предложенных протоколов использовались два набора состояний - факторизуемые и нефакторизуемые (перепутанные). В качестве меры соответствия восстановленного состояния к исходному использовалась величина  $F$  (fidelity), которую можно определить как  $F = \text{Tr}(\rho_{\text{exp}} \rho_{\text{th}})^2$ . Если восстановленное состояние идентично теоретическому, то  $F=1$ , если состояния ортогональны,  $F=0$ .

Пример результатов статистического восстановления поляризационного состояния бифотона-куварта представлен в Таблице 1.

Вектор состояния		Fidelity
теория $ \Psi\rangle_{теор.} = (c_1, c_2, c_3, c_4)$	эксперимент $ \Psi\rangle_{эксп.} = (c_1, c_2, c_3, c_4)$	$F$
0.707 0 0 0.707	0.7326 0.0818-0.0963i 0.0003-0.0281i 0.6131+0.2657i	0.941
-0.0015-0.0445i 0.0337-0.0225i 0.3530+0.5716i 0.7383	0.8067 -0.4847-0.3304i 0.023-0.0554i -0.0174+0.0413i	0.998

Таблица 1

Результат статистического восстановления

В третьем параграфе был рассмотрен вопрос о физических принципах построения протокола квантового распределения ключа на бифотонах-кувартах. Основываясь на развитой в первом параграфе концепции поляризационных преобразований многомодового оптического поля, было показано, что необходимый для КРК набор состояний может быть получен при помощи одного нелинейного кристалла и дальнейших унитарных преобразований, совершаемых оптическими элементами. Это позволяет избежать использования интерферометрических схем, обладающих серьезными недостатками, такими как нестабильность во времени, необходимость прецизионного контроля относительной фазы состояний и высокие требования к совмещению в пространстве-времени разных компонент состояний. Для реализации данного метода используется один нелинейно-оптический кристалл, фазовая пластинка с изменяемой толщиной и набор из ахроматических полу- и четверть волновой пластинок для смены базиса. Метод приготовления основывается на частотной невырожденности фотонов, формирующих куварт. Например, чтобы приготовить состояние  $|H_1V_2\rangle$  из  $|V_1V_2\rangle$  необходимо подобрать такую толщину фазовой пластинки, чтобы она являлась полуволновой на длине волны первого фотона и волновой для второго.

Схема регистрации, позволяющая измерять состояния в одном из трех базисов, показана на этом же рисунке. Схема состоит из дихроичного светоделителя DBS, пространственно разделяющего частотные моды 1 и 2 и пары поляризационных светоделителей PBS1 и PBS2, каждый из которых пропускает излучение с горизонтальной поляризацией (H) и отражает излучение с вертикальной поляризацией (V). В двух парах выходных плеч этих светоделителей помещены детекторы, работающие в режиме счета фотонов. Импульсы фототока с выходов детекторов подаются на четырехканальную схему парных совпадений. Вместе с выходным импульсом коррелятор выдает сигнал идентификации тех пар входов, с которых поступили совпадающие импульсы. Смена базиса осуществляется полуволновой и четвертьволновой пластинками. Такая схема позволяет точно идентифицировать необходимые для КРК базисные состояния.

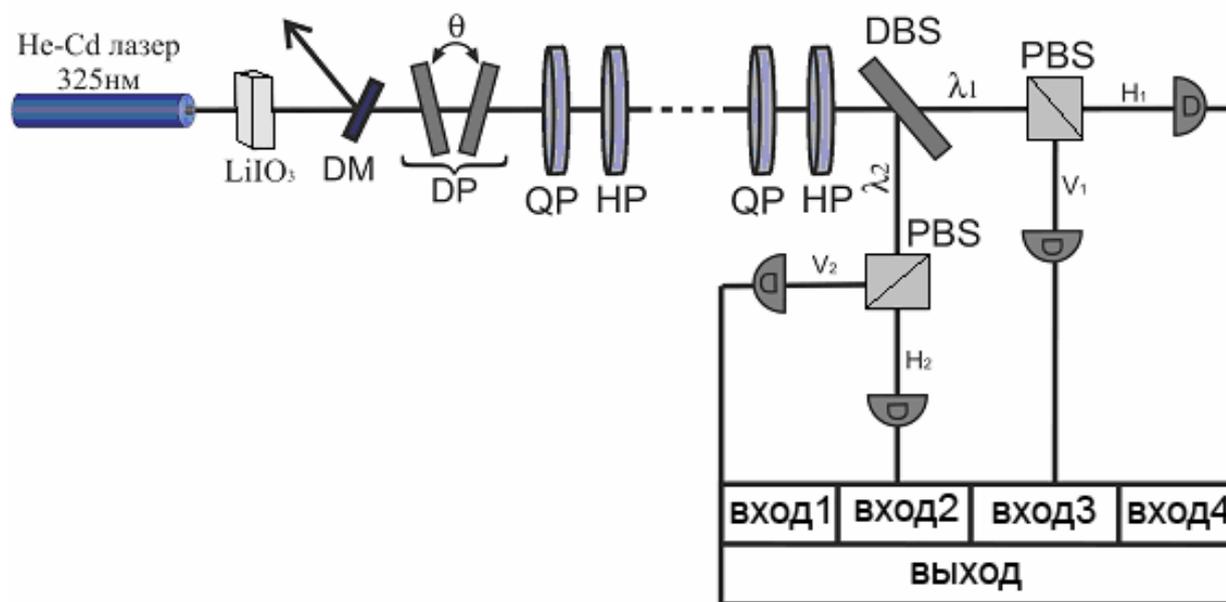


Рис.3

Схема для приготовления и измерения необходимого для КРК набора базисных состояний. LiIO<sub>3</sub> – нелинейный кристалл с синхронизмом типа I, DM - дихроичное зеркало, отсекающее излучение накачки, DP – фазовая пластинка, осуществляющая необходимые поляризационные преобразования, QP, HP – четверть- и полуволновая пластинки для смены базиса, DBS – дихроичный светоделитель, PBS – поляризационные светоделители, D – однофотонные детекторы.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

В **заключении** сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы:

1. Определены принципиальные условия возникновения перепутывания между двумя независимыми двухуровневыми атомами, находящимися в поле общего термостата. Показано, что классическое электромагнитное поле существенно расширяет область параметров, при которых происходит перепутывание, и позволяет осуществлять когерентный контроль над квантовыми состояниями и степенью перепутывания атомов.
2. Реализован операциональный метод определения степени перепутанности бифотонов. Показано, что профиль одночастичных и двухчастичных угловых распределений, наблюдаемых в двух различных геометриях эксперимента, имеет выраженное анизотропное распределение. Это приводит к проявлению сильной зависимости степени перепутывания между фотонами от ориентации кристалла.
3. Предложены и экспериментально реализованы протоколы статистического восстановления поляризационного состояния частотно-невырожденных бифотонов (куквартов). Проведены измерения набора моментов четвертого порядка, определяющих матрицу когерентности для различных состояний входного бифотонного поля. Высокая мера соответствия исходному состоянию (более 95%) подтверждает применимость предложенных процедур.
4. Разработана схема для практической реализации протокола квантового распределения ключа на бифотонах-куквартах. Развитая концепция поляризационных преобразований многомодового оптического поля показала возможность приготовления необходимого для КРК набора базисных состояний при помощи одного нелинейного кристалла и линейных оптических элементов. Предложенная схема регистрации

позволяет измерять необходимый набор базисных состояний и обладает низким уровнем потерь.

## ПУБЛИКАЦИИ

- [1] А.М.Башаров, Е.В. Морева, Э.А.Манькин «Перепутывание атомов резонансным классическим электромагнитным полем», Оптика и Спектроскопия, т.**96**, №5, с. 724-731 (2004)
- [2] Ю.И. Богданов, Р.Ф. Галеев, С.П. Кулик, Г.А. Масленников, Е.В. Морева «Реконструкция четырехуровневых состояний бифотонного поля», Письма в ЖЭТФ, т.**82**, вып.3, с.180-184 (2005)
- [3] С.П. Кулик, Г.А. Масленников, Е.В. Морева «К вопросу о практической квантовой криптографии на многоуровневых системах», ЖЭТФ, т.129, в.5, с. 814 (2006)
- [4] E.V. Moreva, G.A. Maslenikov, S.S. Straupe and S.P. Kulik, «Four-level states based on biphoton, Phys. Rev. Lett. **97**, p. 023602 (2006)
- [5] Yu.I. Bogdanov, E.V. Moreva, G.A. Maslepnikov, R.F. Galeev, S.S. Straupe and S.P. Kulik, «Polarization states of four-level systems», Phys. Rev. A **73**, p. 063810 (2006)
- [6] С.П. Кулик, Е.В. Морева, С.С. Страупе, «Поляризационные преобразования бифотонов», Ученые записки казанского государственного университета, т.148, к.1, с.152, (2006)
- [7] Ю.И. Богданов, Р.Ф. Галлеев, С.П. Кулик, Е.В. Морева, «Математическое моделирование характеристик точности в задачах прецизионной квантовой томографии двухфотонных состояний», Оптика и Спектроскопия, т.103, №1, с.112-121