

На правах рукописи

Катамадзе Константин Григорьевич

**Управление частотно-угловым спектром
бифотонного поля**

01.04.21 – Лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2013

Работа выполнена на кафедре квантовой электроники физического факультета Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова» .

Научный руководитель:

д. ф.-м. н., проф. Кулик Сергей Павлович

Официальные оппоненты:

д. ф.-м. н., проф. Федоров Михаил Владимирович,

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва

д. ф.-м. н., проф. Вятчанин Сергей Петрович,

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова», Москва

Ведущая организация: *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского Казанского научного центра Российской академии наук, Казань*

Защита состоится «23» мая 2013 г. в 16 часов 30 минут на заседании диссертационного совета Д.501.001.31 в Московском государственном университете имени М. В. Ломоносова по адресу: 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, МГУ, ул. Академика Хохлова, дом 1, корпус нелинейной оптики, аудитория имени С. А. Ахманова.

С диссертацией можно ознакомиться в Отделе диссертаций Научной библиотеки МГУ имени М. В. Ломоносова.

Автореферат разослан «___» апреля 2013 г.

Отзывы и замечания по автореферату в двух экземплярах, заверенные печатью, просьба высылать по вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря диссертационного совета.

Ученый секретарь диссертационного совета, к. ф.-м. н.

Коновко А. А.

Общая характеристика работы

Задача управления квантовыми системами является одной из передовых задач современной физики. На сегодняшний день существует очень ограниченный набор простейших квантовых систем, состоянием которых можно управлять экспериментально. Среди них атомы и ионы в ловушках [5, 6], квантовые точки [7], дефекты кристаллических решеток [8], сверхпроводящие электрические цепи [9] и свет. Задача приготовления заданного квантового состояния системы (quantum state engineering) представляет интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения. Среди приложений можно выделить две группы. Во-первых, управление квантовыми системами представляет интерес для задач квантовой информации [10]. Кодирование информации квантовыми состояниями системы позволяет представить информацию в виде квантовых битов (*кубитов*), которые могут находиться не только в состояниях «0» и «1», но и в их произвольной суперпозиции. Создание *квантового компьютера* — устройства, способного производить произвольные операции с большим числом кубитов, — позволит решать задачи, недоступные классическим компьютерам. Кроме того, уже сегодня использование квантовой информации в задачах секретной связи позволяет реализовывать протоколы *квантовой криптографии* — алгоритмы секретной передачи данных, секретность которых основана на фундаментальных законах физики. Во-вторых, квантовые системы обладают предельной чувствительностью к слабым возмущениям, поэтому задача управления квантовыми системами находит разные применения в метрологических задачах [11].

Среди квантовых систем, доступных для управления, выделяется свет — это единственная система, позволяющая реализовать перенос квантовой информации на значительные расстояния. Во всех реализованных протоколах квантовой связи кубиты кодируются разными квантовыми состояниями света. Как правило, в таких задачах используются фоковские состояния света с заданным числом фотонов [12], причем в большинстве задач это число не превышает двух. Таким образом, наиболее востребованными квантовыми состояниями света являются *однофотонное* и *бифотонное* поле. Причем один из наиболее популярных источников однофотонного поля представляет со-

бой источник бифотонного поля, второй фотон которого используется для синхронизации [13–16]. Кроме того, бифотонное поле — простейшее состояние света, демонстрирующее такое квантовое свойство, не имеющее аналогов в классической физике, как *перепутанность* (entanglement). Перепутанность многокомпонентной системы означает, что волновая функция этой системы не представима в виде произведения волновых функций ее компонент. Перепутанность лежит в основе алгоритмов квантовых вычислений, квантовой телепортации и некоторых протоколов квантовой криптографии.

Состояние бифотонного поля характеризуется поляризационными, пространственно-угловыми и частотно-временными параметрами. Управление поляризационными состояниями на сегодняшний день не представляет практической сложности [17–21], однако поляризационный базис однофотонного состояния состоит лишь из двух элементов, что существенно ограничивает его применение для задач квантовой информации. В то же время частотный и угловой базисы принципиально не ограничены, поэтому управление частотно-угловым спектром бифотонного поля имеет неизмеримо больший потенциал для практических применений. В частности, протоколы квантовой криптографии, использующие многомерные системы в качестве носителей информации, обладают большей устойчивостью к шумам в канале связи [22–25].

Соответственно, **актуальность работы** обусловлена как фундаментальным интересом к проблемам, связанным с управлением квантовым состоянием бифотонного поля, на основе которого возможно конструирование и управление многомерными перепутанными состояниями пар фотонов для задач квантовой информатики, так и практическим применением источников бифотонного поля с широким спектром в задачах, для которых необходимы высокочкоррелированные по времени пары фотонов.

Цель диссертационной работы состоит в разработке новых способов управления частотно-угловым спектром бифотонного поля, экспериментальном и теоретическом исследовании возможностей этих способов, а также сравнении их с существующими на сегодняшний день.

Для достижения поставленных целей были решены следующие задачи:

1. Проведен обзор и систематизация существующих на данный момент

способов управления спектром бифотонного поля.

2. Исследован способ генерации бифотонного поля с широким спектром в тонком нелинейном кристалле, помещенном внутрь лазерного резонатора.
3. Исследован способ управления частотно-угловым спектром бифотонного поля за счет неоднородного нагрева нелинейного кристалла.
4. Исследован способ управления частотно-угловым спектром бифотонного поля за счет приложения к нелинейному кристаллу неоднородного электростатического поля.

Научная новизна диссертационной работы заключается в следующих положениях:

1. Впервые экспериментально продемонстрирован источник бифотонного поля высокой интенсивности с широким спектром, созданный на основе процесса спонтанного параметрического рассеяния света в тонком нелинейном кристалле, помещенном внутрь резонатора лазера.
2. Впервые экспериментально и теоретически исследован способ управления частотно-угловым спектром бифотонного поля за счет приложения к нелинейному кристаллу неоднородного электростатического поля.
3. Впервые экспериментально и теоретически исследован способ управления частотно-угловым спектром бифотонного поля за счет неоднородного нагрева нелинейного кристалла.

Практическая значимость. Результаты, изложенные в диссертации, могут быть использованы как для задач квантовой информатики и квантовой связи (нелинейные оптические квантовые вычисления, квантовая криптография), так и в метрологических задачах (квантовая оптическая когерентная томография [26], квантовая интерферометрическая литография [27], нелинейная микроскопия [28], синхронизация удаленных часов [29]).

На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:

1. Предложены способы увеличения степени перепутанности спектрального состояния бифотонного поля, а также уменьшения его времени корреляции. В основе предложенных способов лежит как однородное, так и неоднородное уширение спектра спонтанного параметрического рассеяния света.
2. В процессе спонтанного параметрического рассеяния света в тонком нелинейном кристалле, вырезанном под коллинеарный вырожденный синхронизм типа I, помещенном внутрь лазерного резонатора, происходит однородное уширение частотного и углового спектра бифотонного поля. При этом малая эффективность нелинейного процесса компенсируется увеличением интенсивности накачки, и результирующая интенсивность поля остается достаточно высокой.
3. В процессе спонтанного параметрического рассеяния света в нелинейном кристалле с пространственной модуляцией показателей преломления в направлении распространения пучка накачки происходит неоднородное уширение частотно-углового спектра бифотонного поля. Пространственная модуляция показателей преломления происходит в результате термо- или электрооптического эффекта. Изменяя профиль распределения температуры или электростатического поля вдоль направления распространения накачки, можно управлять как шириной, так и формой частотно-углового спектра. Отличительной особенностью такого неоднородного уширения является возможность управления спектром в частотно-невырожденном режиме.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

1. XIII Международная конференция по квантовой оптике и квантовой информации, Киев, Украина, 2010 г.
2. 5th Workshop ad memoriam of Carlo Novero Advances in Foundations of Quantum Mechanics and Quantum Information with atoms and photons, Турин, Италия, 2010 г.

3. Седьмой семинар Д. Н. Клышко, Москва, Россия, 2011 г.
4. 20th International Laser Physics Workshop (LPHYS'11), Сараево, Босния и Герцеговина, 2011 г.
5. 21th International Laser Physics Workshop (LPHYS'12), Калгари, Канада, 2012 г.
6. Международная конференция «Микро- и наноэлектроника – 2012» (ICMNE-2012), Москва – Звенигород, Россия, 2012 г.

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 4 статьях в реферируемых журналах [1–4].

Личный вклад автора. Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, обзора литературы, 3 оригинальных глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации 131 страница, из них 116 страниц текста, включая 34 рисунка. Библиография включает 121 наименование на 15 страницах.

Содержание работы

Во введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

В обзоре литературы описываются задачи, требующие управления спектром бифотонного поля, и известные методы, которыми можно осуществить это управление. Вначале дается определение спектральной амплитуды бифотонного поля и описывается ее связь со спектрами единичных фотоотсчетов и совпадений, со степенью перепутанности и с корреляционными

функциями первого и второго порядков. Для оценки степени перепутанности по непрерывным переменным используется соотношение Федорова R [30–32], равное отношению ширины безусловных и условных распределений. Показано, что ширина частотного спектра пропорциональна степени перепутанности по частотам и обратно пропорциональна временам корреляции первого и второго порядков, а ширина углового спектра — степени перепутанности по углам и обратно пропорциональна радиусам корреляции. Поэтому в ряде задач, таких как приготовление чистых однофотонных состояний, реализация квантовой памяти и квантовых повторителей, реализация линейно-оптических квантовых вычислений, требуется бифотонное поле с узким спектром. В то же время в другом ряде задач, таких как приготовление максимально перепутанных двухфотонных состояний, квантовая криптография, квантовая оптическая интерферометрическая литография, квантовая оптическая когерентная томография и синхронизация удаленных часов, требуется бифотонное поле с широким частотным спектром. Соответственно, существуют разные методы управления спектром бифотонного поля. Часть из них направлена на создание бифотонного поля с узким спектром, в то время как другая часть — на приготовление бифотонного поля с широким спектром. Последние также можно разделить на два типа: в первом используются пространственно однородные нелинейные среды, а во втором — неоднородные.

В первой главе рассматривается *внутрирезонаторная генерация бифотонного поля с широким спектром в тонком кристалле*. Идеологически это — самый простой метод генерации бифотонного поля с широким спектром. Поскольку спектральная амплитуда бифотонного поля, полученного в результате спонтанного параметрического рассеяния (СПР) [33] в однородном нелинейном кристалле под действием плоской монохроматической волны накачки, имеет вид

$$f(\omega, \vec{q}) \propto \chi^{(2)} L \sqrt{\omega(\omega_p - \omega)} \operatorname{sinc} \left[\Delta k(\omega, \vec{q}) \frac{L}{2} \right] e^{i\Delta k(\omega, \vec{q}) \frac{L}{2}}, \quad (1)$$

где ω и $\vec{q}$ — частота и поперечная компонента волнового вектора одного из фотонов (частота и поперечная компонента волнового вектора другого фотона будут равны $\omega_p - \omega$ и $-\vec{q}$), ω_p — частота накачки, $\chi^{(2)}$ — квадратичная восприимчивость среды, L — длина нелинейного кристалла, а $\Delta k(\omega, \vec{q})$ — фазовая

расстройка. Из выражения (1) видно, что спектр в первую очередь ограничен распределением $\text{sinc}^2 [\Delta k (\omega, \vec{q}) L/2]$ и его ширина определяется условием

$$|\Delta k (\omega, \vec{q})| \lesssim \frac{2\pi}{L}. \quad (2)$$

Поэтому простейший способ получить бифотонное поле с широким спектром может быть основан на процессе СПР в тонком нелинейном кристалле [15]. Однако интегральная интенсивность СПР пропорциональна $L (\chi^{(2)})^2 S_p$, а спектральная интенсивность — $L^2 (\chi^{(2)})^2 S_p$, где S_p — интенсивность накачки [33]. В связи с этим было предложено компенсировать малую длину кристалла за счет увеличения интенсивности накачки. Это можно сделать, поместив кристалл внутрь лазерного резонатора [34]. Схема экспериментальной установки показана на рисунке 1. Кристалл бета-бората бария (BBO) толщи-

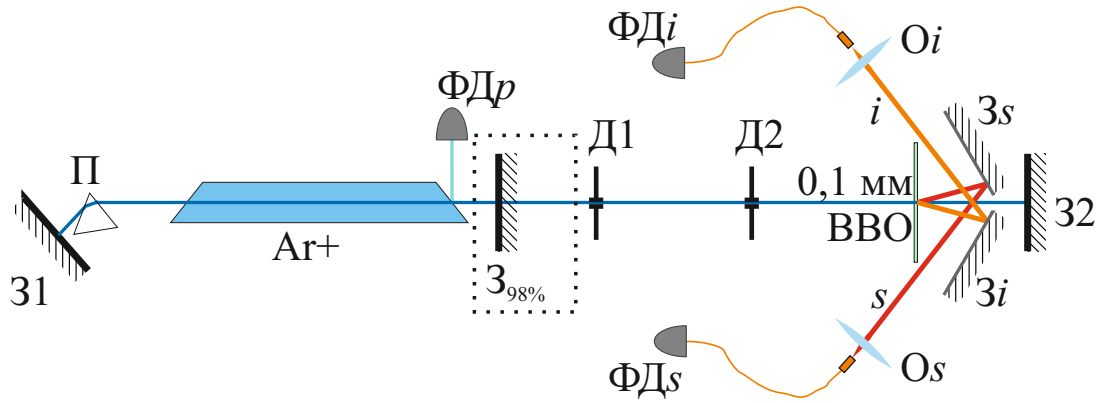


Рис. 1. Схема экспериментальной установки внутрирезонаторной генерации СПР в тонком кристалле.

ной 0,1 мм, вырезанный под коллинеарный вырожденный синхронизм типа I на длине волны накачки 351 нм, помещался внутрь резонатора аргонового лазера. Входная и выходная грани кристалла были просветлены на длину волны 351 нм. Лазерный резонатор состоял из глухих зеркал 31, 32 (коэффициент отражения 99,9%). Призма П, установленная внутри резонатора, обеспечивала генерацию лишь на длине волны 351,1 нм. Регистрация бифотонного поля осуществлялась в неколлинеарном режиме. Зеркала 3s и 3i выводили сигнальный и холостой фотоны из резонатора, после чего они заводились объективами Os и Oi в многомодовые оптические волокна. Далее многомодовые волокна соединялись с фотодетекторами ФД Excellitas SPCM-14-FC, работающими в режиме счета фотонов, снабженными волоконным входом. Частотная

селекция осуществлялась двумя способами: либо в оба канала устанавливались интерференционные фильтры с шириной 3 нм и центром 702 нм, либо одно из оптических волокон соединялось со спектрографом ИСП-51, в фокальной плоскости которого был установлен лавинный фотодиод PerkinElmer С3090Е. Фотодетектор ФДр регистрировал излучение накачки, отраженное от выходного окна газоразрядной трубы Ar^+ , и позволял следить за мощностью излучения накачки внутри резонатора.

Дополнительно в схему можно было установить проходное зеркало $Z_{98\%}$ (коэффициент отражения $97,8 \pm 0,1\%$) и слегка отстроить зеркало З2. Тогда резонатор образовывали зеркала З1 и $Z_{98\%}$, а кристалл располагался снаружи резонатора. Таким образом можно было сравнивать интенсивность бифотонного поля при внутрирезонаторной генерации и в стандартной схеме, когда кристалл располагается снаружи резонатора. Зависимости скорости счета совпадений от мощности накачки внутри резонатора для обеих схем показаны на рисунке 2 (а). Обе зависимости хорошо аппроксимируются пря-

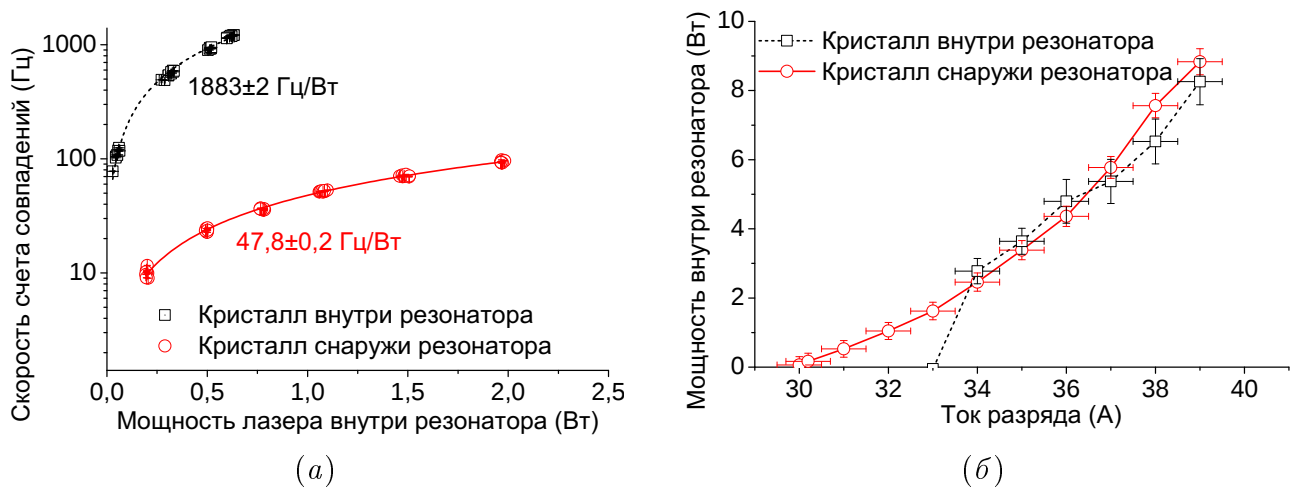


Рис. 2. Сравнение внутрирезонаторной схемы (квадраты, соединенные пунктиром) и стандартной, когда кристалл расположен снаружи резонатора (круги, соединенные сплошной прямой). (а) Зависимость скорости счета совпадений от мощности накачки внутри резонатора. (б) Зависимость мощности накачки внутри резонатора от тока разряда.

мой пропорциональностью. Полученные в результате аппроксимации тангенсы углов наклона составили 1883 ± 2 Гц/Вт для внутрирезонаторной схемы и $47,8 \pm 0,2$ Гц/Вт для стандартной схемы. Соответственно, интенсивность бифотонного поля во внутрирезонаторной схеме получилась в $39,3 \pm 0,5$ раз

выше по сравнению со стандартной схемой.

Также исследовался вопрос о влиянии кристалла на мощность лазера. Зависимость внутрирезонаторной мощности лазера от тока разряда, протекающего в газоразрядной трубе, показана на рисунке 2 (б). По рисунку видно, что несмотря на то, что во внутрирезонаторной схеме порог генерации чуть выше, при больших токах интенсивности практически одинаковые. Это позволяет сделать вывод, что замена проходного зеркала на глухое позволяет компенсировать потери, возникающие из-за кристалла.

Наконец, были измерены спектры бифотонного поля. При регистрации бифотонного поля во внутрирезонаторной схеме возникали большие проблемы из-за излучения разряда. Для того чтобы минимизировать его влияние, разряд коллимировался диафрагмами Д1 и Д2, а регистрация происходила в неколлинеарном режиме под углом $\theta = 1,6^\circ$ относительно пучка накачки. При этом эффективные апертуры объективов О1 и О2 были таковы, что в каждом канале вырезался угловой диапазон $\delta\theta = 0,6^\circ$. При такой схеме детектирования спектр совпадений становится ограничен не только шириной спектра бифотонного поля, но и углами θ и $\delta\theta$. Измеренный спектр совпадений показан на рисунке 3. Ширина спектра составила всего 90 нм (55 ТГц). Для сравнения был измерен спектр бифотонного поля, генерируемого в том же кристалле снаружи резонатора в коллинеарном режиме. Поскольку интенсивность бифотонного поля в этом случае слишком мала, то на рисунке 3 приведен только спектр единичных отсчетов. В этом случае ширина измеренного спектра составила 217 нм (132 ТГц). Таким образом, продемонстрирована возможность генерации бифотонного поля высокой интенсивности с широким спектром за счет помещения тонкого нелинейного кристалла внутрь лазерного резонатора. Выявлены проблемы, связанные с технической реализацией подобного источника, в частности, со сложностью регистрации в коллинеарном режиме. Предложены способы устранения подобных проблем.

Результаты первой главы опубликованы в работе [4].

Во второй главе исследуется *неоднородное уширение спектра бифотонного поля за счет неоднородного нагрева нелинейного кристалла*. Этот метод управления спектром бифотонного поля основан на использовании пространственно-неоднородных нелинейных сред. Основная идея метода состоит

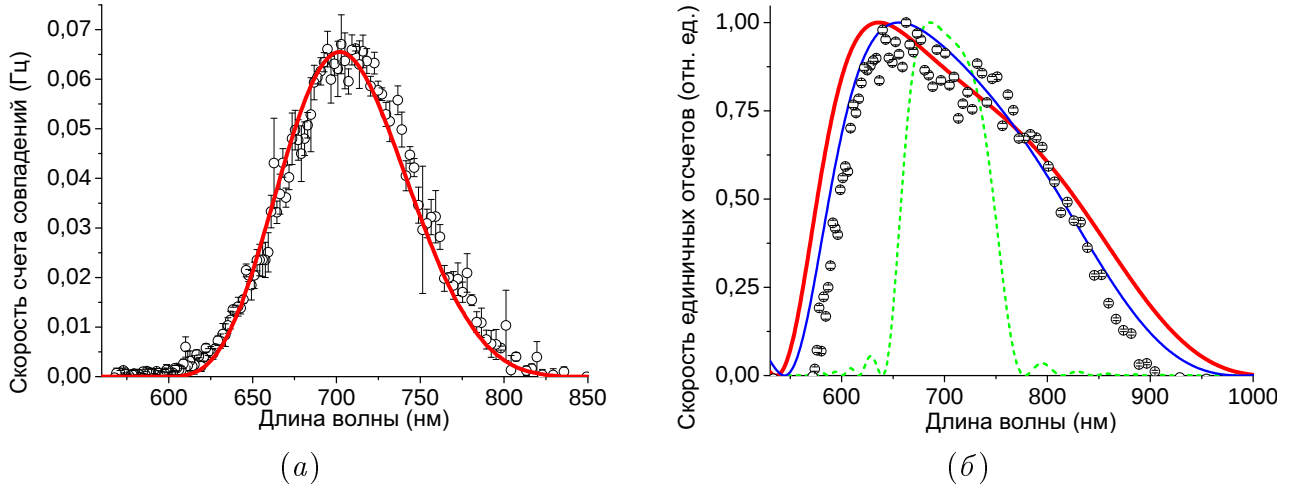


Рис. 3. Спектры бифотонного поля от кристалла ВВО толщиной 0,1 мм. (а) Спектр совпадений, измеренный в неколлинеарном режиме. Кружками обозначены экспериментальные точки, кривой — численный расчет. (б) Спектр единичных отсчетов, измеренный в коллинеарном режиме. Кружками показаны экспериментальные точки, жирной кривой — точный расчет, тонкой кривой — расчет для кристалла, наклоненного на $0,2^\circ$ относительно оптимального положения. Пунктиром показан теоретический спектр для бифотонного поля от кристалла ВВО толщиной 1 мм.

в том, что амплитуда бифотонного поля, полученного в процессе СПР в пространственно неоднородной нелинейной среде, определяется выражением

$$f(\omega, \vec{q}) \propto \sqrt{\omega(\omega_p - \omega)} \int_0^L dz \chi^{(2)}(z) \exp[i\Delta k(\omega, \vec{q}, z)z], \quad (3)$$

где ось z направлена вдоль распространения накачки. В случае, когда фазовая расстройка Δk зависит от z , выражение (3) не сводится к выражению (1), поэтому ограничение на ширину спектра (2) снимается. В результате в разных частях нелинейной среды условия фазового синхронизма ($\Delta k(\omega, \vec{q}) = 0$) выполняются для разных частот и углов. Таким образом, бифотонное поле на выходе из кристалла будет представлять суперпозицию вкладов от всех его частей, которая будет уширена по частоте и/или по углу по сравнению с частотно-угловым спектром такого же пространственно однородного образца.

Один из способов реализации зависимости $\Delta k(z)$ основан на пространственной модуляции показателей преломления нелинейного кристалла посредством термооптического эффекта. В качестве нелинейного кристалла использовался кристалл дигидрофосфата калия (KDP) длиной 20 мм, выре-

занный под коллинеарный вырожденный синхронизм типа I на длине волны накачки 351 нм. Для его неоднородного нагрева был создан специальный пятисекционный нагреватель (рис. 4). В качестве нагревательных элементов

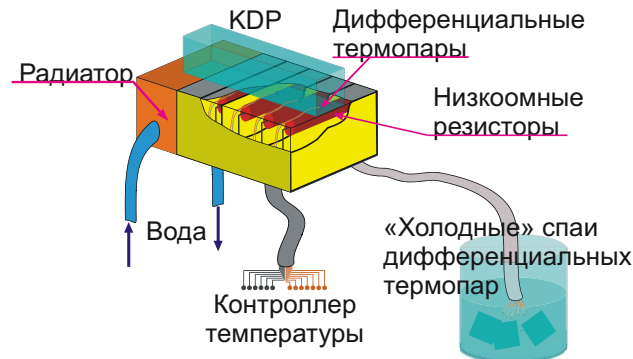
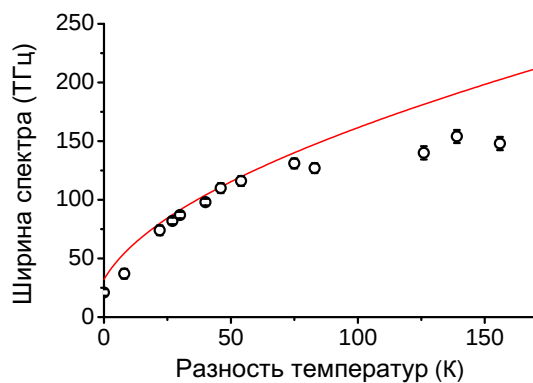


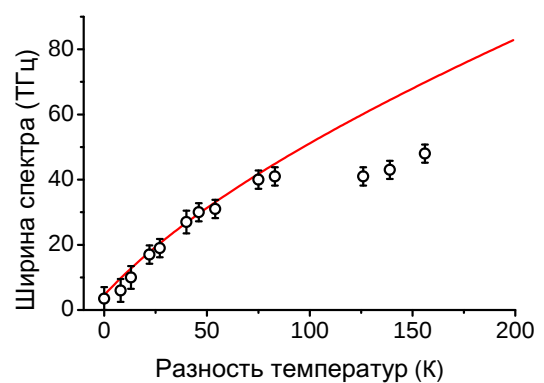
Рис. 4. Пятисекционный нагреватель нелинейного кристалла.

использовались низкоомные резисторы, разделенные текстолитовыми перегородками, напряжение на которых можно было регулировать независимо. На одном из концов был установлен радиатор с водяным охлаждением. В каждой секции были вмонтированы дифференциальные термопары, «холодные» спаи которых находились в воде со льдом. Такой нагреватель был способен обеспечить перепад температур на краях кристалла до 100 К и выше.

Зависимость ширины частотного спектра от разности температур на краях кристалла представлена на рисунке 5. По графику видно, что за счет неод-



(а) Выврожденный режим



(б) Невыврожденный режим

Рис. 5. Зависимость ширины спектра бифотонного поля $\Delta\nu$ от величины перепада температур ΔT на краях нелинейного кристалла для вырожденного (а) и невырожденного (б) синхронизма. Точками показаны экспериментальные данные, кривой — теоретическая оценка.

нородного нагрева кристалла можно увеличить ширину спектра с 21 ТГц до 148 ТГц в вырожденном режиме и с 3,5 ТГц до 48 ТГц в невырожденном режиме. При этом видно, что экспериментальные данные хорошо согласуются с теорией до тех пор, пока перепад температур не превышает 100 К. При больших перепадах теория предсказывает большую ширину спектра. Это объясняется тем, что экспериментальное значение ΔT определялось по показаниям термопар, расположенных вблизи поверхности кристалла, в то время как генерация бифотонного поля происходила внутри кристалла, где реальная температура могла быть несколько ниже.

Также было продемонстрировано управление формой спектра за счет управления профилем распределения температур на кристалле. Кроме того, было реализовано уширение углового спектра бифотонного поля.

Результаты второй главы опубликованы в работах [1, 2].

В третьей главе исследовалось *управление спектром бифотонного поля за счет приложения к нелинейному кристаллу неоднородного электростатического поля.*

Принцип исследуемого метода аналогичен принципу, изложенному во второй главе, с той лишь разницей, что пространственная модуляция показателей преломления осуществлялась посредством электрооптического эффекта. В качестве нелинейного кристалла использовался кристалл KDP длиной 30 мм и сечением 10×5 мм, вырезанный под коллинеарный вырожденный синхронизм типа I на длине волны накачки 351 нм. Для приложения неоднородного электростатического поля на кристалл наносились две пары электродов (рис. 6 (а)), к которым прикладывалось напряжение до 15 кВ противоположной полярности. Распределение поперечной компоненты напряженности поля $E_{\perp}$ вдоль оси z , проходящей по центру кристалла, показано на рисунке 6 (б). По графику видно, что вдоль кристалла поле изменялось от -30 кВ/см до $+30$ кВ/см. При уменьшении напряжения на электродах напряженность поля пропорционально уменьшалась.

Зависимость ширины спектра $\Delta\nu$ от перепада напряженности поля на краях кристалла ΔE при его неизменной ориентации (соответствующей выполнению условий коллинеарного вырожденного синхронизма) показана на рисунке 7. По графикам видно, что, прикладывая к кристаллу неоднородное

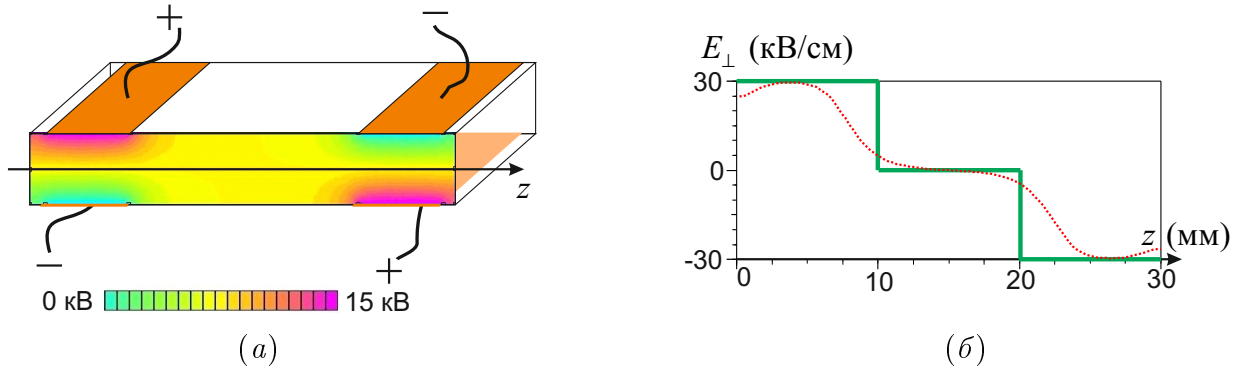


Рис. 6. Приложение пространственно неоднородного электростатического поля к кристаллу KDP $30 \times 10 \times 5$ мм. На рисунке (а) показана система из двух пар электродов, на которые подано напряжение 15 кВ противоположной полярности. Цветом показано распределение электростатического потенциала внутри кристалла. На рисунке (б) показано распределение поперечной компоненты напряженности поля $E_{\perp}$ вдоль оси z , проходящей по центру кристалла. Пунктирная линия — точный расчет, сплошная — приближение, используемое для теоретического расчета.

электростатическое поле, можно увеличить ширину спектра бифотонного поля с 37 ТГц до 102 ТГц в вырожденном режиме и с 2,5 ТГц до 29 ТГц в невырожденном. Также видно, что экспериментальная ширина спектра превышает оценочную. Это объясняется тем, что ширина и форма спектра очень чувствительны к небольшим изменениям формы распределения поля в кристалле, теоретическая кривая заведомо отражает оценку снизу. Кроме того, при расчете предполагалось, что пучок накачки проходит ровно по центру кристалла. Поэтому учитывался только вклад поперечной компоненты напряженности поля $E_{\perp}$. В то же время в эксперименте пучок мог проходить не строго по центру. Кроме того, ширина лазерного пучка (2 мм) была сравнима с толщиной кристалла (5 мм), поэтому ненулевая продольная компонента поля E_z в области генерации бифотонного поля также могла оказать влияние на пространственную модуляцию показателей преломления.

При этом одновременно с уширением по частоте наблюдалось уширение по углу. При изменении угла между оптической осью кристалла и лучом накачки бифотонное поле уширялось преимущественно по частоте, преимущественно по углу или уширенное в равной степени по частоте и по углу. Максимальная ширина частотного спектра составила 102 ТГц.

Результаты третьей главы опубликованы в работе [3].

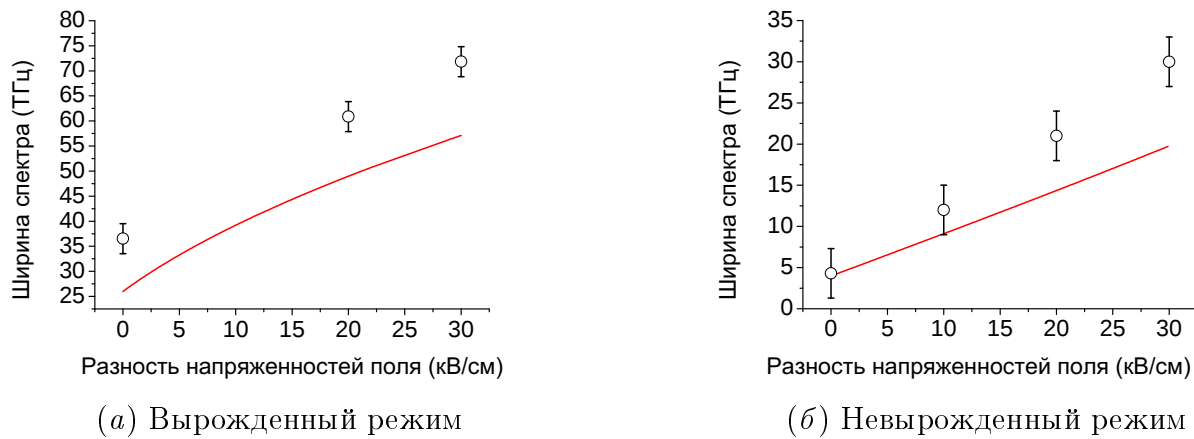


Рис. 7. Зависимость ширины спектра бифотонного поля $\Delta\nu$ от величины перепада напряженности электростатического поля ΔE на краях нелинейного кристалла при его неизменной ориентации для вырожденного (а) и невырожденного (б) синхронизма. Точками показаны экспериментальные данные, кривой — теоретическая оценка.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы:

1. Разработаны способы увеличения степени перепутанности спектрально-го состояния бифотонного поля, а также уменьшения его времени корреляции. В основе исследованных способов лежит как однородное, так и неоднородное уширение спектра спонтанного параметрического рассеяния света. В результате были приготовлены состояния бифотонных полей, соотношение Федорова для которых достигало $R \approx 3 \times 10^4$, что в 3–7 раз больше типичных значений. Соответствующее время когерентности для таких полей составляет 6,5 фс, что также в 3–7 раз меньше стандартных значений.
2. Исследован спектр бифотонного поля, генерируемый в процессе СПР в кристалле ВВО толщиной 0,1 мм. Ширина спектра составила 132 ТГц. При этом показано, что при помещении кристалла внутрь резонатора аргонового лазера интенсивность поля увеличивается в ≈ 50 раз.
3. Исследован метод управления спектром бифотонного поля за счет продольной пространственной модуляции показателей преломления в нелинейном кристалле. Модуляция показателей преломления осуществля-

лась как посредством неоднородного нагрева кристалла, так и посредством приложения к кристаллу неоднородного электростатического поля. Продемонстрировано неоднородное уширение спектра в 7,5 раз (до 154 ТГц) в вырожденном режиме и в 14 раз (до 48 ТГц) в невырожденном режиме.

Список публикаций

1. *Калашников Д. А., Катамадзе К. Г., Кулик С. П.* Управление спектром двухфотонного поля: неоднородное уширение за счет температурного градиента // *Письма в ЖЭТФ*. 2009. Т. 89, № 5. С. 264–269.
2. *Катамадзе К. Г., Кулик С. П.* Управление спектром бифотонного поля // *ЖЭТФ*. 2011. Т. 139, № 1. С. 26–45.
3. *Катамадзе К. Г., Патерова А. В., Якимова Е. Г. и др.* Управление частотным спектром бифотонного поля за счет электрооптического эффекта // *Письма в ЖЭТФ*. 2011. Т. 94, № 4. С. 284–288.
4. *Katamadze K. G., Borshchevskaya N. A., Dyakonov I. V. et al.* Intracavity generation of broadband biphotons in a thin crystal // *Laser Physics Letters*. 2013. — Apr. Vol. 10, no. 4. P. 045203.

Цитированная литература

5. *Wieman C., Pritchard D., Wineland D.* Atom cooling, trapping, and quantum manipulation // *Reviews of Modern Physics*. 1999. — Mar. Vol. 71, no. 2. P. S253–S262.
6. *Singer K., Poschinger U., Murphy M. et al.* Colloquium: Trapped ions as quantum bits: Essential numerical tools // *Reviews of Modern Physics*. 2010. — Sep. Vol. 82, no. 3. P. 2609–2632.
7. *Burkard G., Loss D.* Quantum Computing with Quantum Dots // *Schedae Informaticae*. 2005. Vol. 14. P. 95–111.

8. *Jelezko F., Wrachtrup J.* Single defect centres in diamond: A review // *physica status solidi (a)*. 2006. — Oct. Vol. 203, no. 13. P. 3207–3225.
9. *Siddiqi I.* Superconducting qubits: poised for computing? // *Superconductor Science and Technology*. 2011. — Sep. Vol. 24, no. 9. P. 091002.
10. *Нильсен М., Чанг И.* Квантовые вычисления и квантовая информация. Москва: Мир, 2006. С. 824. ISBN: 5-03-003524-9.
11. *Giovannetti V., Lloyd S., Maccone L.* Advances in quantum metrology // *Nature Photonics*. 2011. — Apr. Vol. 5, no. 4. P. 222–229.
12. *Fock V.* Konfigurationsraum und zweite Quantelung // *Zeitschrift fur Physik*. 1932. — Sep. Vol. 75, no. 9–10. P. 622–647.
13. *Aichele T., Lvovsky A. I., Schiller S.* Optical mode characterization of single photons prepared by means of conditional measurements on a biphoton state // *The European Physical Journal D – Atomic, Molecular and Optical Physics*. 2002. — Feb. Vol. 18, no. 2. P. 237–245.
14. *Rarity J., Tapster P., Jakeman E.* Observation of sub-poissonian light in parametric downconversion // *Optics Communications*. 1987. — May. Vol. 62, no. 3. P. 201–206.
15. *Кутаева Г. Х., Клышко Д. Н., Таубин И. В.* К теории параметрического рассеяния и метода абсолютного измерения яркости света // *Квантовая электроника*. 1982. Т. 9, № 3. С. 561–567.
16. *Клышко Д. Н., Пенин А. Н.* Перспективы квантовой фотометрии // *Успехи физических наук*. 1987. Т. 152, № 8. С. 653–665.
17. *Kwiat P., Mattle K., Weinfurter H. et al.* New High-Intensity Source of Polarization-Entangled Photon Pairs // *Physical Review Letters*. 1995. — Dec. Vol. 75, no. 24. P. 4337–4341.
18. *Kwiat P. G., Waks E., White A. G. et al.* Ultrabright source of polarization-entangled photons // *Physical Review A*. 1999. — Aug. Vol. 60, no. 2. P. R773–R776.

19. *Bogdanov Y., Chekhova M., Kulik S. et al.* Qutrit State Engineering with Biphotons // *Physical Review Letters*. 2004. — Dec. Vol. 93, no. 23. P. 230503.
20. *D'Ariano G., Mataloni P., Sacchi M.* Generating qudits with $d=3, 4$ encoded on two-photon states // *Physical Review A*. 2005. — Jun. Vol. 71, no. 6. P. 062337.
21. *Moreva E., Maslennikov G., Straupe S., Kulik S.* Realization of Four-Level Qudits Using Biphotons // *Physical Review Letters*. 2006. — Jul. Vol. 97, no. 2. P. 023602.
22. *Bechmann-Pasquinucci H., Peres A.* Quantum Cryptography with 3-State Systems // *Physical Review Letters*. 2000. — Oct. Vol. 85, no. 15. P. 3313–3316.
23. *Bechmann-Pasquinucci H., Tittel W.* Quantum cryptography using larger alphabets // *Physical Review A*. 2000. — May. Vol. 61, no. 6. P. 062308.
24. *Bourennane M., Karlsson A., Björk G.* Quantum key distribution using multilevel encoding // *Physical Review A*. 2001. — Jun. Vol. 64, no. 1. P. 1–5.
25. *Cerf N., Bourennane M., Karlsson A., Gisin N.* Security of Quantum Key Distribution Using d -Level Systems // *Physical Review Letters*. 2002. — Mar. Vol. 88, no. 12. P. 127902.
26. *Nasr M., Saleh B., Sergienko A., Teich M.* Demonstration of Dispersion-Canceled Quantum-Optical Coherence Tomography // *Physical Review Letters*. 2003. — Aug. Vol. 91, no. 8. P. 083601–1–4.
27. *Boto A., Kok P., Abrams D. et al.* Quantum Interferometric Optical Lithography: Exploiting Entanglement to Beat the Diffraction Limit // *Physical Review Letters*. 2000. — Sep. Vol. 85, no. 13. P. 2733–2736.
28. *Squier J., Muller M.* High resolution nonlinear microscopy: A review of sources and methods for achieving optimal imaging // *Review of Scientific Instruments*. 2001. Vol. 72, no. 7. P. 2855.

29. Valencia A., Scarcelli G., Shih Y. Distant clock synchronization using entangled photon pairs // *Applied Physics Letters*. 2004. Vol. 85, no. 13. P. 2655.
30. Fedorov M. V., Efremov M. A., Kazakov A. E. et al. Packet narrowing and quantum entanglement in photoionization and photodissociation // *Physical Review A*. 2004. — May. Vol. 69, no. 5. P. 052117.
31. Fedorov M., Efremov M., Volkov P. et al. Anisotropically and High Entanglement of Biphoton States Generated in Spontaneous Parametric Down-Conversion // *Physical Review Letters*. 2007. — Aug. Vol. 99, no. 6. P. 063901–1–4.
32. Brida G., Caricato V., Fedorov M. V. et al. Characterization of spectral entanglement of spontaneous parametric-down conversion biphotons in femtosecond pulsed regime // *EPL (Europhysics Letters)*. 2009. — Sep. Vol. 87, no. 6. P. 64003.
33. Клышко Д. Н. Фотоны и нелинейная оптика. Москва: Наука, 1980. С. 260.
34. Пат. US6982822 B2, США, H01S3/109, H01S3/108, G02F1/39, H01S3/081, G02F1/37, G06N99/00.