

К ВОПРОСУ О ПРИГОТОВЛЕНИИ ПЕРЕПУТАННЫХ ПАР ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ КУБИТОВ В ЧАСТОТНО-НЕВЫРОЖДЕННОМ РЕЖИМЕ

*С. С. Страупе**, *С. П. Кулик*

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 2 июля 2009 г.

Обсуждаются вопросы, связанные с практической реализацией схемы приготовления произвольных состояний поляризационных куквартов на основе бифотонов. Рассмотрено влияние эффектов частотной дисперсии и показана необходимость компенсации дисперсии групповых скоростей в частотно-невыврожденном случае даже для непрерывной накачки. Предложен и реализован экспериментально метод такой компенсации. Выявлены физические ограничения на качество приготавливаемых двухфотонных состояний.

1. ВВЕДЕНИЕ

Так называемые высокоразмерные квантовые системы или системы с размерностью гильбертова пространства состояний $D \geq 3$ вызывают нарастающий интерес. Прежде всего, он вызван возможностью их применения в различных протоколах квантовой информации. Использование таких систем, часто называемых также кудитами (от англоязычного термина qudits — quantum dits), в качестве носителей информации имеет ряд преимуществ перед кодированием с помощью кубитов [1–4]. Второй важной областью применения кудитов является верификация оснований квантовой теории, в частности, проверка всевозможных соотношений типа неравенств Белла [5]. При этом оказывается, что использование высокоразмерных систем в ряде случаев позволяет увеличить количественный разрыв, возникающий при описании составных систем с помощью квантовых или классических корреляций. Это, в свою очередь, дает возможность снизить требования, предъявляемые к квантовой эффективности фотодетекторов и прочему экспериментальному оборудованию [6]. Таким образом, развитие методов приготовления и характеристики различных состояний кудитов представляется актуальной задачей и лежит в основе нового направления в квантовой информации — так называемого quantum state engineering.

Поляризационные степени свободы фотонов являются особенно удобными инструментами для экспериментального приготовления состояний кудитов. Основной причиной служит простота осуществления поляризационных преобразований. Так, для управления поляризационным состоянием достаточно использовать линейные оптические элементы типа фазовых пластинок. Кроме того, разработанные статистические методы поляризационной томографии позволяют в результате относительно простой процедуры полностью восстанавливать вектор состояния исходной квантовой системы [7, 8].

Под поляризационным куквартом понимается чистое двухфотонное состояние, которое имеет вид

$$|\psi\rangle = c_1 |H_1\rangle |H_2\rangle + c_2 |H_1\rangle |V_2\rangle + c_3 |V_1\rangle |H_2\rangle + c_4 |V_1\rangle |V_2\rangle, \quad (1)$$

где кет-векторы $|H\rangle$ и $|V\rangle$ обозначают базисные поляризационные однофотонные состояния моды поля, а индексы «1», «2» могут относиться как к частотным (продольным), так и пространственным (поперечным) модам. Различают поляризационно-пространственные кукварты, для которых состояние поля квазивыврождено по частоте, но имеются две пространственные моды (см., например, [7]), и поляризационно-частотные кукварты, когда выведены пространственные моды, но в частотном спектре поля имеются две компоненты [9]. Первые эксперименты по приготовлению перепутан-

*E-mail: straups@yandex.ru

ных пар поляризационных кубитов или перепутанных состояний куквартов ($D = 4$) были выполнены в середине 90-х гг. В работах [10, 11] пары фотонов, генерируемые в процессе коллинеарного, частотно-вырожденного спонтанного параметрического рассеяния (СПР) света с синхронизмом типа II переводились в перепутанное по поляризации-импульсу состояние с помощью светоделителя и последующей постселекции. Вскоре в работе [12] был предложен метод, не требующий постселекции и основанный на использовании неколлинеарного синхронизма типа II. Хорошо известны схемы приготовления перепутанных состояний, использующие два кристалла с синхронизмом типа I в неколлинеарном частотно-вырожденном [13] и коллинеарном, но невырожденном по частоте [14, 15], режимах. Случай импульсной накачки обсуждается в работах [16, 17]. Одним из преимуществ таких схем является возможность приготовления бифотонов в немаксимально перепутанных состояниях [18]. Однако особый интерес представляют методы, позволяющие готовить поляризационные кукварты в произвольном, т. е. наперед заданном состоянии при помощи унитарных (без потерь) преобразований, когда можно достигнуть полного контроля над всеми компонентами вектора поляризационного состояния бифотонной пары. Создание такого универсального источника куквартов представляет как фундаментальный, так и практический интерес для задач квантовой информации и квантовой связи. Экспериментальная схема, позволяющая осуществлять полный контроль над поляризационным куквартом, была предложена в работе [19]. Являясь по сути интерференционной, она обеспечивает стабильность параметров, что не свойственно обычным интерферометрическим схемам, но хорошо известно в классической поляризационной оптике. До сих пор, насколько известно авторам, в полном объеме схема не была реализована. Вместе с тем, отдельные семейства состояний частотно-невырожденных куквартов, конечно,готавливались экспериментально (см., например, [8, 15, 20]).

В настоящей работе исследуется задача о физических ограничениях на качествоготавливаемых в такой схеме состояний и обсуждаются способы их преодоления. Оказывается, что использование частотно-невырожденного режима и, соответственно, перепутывания по поляризации-частоте в схеме с двумя последовательными кристаллами, сопряжено с определенными экспериментальными трудностями, связанными с частотной дисперсией фотонов в кристаллах. Вместе с тем, такая схема чрез-

вычайно удобна с точки зрения приложений в квантово-информационных протоколах и часто используется при их реализации. В работе показано, что для достижения высокого качества приготовления состояний необходимо использовать компенсаторы дисперсии групповых скоростей, что ранее считалось атрибутом схем с использованием синхронизма типа II [10, 11, 21] или импульсной накачки [16, 17].

2. СХЕМА ПРИГОТОВЛЕНИЯ ПРОИЗВОЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ КУКВАРТОВ

Рассмотрим схему для приготовления произвольных состояний поляризационных куквартов, предложенную в работе [19]. Начнем с формальных математических аспектов проблемы. Известно, что произвольное чистое перепутанное состояние пары кубитов или кукварта может быть представлено в виде (ср. с (1))

$$|\psi\rangle = \sqrt{\mu}|A_1\rangle|A_2\rangle + \sqrt{1-\mu}|B_1\rangle|B_2\rangle, \quad (2)$$

где $|A_j\rangle$ и $|B_j\rangle$ — базисные векторы пространства состояний каждого из кубитов в отдельности. Это выражение известно под названием разложения Шмидта. Коэффициенты μ , $1 - \mu$ являются собственными значениями одночастичных матриц плотности каждого из кубитов (которые, как известно, совпадают), а векторы A_j и B_j составляют ортогональный базис, в котором они диагональны. Таким образом, для приготовления произвольного состояния кукварта достаточно уметь экспериментально контролировать коэффициенты в разложении Шмидта и осуществлять переход между базисами. Заметим, что первая из операций изменяет степень перепутывания состояния и затрагивает степени свободы обоих кубитов. В этом смысле эту операцию можно назвать «нелокальной»¹. Преобразование же базисных векторов требует исключительно «локальных» операций, т. е. действующих раздельно на каждый кубит. Заметим, что степень перепутывания пары кубитов можно определять любым разумным образом, например, удобно использовать меру C (concurrence) [22].

Идея возможной реализации схемы, с помощью которой можно создавать произвольные состояния поляризационных куквартов, показана на рис. 1. В

¹ Термин «(не)локальный» общепринят в современной теории квантовой информации и по сути не указывает на (наличие) отсутствие мгновенных взаимодействий между подсистемами.

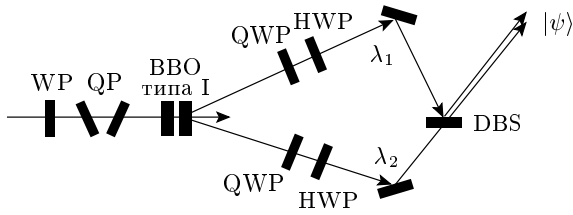


Рис. 1. Схема для приготовления произвольного чистого состояния поляризационного кукварта при помощи двух кристаллов с синхронизмом типа I

ней используются два нелинейных кристалла, ориентированных для выполнения неколлинеарного, частотно невырожденного синхронизма типа I, когда оба (сигнальный и холостой) фотона поляризованы одинаково. Накачка осуществляется излучением непрерывного лазера, направление линейной поляризации которого задается с помощью полуволновой пластинки WP, а относительная фаза между горизонтальной и вертикальной компонентами регулируется наклоном пары пластинок QP. Состояние бифотонов, рождающихся в процессе СПР при таких условиях, имеет следующий вид:

$$|\psi\rangle = \sqrt{\mu} |H_1\rangle |H_2\rangle + \sqrt{1-\mu} |V_1\rangle |V_2\rangle, \quad (3)$$

где индексы «1», «2» отвечают различным частотным модам. Состояние каждого из фотонов пары в отдельности определяется матрицей плотности вида

$$\rho_j = \mu |H_j\rangle \langle H_j| + (1-\mu) |V_j\rangle \langle V_j|, \quad (4)$$

где $j = 1, 2$ — индекс, нумерующий подсистемы.

Таким образом можно приготовить состояние с требуемыми значениями коэффициентов в разложении Шмидта, но в фиксированном базисе ($H-V$). Преобразование к произвольному базису (2), однако, не составляет труда. Действительно, произвольное поляризационное состояние кубита — поляризационного состояния фотона в одной моде поля — может быть получено из заданного с помощью преобразований, осуществляемых при помощи последовательно установленных четвертьволновой (QWP) и полуволновой (HWP) пластинок. Обозначим это преобразование U_j , тогда $|H_j\rangle \xrightarrow{U_j} |A_j\rangle$, при этом $|V_j\rangle \xrightarrow{U_j} e^{i\phi} |B_j\rangle$. Фаза ϕ может быть устранена с помощью пластинок QP. В итоге получаем преобразование

$$|\psi\rangle \xrightarrow{U_1 \otimes U_2} \sqrt{\mu} |A_1\rangle |A_2\rangle + \sqrt{1-\mu} |B_1\rangle |B_2\rangle, \quad (5)$$

завершающее процедуру приготовления произвольного состояния кукварта. Из соображений экспери-

ментального удобства моды 1, 2 разделены в пространстве благодаря использованию неколлинеарного синхронизма. После осуществления преобразований в каждой пространственно-частотной моде они совмещаются на дихроичном светоделителе DBS²⁾ для получения одной пространственной моды.

Существенной особенностью рассмотренной схемы является использование невырожденного по частоте режима, позволяющего сформировать без потерь коллинеарный пучок бифотонов, что несомненно удобно для практического применения в различных протоколах квантовой информации. На практике, однако, приготовление перепутанных состояний куквартов в схеме с последовательно расположенными кристаллами сталкивается с определенными трудностями. Эти трудности обусловлены эффектами частотной дисперсии, приводящими к различности пар фотонов, рожденных в первом и втором кристалле, и соответственно к уменьшению чистоты приготавливаемого состояния.

3. ЭФФЕКТЫ, СВЯЗАННЫЕ С ЧАСТОТНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ, И ИХ КОМПЕНСАЦИЯ

В выражении (3) выделены только две частотные моды. Экспериментально это соответствует фильтрации исходного спектра с помощью предельно узких фильтров. При использовании фильтров конечной ширины необходимо учитывать структуру частотного спектра СПР. Это приводит к более сложному выражению для вектора состояния бифотонной пары. Пусть для определенности ось первого кристалла ориентирована вертикально, а второго — горизонтально. Рассмотрим случай непрерывной накачки, линейно поляризованной под углом 45° . В приближении плоской волны накачки состояния бифотонных пар, рождающихся в каждом из кристаллов длиной L по отдельности, имеют вид [23]

$$|\psi_{1,2}\rangle = \int d\Omega d\theta_1 d\theta_2 \exp\left(i \frac{\Delta_z(\Omega)L}{2}\right) \times \times \text{sinc}\left(\frac{\Delta_z(\Omega)L}{2}\right) \times \times a_{V,H}^\dagger(\theta_1, \omega_1 + \Omega) a_{V,H}^\dagger(\theta_2, \omega_2 - \Omega) |\text{vac}\rangle, \quad (6)$$

где

$$\Delta_z(\Omega) = k_o(\omega_1 + \Omega, \theta_1) + k_o(\omega_2 - \Omega, \theta_2) + k_e(\omega_p)$$

²⁾ В дихроичном светоделителе коэффициенты отражения и прохождения соответственно для пучков света с частотами ω_1 и ω_2 максимальны, независимо от поляризации.

— продольная расстройка фазового синхронизма (накачка является необыкновенной, а сигнальный и холостой фотоны — обыкновенными волнами в кристалле). Рассмотрим случай, когда угловые моды фиксированы, т. е. выделены с помощью узких диафрагм. Тогда интегрирование по углам не проводится, и можно ограничиться исследованием частотного спектра. Если длина когерентности накачки превышает расстояние между центрами кристаллов³⁾, то соответствующие амплитуды складываются когерентно, и полное состояние будет суперпозицией:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{p=\{H,V\}} \int d\Omega F(\Omega, p) a_p^\dagger(\omega_1 + \Omega) \times a_p^\dagger(\omega_2 - \Omega) |\text{vac}\rangle, \quad (7)$$

где индекс p нумерует состояния поляризации, а

$$F(\Omega, H) \equiv F(\Omega) = \text{sinc}\left(\frac{\Delta_z L}{2}\right) \quad (8)$$

и

$$F(\Omega, V) = F(\Omega) e^{i\varphi(\Omega)} \quad (9)$$

— амплитуды бифотонов соответственно в первом и втором кристаллах.

Наличие дополнительной относительной фазы $\varphi(\Omega)$ обусловлено двумя причинами: набегом фазы между поляризационными компонентами накачки в первом кристалле и появлением дополнительной фазы у фотонов, рожденных в первом кристалле при их прохождении через второй кристалл [24]:

$$\varphi(\Omega) = (k_e(\omega_p) - k_o(\omega_p))L + (k_e(\omega_1 + \Omega) + k_e(\omega_2 - \Omega))L. \quad (10)$$

Первое слагаемое в правой части (10) не зависит от частотной отстройки от синхронизма Ω и может быть легко скомпенсировано введением соответствующего фазового сдвига между поляризационными компонентами накачки. Второе же слагаемое обусловлено частотной дисперсией и становится причиной появления различных фазовых сдвигов для различных частот внутри спектральной линии СПР. Физически это означает, что при выделении достаточно широкого участка спектра СПР его отдельные спектральные компоненты будут складываться с разными фазами, что эквивалентно потере когерентности и переходу к смешанному состоянию в представлении куквартов. Чистое поляризационно-частотное состояние будет существовать

³⁾ На практике это требование всегда выполняется.

лишь в гильбертовом пространстве более высокой размерности $D \geq 4$. Чтобы оценить эту размерность, можно, например, воспользоваться параметром Федорова [25], адаптированным к поляризационно-частотным распределениям, однако эта задача выходит за пределы данной работы.

Рассмотрим влияние дисперсионных эффектов на свойства генерируемого поляризационного состояния. Поляризационную матрицу плотности, соответствующую состоянию $|\psi\rangle$, можно получить, взяв частичный след по частотным переменным:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{pol}} &= \text{Tr}_\Omega |\psi\rangle \langle\psi| = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{p=\{H,V\}} \int d\Omega F(\Omega, p) F^*(\Omega, p) |pp\rangle \langle pp|, \end{aligned} \quad (11)$$

с очевидным обозначением

$$|pp\rangle \equiv a_p^\dagger(\omega_1 + \Omega) a_p^\dagger(\omega_2 - \Omega) |\text{vac}\rangle.$$

В явном виде для поляризационной матрицы плотности получаем выражение

$$\begin{aligned} \rho_{\text{pol}} &= \frac{1}{2} (|HH\rangle \langle HH| + |VV\rangle \langle VV| + \\ &+ \int d\Omega |F(\Omega)|^2 e^{-i\varphi(\Omega)} |HH\rangle \langle VV| + \\ &+ \int d\Omega |F(\Omega)|^2 e^{i\varphi(\Omega)} |VV\rangle \langle HH|), \end{aligned} \quad (12)$$

соответствующее, вообще говоря, смешанному поляризационному состоянию. Чистое состояние может быть получено только в случае $\varphi(\Omega) = \text{const}$.

В первом порядке по малой расстройке Ω имеем

$$\begin{aligned} \Delta_z(\Omega) &= \left[\left(\frac{\partial k_o(\omega)}{\partial \omega} \right)_{\omega_1} - \left(\frac{\partial k_o(\omega)}{\partial \omega} \right)_{\omega_2} \right] \Omega = \\ &= \left[\frac{1}{v_o^{gr}(\omega_1)} - \frac{1}{v_o^{gr}(\omega_2)} \right] \Omega = C_o \Omega, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \varphi(\Omega) &= \left[\left(\frac{\partial k_e(\omega)}{\partial \omega} \right)_{\omega_1} - \left(\frac{\partial k_e(\omega)}{\partial \omega} \right)_{\omega_2} \right] L \Omega = \\ &= \left[\frac{1}{v_e^{gr}(\omega_1)} - \frac{1}{v_e^{gr}(\omega_2)} \right] L \Omega = C_e L \Omega. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь $v_{o,e}^{gr}(\omega) = \partial\omega/\partial k_{o,e}$ — групповая скорость волновых пакетов с соответствующими центральными частотами. Выражение (13) определяет форму спектральной линии СПР:

$$|F(\Omega)|^2 = \text{sinc}^2(C_o L \Omega / 2).$$

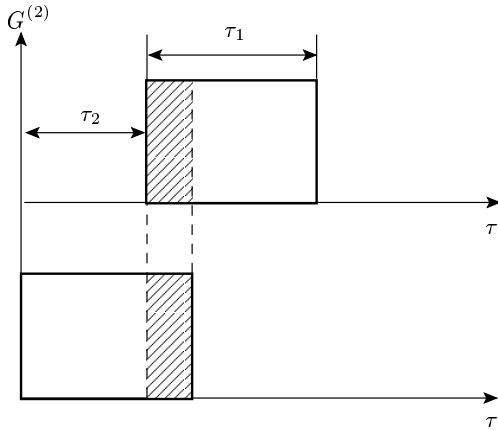


Рис. 2. Корреляционная функция второго порядка для СПР от двух ортогонально ориентированных кристаллов. Штриховкой выделены временные области, в которых корреляционные функции перекрываются, что приводит к интерференции

Нам будет удобнее рассмотреть временную картину и перейти от спектральных характеристик к временным корреляциям. Корреляционная функция второго порядка связана со спектром следующим образом [26]:

$$G^{(2)}(\tau) = \left| \int d\Omega F(\Omega) \cos(\Omega\tau) \right|^2. \quad (15)$$

В случае симметричной функции $F(\Omega)$ получаем обычное преобразование Фурье. Таким образом, в нашем случае корреляционные функции излучения от каждого из кристаллов будут иметь вид прямоугольников шириной $\tau_1 = C_o L$. Наличие сдвига фаз $\varphi(\Omega)$ на временном языке будет означать относительный сдвиг корреляционных функций на величину $\tau_2 = C_e L$ (см. рис. 2).

Относительный сдвиг корреляционных функций излучения от первого и второго кристаллов приводит к различимости рожденных в них пар фотонов по моменту их регистрации и, следовательно, к уменьшению видности поляризационной интерференции.

Рассмотрим детально этот вопрос с экспериментальной точки зрения. Схема установки приведена на рис. 3. В качестве накачки использовалось излучение гелий-кадмиевого лазера на длине волны 325 нм. Вертикальная поляризация выделялась из изначально неполяризованного излучения с помощью призмы Глана V, после чего она поворачивалась полуволновой пластинкой. Относительная фаза ϕ между поляризационными компонентами излучения накач-

ки вносилась с помощью двух кварцевых пластинок с вертикально ориентированными оптическими осями, эффективная толщина которых определялась углом их относительного наклона θ . Параметрическое рассеяние происходило в двух кристаллах ВВО толщиной 2 мм каждый, вырезанных для коллинеарного частотно-вырожденного синхронизма. Направления, соответствующие рабочим длинам волн $\lambda_1 = 600$ нм и $\lambda_2 = 710$ нм, выделялись диафрагмами А, после чего пучки совмещались на дихроичном светоделителе, пропускающем излучение на длине волны 600 нм и полностью отражающем на длине волны 710 нм (DBS). В измерительной части схемы пары делились по частоте с помощью аналогичного светоделителя. В каждом из каналов измерительной схемы стояли пленочные поляризаторы, ориентированные под углом 45° к вертикали и интерференционные фильтры с центральными длинами волн 600 нм и 710 нм и с шириной полосы пропускания 10 нм (IF). Совпадения фотоотчетов детекторов D1 и D2 регистрировались с помощью схемы совпадений СС с окном 2 нс.

В идеальном случае, когда поляризационное состояние бифотона имеет вид

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H_1 H_2\rangle + e^{i\phi} |V_1 V_2\rangle), \quad (16)$$

скорость счета совпадений в такой схеме

$$R_C \propto | \langle +45_1, +45_2 | (|H_1 H_2\rangle + e^{i\phi} |V_1 V_2\rangle) |^2 \propto 1 + \cos \phi, \quad (17)$$

где фаза ϕ изменяется с изменением наклона кварцевых пластинок в пучке накачки. В реальности, ввиду частичной различимости пар, рождающихся в первом и втором кристаллах, из-за неполного перекрытия соответствующих корреляционных функций (см. рис. 2) видность интерференционной картины, определяемая как

$$V = \frac{R_{Cmax} - R_{Cmin}}{R_{Cmax} + R_{Cmin}}, \quad (18)$$

существенно отлична от 1. Используя выражение (12) для поляризационной матрицы плотности, для скорости счета совпадений можно получить следующее соотношение:

$$R(\phi) \propto 1 + \int d\Omega |F(\Omega)|^2 \cos(\varphi(\Omega) - \phi) = 1 + V \cos \phi, \quad (19)$$

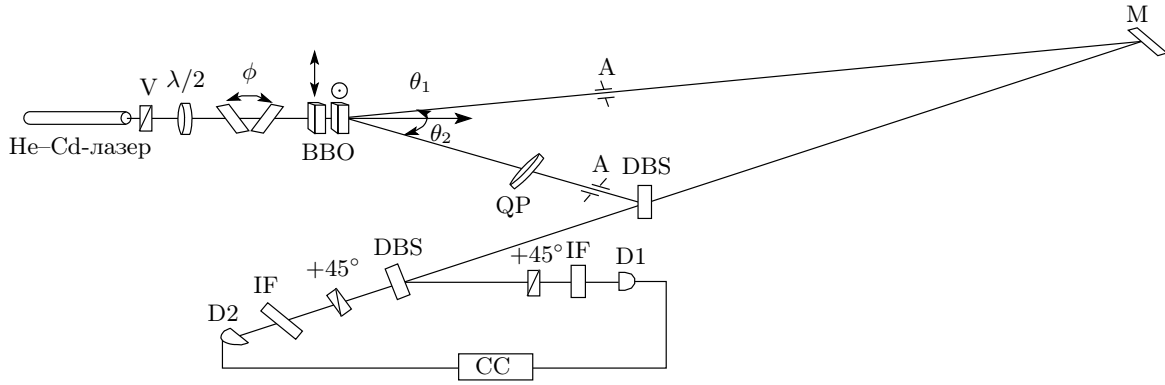


Рис. 3. Экспериментальная установка для приготовления перепутанных состояний

где (в первом порядке по отстройке) видность интерференционной картины

$$V = \int d\Omega \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{C_o L \Omega}{2} \right) \cos(C_e L \Omega). \quad (20)$$

Интеграл элементарно вычисляется и дает для видности выражение

$$V = 1 - \frac{C_e}{C_o} = 1 - \frac{\tau_2}{\tau_1}, \quad (21)$$

согласующееся с наглядными соображениями, проиллюстрированными рис. 2.

При фиксированном частотном спектре, определяемом в нашем случае полосой пропускания интерференционного фильтра (она оказывается чуть уже, чем ширина спектра СПР, составляющая в данном режиме около 12 нм), увеличить видность можно с помощью введения в пучок с меньшей длиной волны дополнительного двулучепреломляющего компенсатора QP. Кварцевый компенсатор с вертикально ориентированной оптической осью задерживает вертикально поляризованный фотон пары на время

$$\tau_{comp} = \left[\left(\frac{1}{v_{o(\epsilon)q}^{gr}(\omega_1)} - \frac{1}{v_{o^*q}^{gr}(\omega_1)} \right) L_q \right], \quad (22)$$

где $v_{o(\epsilon)q}^{gr}$ — групповые скорости обыкновенной и необыкновенной волн в кварце, а L_q — длина компенсатора. Выбором длины компенсатора такой, чтобы $\tau_{comp} = \tau_2$, можно добиться полного перекрытия корреляционных функций и, следовательно, максимальной видности интерференционной картины.

На рис. 4 представлена экспериментальная зависимость видности интерференционной картины от длины использованного кварцевого компенсатора. Пунктирная кривая «треугольной» формы соответствует свертке двух корреляционных функций пря-

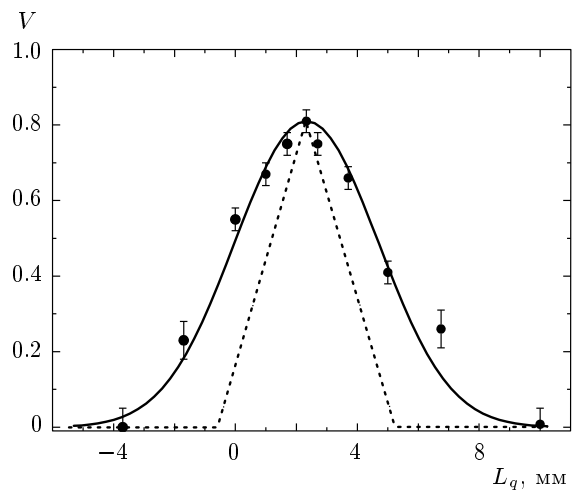


Рис. 4. Зависимости видности поляризационной интерференции от толщины компенсатора дисперсии групповых скоростей. Пунктирная кривая — теоретическая зависимость без учета фильтрации. Сплошная кривая — зависимость при учете частотной фильтрации с помощью интерференционных фильтров 10 нм в каждом канале

моугольного вида, т. е. определяемых только формой спектральной линии СПР, без учета фильтрации. Однако в эксперименте использовались интерференционные фильтры с гауссовой зависимостью коэффициента пропускания от длины волны с шириной, сравнимой с шириной спектра СПР. Таким образом, в реальности корреляционные функции должны иметь вид, несколько отличный от прямоугольного. Учет частотной фильтрации приводит к добавлению в выражение для амплитуды бифотона множителя, отвечающего амплитуде пропускания интерференционных фильтров. Выбирая его в

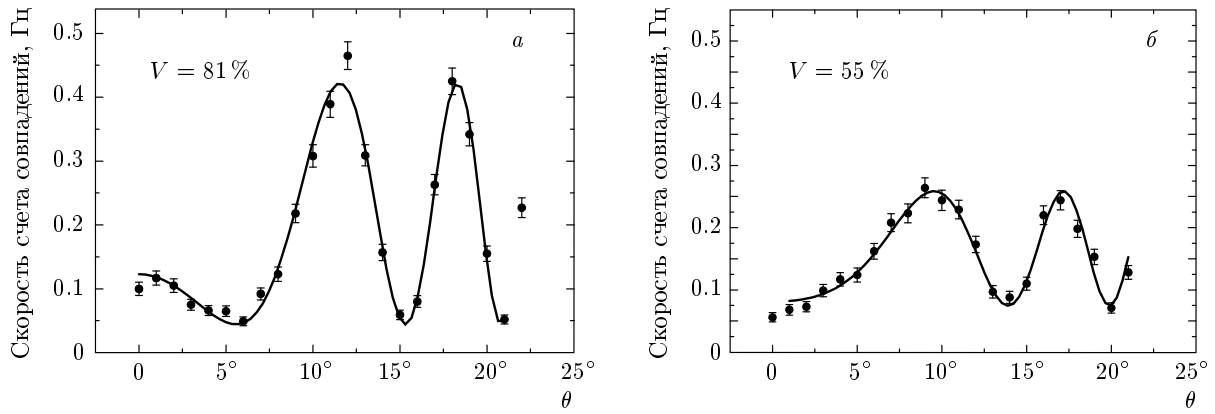


Рис. 5. Интерференционные картины, полученные с компенсатором толщиной 2.33 мм (а) и без компенсатора (б)

виде гауссоиды, получаем

$$F(\Omega) \propto \exp\left(-\frac{(\omega_1 - \Omega)^2}{\Delta\omega^2}\right) \times \exp\left(-\frac{(\omega_2 - \Omega)^2}{\Delta\omega^2}\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta_z(\Omega)L}{2}\right), \quad (23)$$

где $\Delta\omega$ — ширина полосы пропускания фильтров. Сплошная кривая на рис. 4 соответствует численно рассчитанной зависимости видности от толщины компенсатора с учетом интерференционных фильтров 10 нм.

Расчет дает для ширины и сдвига корреляционных функций в рассматриваемом случае значения $\tau_1 = 96$ фс, $\tau_2 = 87$ фс, что соответствует длине компенсатора 2.6 мм, в хорошем соответствии с экспериментальными данными. Небольшое отличие положения максимума видности в эксперименте (2.3 мм) от расчетного скорее всего объясняется неточностями в использованных значениях групповых скоростей. Примеры характерных интерференционных картин с компенсатором и без него приведены на рис. 5.

Отличие видности от 100 % даже при использовании компенсатора нужной длины объясняется двумя причинами. Первая из них «техническая» и заключается в неточности выделения необходимых пространственных мод. Вторая — влияние квадратных по расстройке частоты Ω членов в разложении $\varphi(\Omega)$, приводящих к неодинаковому уширению корреляционных функций и, следовательно, не 100 %-й видности даже при идеальной компенсации линейной по расстройке части [24]. Действительно, во втором порядке по отстройке от вырожденной

частоты имеем

$$\varphi(\Omega) = \frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial^2 k_e}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_1} + \left(\frac{\partial^2 k_e}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_2} \right) L \Omega^2 = B_e L \Omega^2. \quad (24)$$

Вводя обозначения $\xi = C_o L \Omega$ и $D = B_e / C_o^2 L$, для скорости счета совпадений при полной компенсации эффектов первого порядка получим

$$R(\phi) \propto 1 + \frac{1}{2\pi} (V_c \cos \phi + V_s \sin \phi), \quad (25)$$

где

$$V_c = \int d\xi \operatorname{sinc}^2 \frac{\xi}{2} \cos D\xi^2, \quad V_s = \int d\xi \operatorname{sinc}^2 \frac{\xi}{2} \sin D\xi^2.$$

Для используемых в эксперименте кристаллов $D = 0.0193$ и численный расчет дает значение видности интерференционной картины

$$V = \frac{\sqrt{V_c^2 + V_s^2}}{2\pi} = 0.89. \quad (26)$$

Отметим, что такое низкое⁴⁾ значение видности является предельным случаем, соответствующим полному отсутствию частотной фильтрации. Результаты численного расчета зависимости видности при полной компенсации от ширины интерференционных фильтров приведены на рис. 6. Видно, что при использовании даже достаточно широких интерференционных фильтров (< 30 нм) значения видности достигают 0.95 и выше.

⁴⁾ Рекордные значения видности в экспериментах с узкополосными фильтрами и в частотно-вырожденном режиме составляют 99 %.

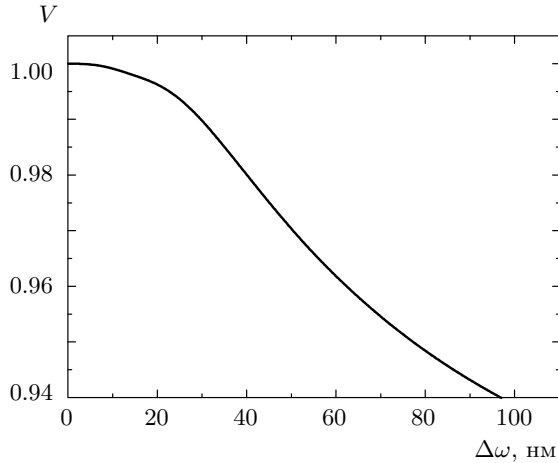


Рис. 6. Зависимость видности поляризационной интерференции от ширины полосы пропускания интерференционного фильтра при полной компенсации групповых задержек

Низкая видность поляризационной интерференции соответствует плохому качеству приготовления перепутанных состояний. Полученные в настоящее время результаты статистического восстановления состояния

$$|\Phi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H_1 H_2\rangle + |V_1 V_2\rangle), \quad (27)$$

соответствующего максимуму интерференционной картины на рис. 5, дают значения меры соответствия (fidelity)

$$F = |\langle \psi_{theory} | \psi_{exp} \rangle|^2 \quad (28)$$

не более 75%. Тем не менее, мы не видим никаких принципиальных ограничений сверху на эту величину. Добиваться более высоких значений F нужно путем тщательного выделения пространственных мод и, возможно, использованием более узких частотных фильтров. Однако само по себе наблюдение двухфотонной интерференции с ненулевой видностью говорит о том, что приготовление перепутанных состояний в предложенной схеме реалистично. Улучшение же качества приготовления состояний является непринципиальной технической задачей, которая в данный момент решается.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В работе рассмотрен метод приготовления произвольных перепутанных состояний поляризационных

куквартов, основанный на использовании неколлинеарного, невырожденного режима СПР типа I в схеме с двумя последовательными кристаллами. Выяснена роль эффектов, связанных с частотной дисперсией и приводящих к уменьшению чистоты приготавливаемых состояний и, как следствие, к уменьшению видности двухфотонной поляризационной интерференции. Показано, что в невырожденном по частоте режиме компенсация дисперсии групповых скоростей, ранее применявшаяся только в схемах с импульсной накачкой, необходима даже в случае непрерывной накачки с большой длиной когерентности. Предложены и продемонстрированы экспериментально методы такой компенсации, а также получена оценка для максимального значения видности при полной компенсации, ограниченного дисперсионными эффектами высших порядков по частотной отстройке.

Хотелось бы подчеркнуть, что использование невырожденных по частоте бифотонов, в отличие от большинства известных авторам предложений (при использовании частотно-вырожденных бифотонов и разделении пространственных мод), имеет ряд преимуществ. Основным среди них является возможность формирования состояний, в том числе перепутанных, локализованных в одной пространственной моде. Это свойство, безусловно, является желательным с точки зрения возможных практических применений, когда двухчастичные состояния необходимо передавать по одному каналу связи. Таким образом, проведенное исследование выявляет физические ограничения на качество приготавливаемых состояний и указывает способы его увеличения в конкретной экспериментальной схеме.

Авторы благодарны Д. Иванову за проверку расчетов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 08-02-00741-а, 08-02-00559-а), НАТО (СВР.NR.NRCL 983251), а также программой поддержки ведущих научных школ (НШ-796.2008.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Bechmann-Pasquinucci and A. Peres, Phys. Rev. Lett. **85**, 3313 (2000).
2. H. Bechmann-Pasquinucci and W. Tittel, Phys. Rev. A **61**, 062308 (2000).
3. M. Bourennane, A. Karlsson, and G. Bjork, Phys. Rev. A **64**, 012306 (2001).

4. Д. В. Хорошко, С. Я. Килин, *Опт. и спектр.* **94**, 691 (2003).
5. D. Kaszlikowski, P. Gnasinski, M. Zukowski, W. Miklaszewski, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4418 (2000); D. Kaszlikowski, D. K. L. Oi, M. Christandl, K. Chang, A. Ekert, L. C. Kwek, and C. H. Oh, *Phys. Rev. A* **67**, 012310 (2003); T. Durt, N. J. Cerf, N. Gisin, and M. Zukowski, *Phys. Rev. A* **67**, 012311 (2003); D. Collins, N. Gisin, N. Linden, S. Massar, and S. Popescu, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 040404 (2002).
6. M. Genovese, *Phys. Rep.* **413**, 319 (2005).
7. D. F. V. James, P. G. Kwiat, W. J. Munro, and A. G. White, *Phys. Rev. A* **64**, 052312 (2001).
8. Yu. I. Bogdanov, E. V. Moreva, G. A. Maslennikov, R. F. Galeev, S. S. Straupe, and S. P. Kulik, *Phys. Rev. A* **73**, 063810 (2006).
9. Ю. И. Богданов, Л. А. Кривицкий, С. П. Кулик, *Письма в ЖЭТФ* **78**, 804 (2003).
10. T. E. Kiess, Y. H. Shih, A. V. Sergienko, and C. O. Alley, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3893 (1993).
11. Y. H. Shih, A. V. Sergienko, M. H. Rubin, T. E. Kiess, and C. O. Alley, *Phys. Rev. A* **50**, 23 (1994).
12. P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4337 (1995).
13. P. G. Kwiat, E. Waks, A. G. White, I. Appelbaum, and P. H. Eberhard, *Phys. Rev. A* **60**, R773 (1999).
14. А. В. Бурлаков, С. П. Кулик, Г. О. Рытиков, М. В. Чехова, *ЖЭТФ* **122**, 738 (2002).
15. E. V. Moreva, G. A. Maslennikov, S. S. Straupe, and S. P. Kulik, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 023602 (2006).
16. Y. H. Kim, S. P. Kulik, and Y. Shih, *Phys. Rev. A* **63**, 060301 (2001).
17. Y. H. Kim, M. Rubin, M. V. Chekhova, S. P. Kulik, and Y. Shih, *Phys. Rev. A* **63**, 062301 (2001).
18. A. G. White, D. F. V. James, P. H. Eberhard, and P. G. Kwiat, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3103 (1999).
19. So-Young Baek, S. Straupe, S. Kulik, A. Shurupov, and Y.-H. Kim, *Phys. Rev. A* **78**, 042321 (2008).
20. A. P. Shurupov, S. S. Straupe, S. P. Kulik, R. M. B. Wahiddin, and R. Gharib, *Eur. Phys. Lett.*, в печати (2009).
21. M. Rubin, D. N. Klyshko, Y. H. Shih, and A. V. Sergienko, *Phys. Rev. A* **50**, 5122 (1994).
22. W. K. Wootters, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2245 (1998).
23. A. V. Burlakov, M. V. Chekhova, D. N. Klyshko, S. P. Kulik, A. N. Penin, Y. H. Shih, and D. V. Strekalov, *Phys. Rev. A* **56**, 3214 (1997).
24. G. Brida, M. Chekhova, M. Genovese, and L. Krivitsky, *Phys. Rev. A* **76**, 053807 (2007).
25. M. V. Fedorov, M. A. Efremov, P. A. Volkov, and J. H. Eberly, *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **9**, S467 (2006); Yu. M. Mikhailova, P. A. Volkov, and M. V. Fedorov, *Phys. Rev. A* **78**, 062327 (2008).
26. М. В. Чехова, *Письма в ЖЭТФ* **75**, 271 (2002).