

ПРИГОТОВЛЕНИЕ БИФОТОНОВ В ПРОИЗВОЛЬНОМ ПОЛЯРИЗАЦИОННОМ СОСТОЯНИИ

Л. А. Кривицкий, С. П. Кулик, Г. А. Масленников, М. В. Чехова*

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119992, ГСП-2, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 6 октября 2004 г.

Описывается эксперимент по приготовлению коррелированных фотонных пар (бифотонов) в произвольном поляризаационном состоянии. Такие бифотоны представляют собой кутриты — квантовые системы с тремя собственными состояниями — и могут использоваться в троичных протоколах передачи квантовой информации. Для приготовленных бифотонов экспериментально проверен критерий ортогональности, который был ранее получен теоретически и может быть использован для различения ортогональных бифотонных состояний.

PACS: 03.67.Hk, 42.50.Dw, 42.25.Ja

1. БИФОТОНЫ КАК КУТРИТЫ

Большинство протоколов квантовой информации строится на основе двоичной кодировки, т. е. кодировки кубитами [1, 2]. Приготовить кубиты можно множеством разных способов — это могут быть поляризаационные состояния однофотонного волнового пакета, состояния частицы со спином $1/2$, состояния однофотонного волнового пакета в двухплечевом интерферометре и т. д.

В последнее время появились работы, в которых предлагается кодировка квантовой информации не в двоичной системе (с помощью кубитов), а в троичной — с помощью кутритов [3–5]. Мотивировкой таких работ обычно служит то обстоятельство, что при переходе к квантовым системам с более высокой размерностью обеспечивается большая плотность [3] и более высокая секретность [6] передачи информации. Кутриты — это квантовые системы, имеющие три собственных состояния, как, например, трехуровневый атом или частица со спином 1. Однако известно, что наиболее «удобные» объекты для передачи информации — это фотоны. Существует ряд способов приготовить кутриты на основе фотонов. Так, в работе [7] для троичной кодировки квантовой информации используются состояния фотона в трехплечевом интерферометре, в работе [8] — одно-

фотонные волновые пакеты со спиральным волновым фронтом, в работе [9] — «четверки» фотонов, получаемые при параметрическом рассеянии света.

В работе [4] была предложена троичная кодировка квантовой информации с помощью поляризаационных состояний коррелированных пар фотонов — бифотонов, генерируемых за счет спонтанного параметрического рассеяния света (СПР). Этот способ позволяет наиболее просто приготовить произвольное поляризаационное состояние кутрита [10, 11], т. е. состояние вида

$$|\Psi\rangle = c_1|2, 0\rangle + c_2|1, 1\rangle + c_3|0, 2\rangle \quad (1)$$

с произвольными амплитудами c_1 , c_2 , c_3 . Запись $|m, n\rangle$ в (1) означает m фотонов, поляризованных вертикально, и n фотонов, поляризованных горизонтально. При этом теоретически бифотоны относятся к одной пространственной и частотной моде. Хотя в эксперименте бифотонное поле всегда рождается в частотно-угловом спектре конечной ширины, представление (1) оправдано, если регистрирующая часть установки не различает отдельные участки частотно-углового спектра. В силу условия нормировки

$$|c_1|^2 + |c_2|^2 + |c_3|^2 = 1$$

и несущественности общей фазы состояния (1), бифотон задается четырьмя вещественными числами, например, двумя амплитудами

*E-mail: postmast@qopt.phys.msu.su

$$d_1 \equiv |c_1|, \quad d_2 \equiv |c_2|$$

и двумя фазами

$$\varphi_{13} \equiv \arg(c_1 c_3^*), \quad \varphi_{23} \equiv \arg(c_2 c_3^*).$$

Состояние (1) удобно представлять также как пару фотонов, находящихся в произвольных чистых поляризационных состояниях [12]:

$$|\Psi\rangle = \frac{a^\dagger(\vartheta, \varphi) a^\dagger(\vartheta', \varphi') |vac\rangle}{|a^\dagger(\vartheta, \varphi) a^\dagger(\vartheta', \varphi') |vac\rangle|}, \quad (2)$$

где $a^\dagger(\vartheta, \varphi)$, $a^\dagger(\vartheta', \varphi')$ — операторы рождения фотонов в произвольных поляризационных модах, характеризующихся азимутальными (ϑ, ϑ') и полярными (φ, φ') углами на сфере Пуанкаре.

Представление (2) позволяет наглядно изобразить коррелированную пару фотонов на сфере Пуанкаре. Кроме того, можно показать [12], что такие важные поляризационные характеристики состояния (1), как вектор Стокса и степень поляризации, достаточно просто вычисляются с использованием представления (2). Например, степень поляризации состояния (1) однозначно определяется угловым расстоянием σ между точками, изображающими состояния φ, ϑ и φ', ϑ' на сфере Пуанкаре:

$$P = \frac{2 \cos(\sigma/2)}{1 + \cos^2(\sigma/2)}. \quad (3)$$

Здесь следует подчеркнуть, что имеется в виду «обычная» классическая степень поляризации, определяемая через параметры Стокса S_0, S_1, S_2, S_3 [13]:

$$P \equiv \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0}. \quad (4)$$

Степень поляризации света (4) можно измерить в эксперименте как максимальную видимость модуляции, наблюдаемой в поляризационных зависимостях интенсивности [14]. Поскольку эта величина определяется только вторыми моментами по полю, она считается не очень удачной характеристикой бифотонного света, для которого наиболее интересные эффекты наблюдаются в поведении четвертых моментов. Для описания поляризационного состояния бифотона предлагались другие определения степени поляризации, основанные на четвертых моментах [14–16] — «двухфотонные степени поляризации». Однако для чистого состояния вида (1) «двухфотонная» степень поляризации оказывается всегда равной единице [14], и поэтому эта величина не несет информацию о взаимном расположении двух точек

на сфере Пуанкаре, изображающих бифотон. Такая информация содержится только в величине (4).

Следует кратко остановиться на случае, когда бифотоны рождаются не в чистом состоянии вида (1), а в смешанном состоянии. Это будет выражаться в том, что между отдельными компонентами состояния (1) появятся фазовые множители с классическими флуктуациями. Иными словами, вместо суперпозиции (1) будет иметь место статистическая смесь нескольких базисных состояний. Приготовить такое бифотонное состояние можно с помощью СПР, возбуждаемого в двух или трех кристаллах от некогерентных накачек. При этом переход к представлению (2) неправилен, так как состояние (2) — чистое.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ПРИГОТОВЛЕНИЮ БИФОТОНА С ПРОИЗВОЛЬНОЙ СТЕПЕНЬЮ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Произвольное состояние вида (1) может быть приготовлено с использованием интерферометрической схемы, в которой СПР возбуждается в трех кристаллах с общей накачкой [17]. Однако на практике такая схема неудобна из-за ее нестабильности. В данной работе бифотоны-кутриты произвольного вида приготавливаются с помощью другой схемы, не требующей использования интерферометра.

Прежде всего были выполнены эксперименты по приготовлению и регистрации бифотонов с произвольной степенью поляризации (4), т. е. бифотоны, образованные фотонами со сколь угодно различающимися поляризационными состояниями — от одинаковых до ортогональных.

Экспериментальная установка показана на рис. 1. СПР типа I в коллинеарном частотно-вырожденном режиме возбуждалось в двух кристаллах бета-бората бария (ВВО) излучением гелий-кадмиевого лазера с длиной волны 325 нм. Оптические оси кристаллов были расположены так, что в первом кристалле рождались вертикально поляризованные пары фотонов (состояние $|0, 2\rangle$), а во втором кристалле — горизонтально поляризованные пары (состояние $|2, 0\rangle$). Соотношение между модулями комплексных амплитуд этих состояний можно было менять путем поворота полуволновой пластинки, установленной в пучке накачки. Кроме того, наклоном двух пластинок из кристаллического кварца, оптические оси которых были расположены вертикально, можно было менять разность фаз ε между состояниями $|2, 0\rangle$ и $|0, 2\rangle$. В результате

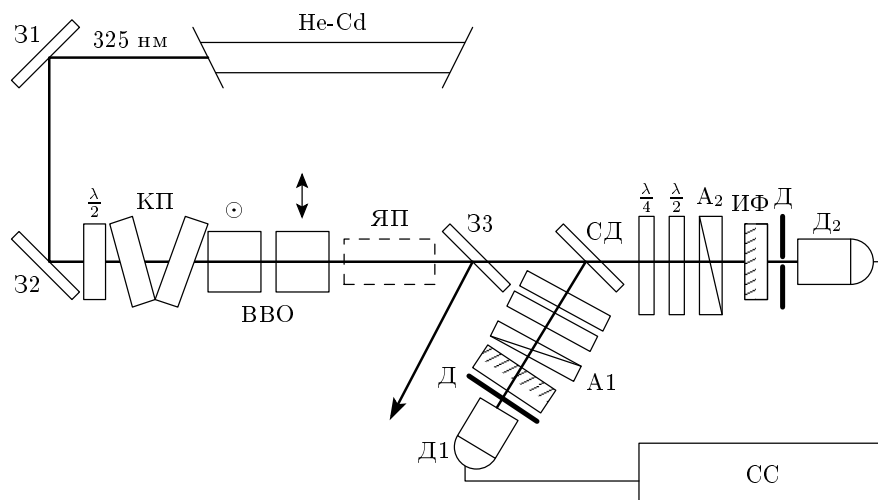


Рис. 1. Экспериментальная установка: He-Cd — гелий-кадмиевый лазер, 31, 32, 33 — зеркала, отражающие излучение накачки, КП — кварцевые пластинки, ВВО — кристаллы бета-бората натрия, Д — диафрагма, ИФ — интерференционный фильтр, СД — неполяризационный светоделитель, А1, А2 — поляризаторы, Д1, Д2 — детекторы (лавинные фотодиоды), СС — схема совпадений, ЯП — ячейка Понкельса

после двух кристаллов генерировалась когерентная суперпозиция

$$|\Psi_1\rangle = \sin(2\chi)|2, 0\rangle + e^{i\varepsilon} \cos(2\chi)|0, 2\rangle, \quad (5)$$

где χ — угол поворота полуволновой пластинки относительно вертикали. Таким образом, из четырех вещественных параметров, определяющих состояние (1), можно было менять всего два (χ и ε), но в результате степень поляризации получающегося состояния могла принимать все значения от 0 до 1.

В начале эксперимента фаза ε устанавливалась равной π . При этом с изменением χ от 0° до 45° генерируемое состояние менялось от $|2, 0\rangle$ до $|0, 2\rangle$, причем две точки, изображающие бифотонное состояние, пробегали «экватор» сферы Пуанкаре (рис. 2), оставаясь симметрично расположенными относительно оси HV . Такое состояние можно представить в виде (2), где

$$\vartheta = \vartheta' = 2 \arctg \left[\sqrt{\text{ctg}(2\chi)} \right], \quad \varphi = 0, \quad \varphi' = \pi. \quad (6)$$

Например, при $\chi = 22.5^\circ$ получалось состояние $|+45^\circ, -45^\circ\rangle$ — состояние пары фотонов, поляризованных линейно под углами $\pm 45^\circ$ к вертикали. В этом случае генерировался полностью неполяризованный свет (степень поляризации $P = 0$); в целом, степень поляризации изменялась от 1 до 0, а угловое расстояние между двумя изображающими бифотонными точками — от нуля до π .

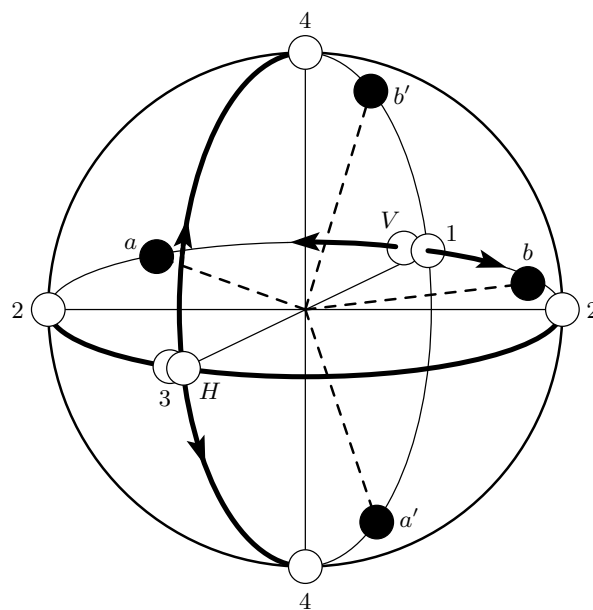


Рис. 2. Приготавливаемые состояния на сфере Пуанкаре: 1 — состояние $|2, 0\rangle$, генерируемое при угле поворота полуволновой пластинки $\chi = 0$; 2 — состояние $|+45^\circ, -45^\circ\rangle$, соответствующее $\chi = 22.5^\circ$. При $\chi = 45^\circ$ приготавливается состояние $|0, 2\rangle$ (3), при $\chi = 67.5^\circ$ — состояние $|R, L\rangle$ пары лево- и правоциркулярно поляризованных фотонов (4). Состояние $|a, b\rangle$, получаемое при $\chi = 15^\circ$, и состояние $|a', b'\rangle$, получаемое при $\chi = 75^\circ$, были исследованы в данном эксперименте

Заметим, что степень поляризации P для состояния (5) зависит только от угла ориентации χ полуволновой пластинки в пучке накачки: $P = |\cos(4\chi)|$. Таким образом, при заданном положении пластинки две точки на сфере Пуанкаре, изображающие бифотон (5), располагались на фиксированном угловом расстоянии друг от друга симметрично относительно оси HV . При изменении фазы ε эти точки одновременно поворачивались вокруг оси HV .

После кристаллов излучение накачки отсекалось зеркалом, а бифотонный свет после угловой (с помощью диафрагмы) и частотной (с помощью интерференционного фильтра с шириной полосы 10 нм и средней длиной волны 650 нм) селекций направлялся в интерферометр Брауна–Твисса для регистрации четвертых моментов по полю. Интерферометр состоял из 50 % неполяризованного светоделителя (плоскопараллельной пластины, установленной под малым углом (15°) к пучку, так что поляризация отраженного и прошедшего света практически не отличалась от поляризации падающего), двух фотодетекторов (лавинных фотодиодов EG&G) и схемы совпадений со временем разрешения 1.5 нс. В плечах интерферометра были установлены линейные поляризационные фильтры, в качестве которых использовались пленочные поляризаторы.

3. ДЕМОНСТРАЦИЯ ОРТОГОНАЛЬНОСТИ БИФОТОНОВ-КУТРИТОВ

Для приготовленных бифотонных состояний был проверен операциональный критерий ортогональности, ранее сформулированный в [17]. В работе [17] было показано, что ортогональность бифотонов $|\Psi_1\rangle$, $|\Psi_2\rangle$ эквивалентна отсутствию совпадений фотоотсчетов на выходе интерферометра Брауна–Твисса, на вход которого подается бифотонное поле в состоянии $|\Psi_1\rangle$, а в плечах установлены поляризационные фильтры, выделяющие поляризационные состояния фотонов, составляющих $|\Psi_2\rangle$. Для случая экспериментальной установки, показанной на рис. 1, состояние $|\Psi_2\rangle$, выделяемое интерферометром, всегда представляло собой пару линейно поляризованных фотонов; однако на вход интерферометра подавались различные состояния $|\Psi_1\rangle$: как пары линейно поляризованных фотонов, так и пары эллиптически поляризованных фотонов, причем степень поляризации бифотона менялась, как уже упоминалось, от 1 до 0.

В качестве входного состояния $|\Psi_1\rangle$ было выбра-

но состояние со степенью поляризации 0.5. Соответствующий бифотон $|\Psi_1\rangle \equiv |a, b\rangle$ (рис. 2) изображается на сфере Пуанкаре парой точек, расположенных на «экваторе» под углами $\pm 74.5^\circ$ к оси V . В соответствии с соотношением (5), такое состояние получалось при $\chi = 15^\circ$. Следует подчеркнуть, что существует бесконечно много бифотонных состояний $|\Psi_2\rangle$, ортогональных данному. В то же время, если задать поляризационное состояние для одной из «половинок» бифотона $|\Psi_2\rangle$, условие ортогональности однозначно определит состояние второй «половинки». В эксперименте было удобно установить один из поляризаторов в интерферометре Брауна–Твисса под углом 45° к вертикали. Расчет показывает, что для выполнения условия ортогональности второй поляризатор должен быть установлен под углом 60° к вертикали.

На рис. 3а представлена зависимость скорости счета совпадений от угла поворота полуволновой пластинки χ при $\varepsilon = \pi$ и ориентациях поляризаторов в приемной части установки 45° , 60° . В соответствии с расчетом, минимум совпадений приходится на угол $\chi = 15^\circ$. Если далее зафиксировать полуволновую пластинку в положении $\chi = 15^\circ$ и вращать поляризатор А1 при ориентации поляризатора А2 45° (рис. 3б), то минимум скорости счета совпадений наблюдается, в соответствии с расчетом, при угле 60° .

При дальнейшем вращении полуволновой пластинки состояние бифотонного поля становится $|0, 2\rangle$ (при $\chi = 45^\circ$), а затем из-за изменения фазы накачки на π две точки, изображающие «половинки бифотона», начинают «разбегаться» по меридиану сферы Пуанкаре (рис. 2). При $\chi = 67.5^\circ$ реализуется состояние $|R, L\rangle$ — состояние пары циркулярно поляризованных фотонов. При $\chi = 75^\circ$ степень поляризации снова становится равной 0.5, как и для бифотона $|a, b\rangle$, однако в этом случае бифотон ($|a', b'\rangle$ на рис. 2) оказывается составленным из эллиптически поляризованных фотонов. Условие ортогональности выполняется при этом при ориентациях поляризаторов 45° и -60° , в чем можно убедиться расчетом. Соответственно, скорость счета совпадений, измеренная при таких ориентациях поляризаторов в зависимости от угла поворота полуволновой пластинки в пучке накачки, имеет минимум вблизи значения $\chi = 75^\circ$ (рис. 4).

Измерение скорости счета совпадений проводилось также в зависимости от фазы ε (рис. 5). При этом угол χ составлял 15° (в результате получалось состояние $|a, b\rangle$ на рис. 2), а ориентация поляризаторов была 45° и 60° . Минимум скорости счета совпадений наблюдается в окрестности фазы $\varepsilon = \pi$.

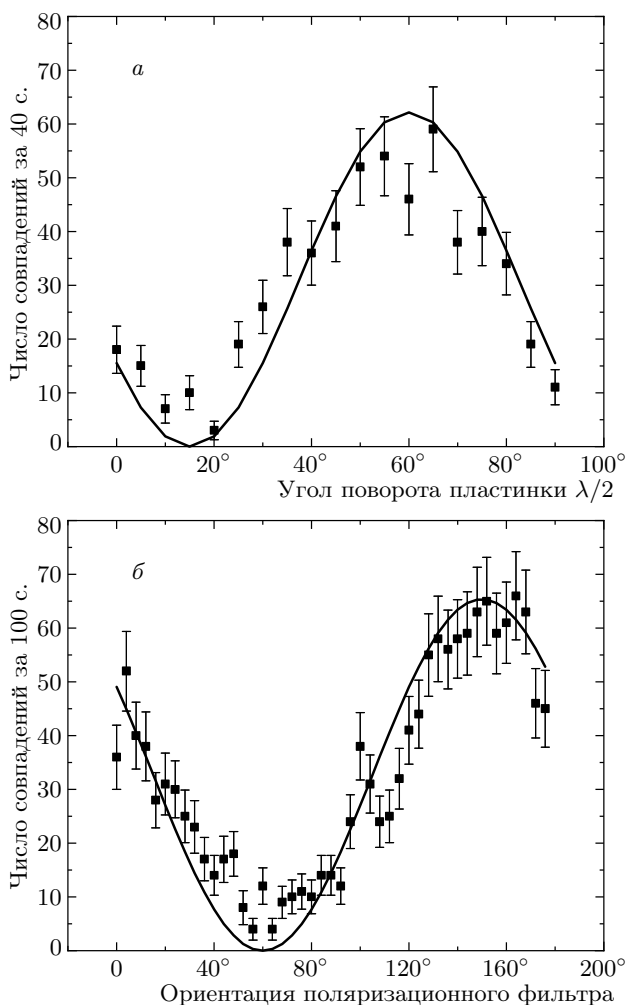


Рис. 3. Ортогональность бифотонов при линейной поляризации обоих фотонов пары на входе (состояние $|a, b\rangle$ на рис. 2). Фаза $\varepsilon = \pi$, ориентации поляризаторов 45° и 60° относительно вертикали. *a* — Скорость счета совпадений в зависимости от угла поворота χ полуволновой пластинки. Условие ортогональности выполняется при $\chi = 15^\circ$. *b* — Скорость счета совпадений в зависимости от угла поворота поляризатора относительно вертикали. Условие ортогональности выполняется при ориентации 45° . Второй поляризатор при этом ориентирован под углом 60° к вертикали

Кривые на рис. 3–5 построены в соответствии с теоретическим расчетом числа совпадений при заданном состоянии бифотонного поля и заданных положениях поляризаторов в регистрирующей части установки (см., например, [18]). Единственным подгоночным параметром был масштаб зависимостей по вертикали.

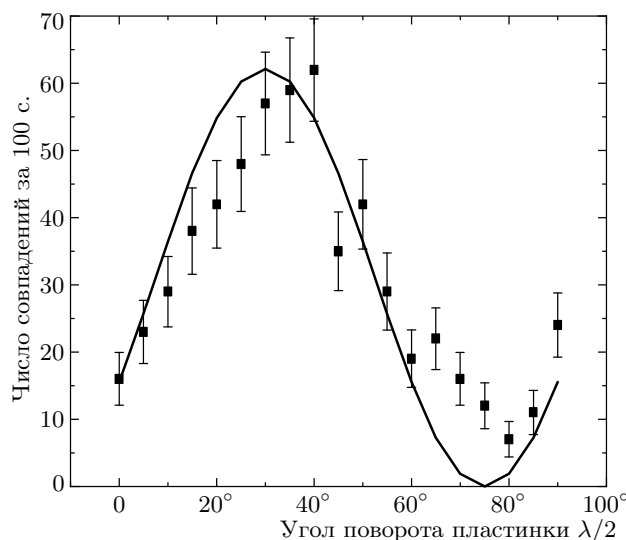


Рис. 4. Ортогональность бифотонов при эллиптической поляризации обоих фотонов пары на входе (состояние $|a', b'\rangle$ на рис. 2). Фаза $\varepsilon = \pi$, ориентации поляризаторов 45° и -60° . Скорость счета совпадений построена в зависимости от угла поворота χ полуволновой пластинки. Условие ортогональности выполняется при $\chi = 75^\circ$

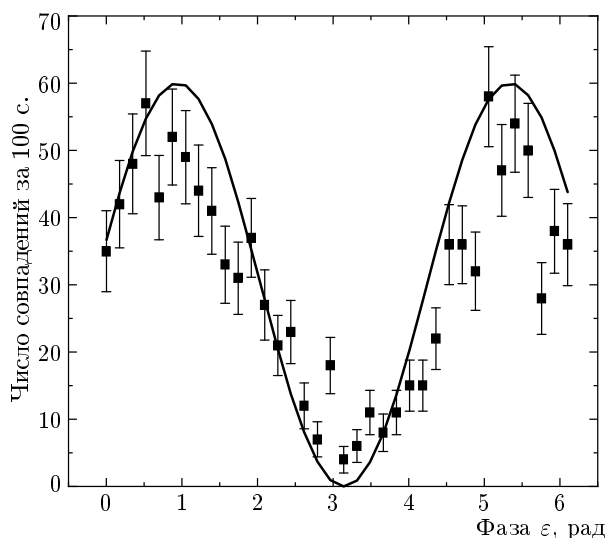


Рис. 5. Скорость счета совпадений в зависимости от фазы ε . Ориентация полуволновой пластинки $\chi = 15^\circ$, ориентация поляризаторов 45° и 30° . Условие ортогональности выполняется при $\varepsilon = \pi$

4. ПЕРЕХОД К ПРОИЗВОЛЬНОМУ БИФОТОННОМУ СОСТОЯНИЮ

Для того чтобы от бифотона с произвольной степенью поляризации (который изображается двумя

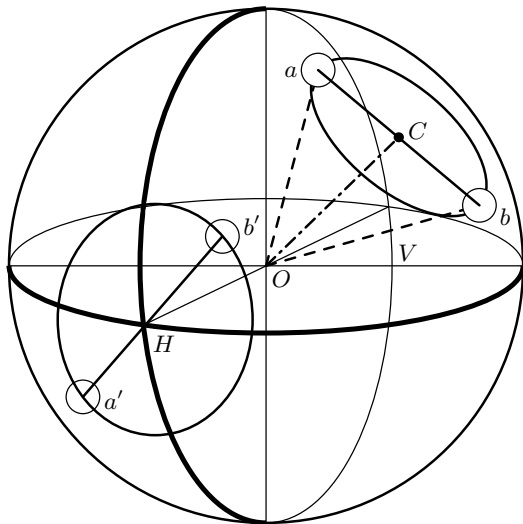


Рис. 6. Приготовление произвольно поляризованного бифотона $|a, b\rangle$ с помощью схемы, изображенной на рис. 1, и ячейки Поккельса, действие которой на поляризованный свет аналогично действию фазовой пластинки переменной толщины и ориентации. Сначала с помощью схемы, изображенной на рис. 1, создается состояние $|a', b'\rangle$, а затем ячейка Поккельса переводит это состояние в искомое состояние $|a, b\rangle$

точками на сфере Пуанкаре с произвольным угловым расстоянием) перейти к бифотону в произвольном поляризационном состоянии (который изображается двумя произвольно расположенными точками на сфере Пуанкаре), нужно иметь возможность преобразовывать состояние (5) любым заданным образом. При этом к двум параметрам ϵ, χ , характеризующим состояние (5), достаточно добавить еще два варьируемых параметра. Этими параметрами могут быть оптическая толщина δ и ориентация α фазовой пластинки, устанавливаемой в пучок бифотонов после его приготовления.

Тот факт, что добавление фазовой пластинки произвольной толщины и ориентации к установке, изображенной на рис. 1, позволяет перейти от состояния (5) к произвольному состоянию (1), можно проиллюстрировать простым геометрическим построением на сфере Пуанкаре.

Пусть требуется приготовить произвольное бифотонное состояние $|a, b\rangle$ (рис. 6). Если подобрать фазовую пластинку с необходимыми параметрами δ, α , то такое состояние можно получить из состояния $|a', b'\rangle$ пары фотонов, которая изображается на сфере Пуанкаре двумя точками, симметрично распо-

ложенными относительно оси HV . Параметры пластинки выбираются при этом из условия, что задаваемое пластинкой преобразование на сфере Пуанкаре переводит ось симметрии пары $|a, b\rangle$ (ось OC на рис. 6) в ось HV . В свою очередь, состояние $|a', b'\rangle$ может быть приготовлено с помощью установки, изображенной на рис. 1: при этом угловое расстояние между точками a, b на сфере будет определяться ориентацией χ полуволновой пластинки в пучке накачки, а поворот точек a, b относительно плоскости «экватора» — фазой ϵ .

Иными словами, фазовая пластинка, установленная после двух кристаллов в схеме, изображенной на рис. 1, будет вращать две изображающие бифотон точки как целое по сфере Пуанкаре, тем самым осуществляя переход от состояния (5) к произвольному состоянию (1). Состояние (1) теперь будет характеризоваться четырьмя параметрами $\epsilon, \chi, \alpha, \delta$. Трудность здесь заключается в том, что параметр δ можно варьировать на практике, лишь меняя фазовые пластинки различной толщины.

Для того чтобы менять параметр δ произвольным образом, удобно вместо набора фазовых пластинок использовать ячейку Поккельса. Если менять напряжение, подаваемое на ячейку, она будет выполнять роль фазовой пластинки переменной толщины; вращая ячейку вокруг пучка бифотонов, можно непрерывно менять параметр α .

Для приготовления состояния вида (1) в оптической схеме, изображенной на рис. 1, после двух кристаллов устанавливалась ячейка Поккельса. В качестве оптического элемента ячейки Поккельса использовался кристалл ниобата лития длиной 3 см, вырезанный вдоль оптической оси z . При подаче на ячейку постоянного напряжения вдоль оси x кристалл за счет электрооптического эффекта становился слабо двуосным, причем плоскость, содержащая оптические оси, располагалась под углом 45° к плоскости xz . При увеличении постоянного напряжения, подаваемого на кристалл, от нуля до 2.8 кВ набег фаз между волнами ортогональных поляризаций («обыкновенная» волна, поляризованная в плоскости оптических осей, т. е. под углом 45° к плоскости xz , и «необыкновенная» волна, поляризованная под углом -45° к плоскости xz) менялся от нуля до 2π . Существенно, что при этом ячейка действовала аналогично фазовой пластинке нулевого порядка (из-за малости наведенного двупреломления) с параметром δ , изменяющимся от 0 до π . Поэтому преобразование поляризации, осуществляемое ячейкой, было одинаковым для всех частот внутри спектральной полосы СПР (около 40 нм) и тем более в полосе

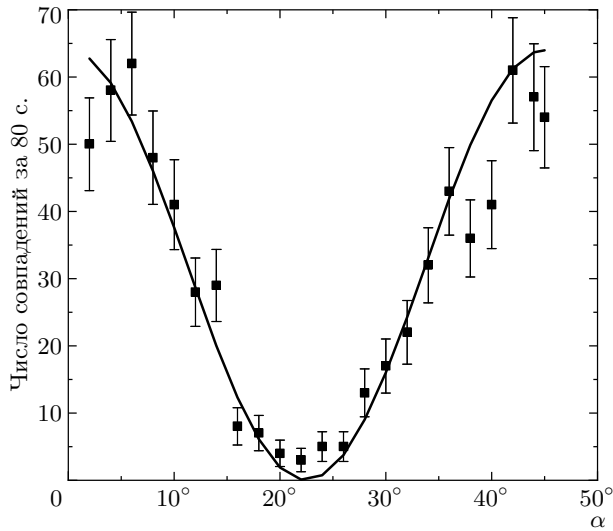


Рис. 7. Скорость счета совпадений в зависимости от угла ориентации α ячейки Поккельса. На ячейку подается полуволновое напряжение (оптическая толщина $\delta = \pi/2$), угол ориентации полуволновой пластинки в пучке накачки $\chi = 22.5^\circ$, фаза $\varepsilon = \pi$, ориентации поляризационных фильтров 45° и -45°

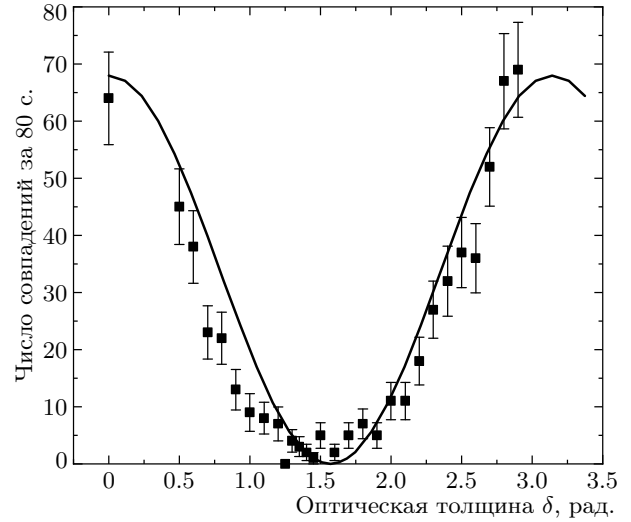


Рис. 8. Скорость счета совпадений в зависимости от оптической толщины ячейки Поккельса δ при ее ориентации $\alpha = 22.5^\circ$. Угол ориентации полуволновой пластинки в пучке накачки $\chi = 22.5^\circ$, фаза $\varepsilon = \pi$, ориентации поляризационных фильтров 45° и -45°

частот, выделяемой интерференционным фильтром. Следует также отметить, что если описывать ячейку Поккельса как фазовую пластинку, то ориентация оптической оси такой пластинки (соответствующая параметру α) будет определяться плоскостью наведенных оптических осей, т. е. составлять угол 45° с направлением, в котором к ячейке прикладывается поле.

В начале измерений при выключенном напряжении на ячейке Поккельса полуволновая пластинка в пучке накачки устанавливалась под углом $\chi = 22.5^\circ$ к вертикали, а фаза ε выбиралась равной π (см. формулу (5)). Такой выбор параметров соответствовал максимуму скорости счета совпадений при положении поляризационных фильтров 45° , -45° (на измерительную схему подавалось состояние $|+45^\circ, -45^\circ\rangle$). После этого на ячейку Поккельса подавалось полуволновое напряжение. Исходная ориентация ячейки соответствовала вертикальному направлению оптической оси; поэтому при подаче полуволнового напряжения состояние бифотона $|+45^\circ, -45^\circ\rangle$ оставалось таким же: ячейка осуществляла поворот на сфере Пуанкаре на угол π относительно оси HV . При вращении ячейки Поккельса состояние бифотона на ее выходе менялось; соответственно, менялась и скорость счета совпаде-

ний. На рис. 7 показана зависимость скорости счета совпадений от угла α между оптической осью ячейки Поккельса и вертикальной осью. Видно, что при ориентации ячейки Поккельса $\alpha = 22.5^\circ$ совпадения практически отсутствовали. Это происходило потому, что в этом случае после ячейки Поккельса состояние $|+45^\circ, -45^\circ\rangle$ переходило в состояние $|H, V\rangle$, ортогональное выделяемому состоянию $|+45^\circ, -45^\circ\rangle$.

Далее угол ориентации ячейки Поккельса устанавливался равным $\alpha = 22.5^\circ$, а напряжение на ячейке менялось от нуля до значения 2.8 кВ. Соответствующая зависимость скорости счета совпадений от параметра δ показана на рис. 8. При $\delta = \pi/2$ наблюдается минимум скорости счета совпадений, как и в предыдущем случае, в силу ортогональности состояний $|H, V\rangle$ и $|+45^\circ, -45^\circ\rangle$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в эксперименте было продемонстрировано приготовление произвольно поляризованных двухфотонных состояний — кутритов. Для генерации таких состояний использовалась схема, не включающая интерферометра; высокая стабильность такой схемы позволит использовать ее при практической передаче квантовой информации. Для полученных произвольно поляризованных двухфо-

тонных состояний был продемонстрирован способ различения ортогональных состояний, основанный на отсутствии совпадений фотоотсчетов в схеме Брауна–Твисса. Возможность различить ортогональные бифотоны-кутриты в эксперименте позволяет использовать их в троичных протоколах передачи квантовой информации и, в частности, в протоколах квантовой криптографии. Расчет и представление на сфере Пуанкаре 12 бифотонных состояний для осуществления троичного аналога протокола BB84 можно найти в [19].

Следует также отметить, что выполненный эксперимент по демонстрации ортогональности бифотонных состояний представляет собой обобщение известного эксперимента по наблюдению так называемого провала Хонга–Оу–Манделя, или эффекта антикорреляции [20]. Ранее такой эффект наблюдался только для пар одинаково поляризованных фотонов [20] или ортогонально поляризованных фотонов [21]; в данной работе этот эффект впервые наблюдается для произвольно поляризованных фотонов в паре.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 02-02-16664 и 03-02-16444), INTAS (№ 2122-01) и Программы поддержки научных школ (№ 166.2003.02). Один из авторов (Л. А. К.) выражает благодарность программе INTAS-YS (грант № 03-55-1971).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Физика квантовой информации*. под ред. Д. Бюмейстера, А. Экерта, А. Цайлингера, Постмаркет, Москва (2002).
2. С. Н. Bennett and G. Brassard, in *Proc. IEEE Int. Conf. on Computers, Systems and Signal Processing*, Bangalore, India, IEEE, New York (1984), p. 175.
3. K. Mattle, H. Weinfurter, P. G. Kwiat, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4656 (1996).
4. A. V. Burlakov, M. V. Chekhova, O. A. Karabutova, D. N. Klyshko, and S. P. Kulik, *Phys. Rev. A* **60**, R4209 (1999).
5. H. Bechmann-Pasquinucci and A. Peres, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3313 (2000).
6. D. Bruss and C. Machiavello, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 127901 (2002).
7. R. Thew, A. Acin, H. Zbinden, and N. Gisin, E-print archives quant-ph/0307122.
8. A. Vaziri, G. Weihs, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 240401 (2002).
9. J. C. Howell, A. Lamas-Linares, and D. Bouwmeester, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 030401 (2002).
10. Yu. Bogdanov, M. Chekhova, S. Kulik, G. Maslennikov, A. Zhukov, C. H. Oh, and M. K. Tey, *Phys. Rev. A* **70**, 042303 (2004).
11. А. В. Бурлаков, Д. Н. Клышко, *Письма в ЖЭТФ* **69**, 795 (1999).
12. А. В. Бурлаков, М. В. Чехова, *Письма в ЖЭТФ* **75**, 505 (2002).
13. У. Шерклифф, *Поляризованный свет*, Мир, Москва (1965).
14. Д. Н. Клышко, *ЖЭТФ* **111**, 1955 (1997).
15. А. С. Чиркин, А. А. Орлов, Д. Ю. Парашук, *КЭ* **20**, 999 (1993).
16. G. Bjork, J. Soderholm, A. Trifonov, P. Usachev, L. L. Sanchez-Soto, and A. V. Klimov, *Proc. SPIE, ICONO 2001: Quantum and Atomic Optics, High-Precision Measurements in Optics, and Optical Information Processing, Transmission, and Storage*, ed. by S. N. Bagayev, S. S. Chesnokov, A. S. Chirkin, and V. N. Zadkov (2002), Vol. 4750.
17. А. А. Жуков, Г. А. Масленников, М. В. Чехова, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 696 (2002).
18. Л. А. Кривицкий, С. П. Кулик, А. Н. Пенин, М. В. Чехова, *ЖЭТФ* **124**, 943 (2003).
19. G. A. Maslennikov, M. V. Chekhova, S. P. Kulik, and A. A. Zhukov, *J. Opt. B* **5**, 530 (2003).
20. C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2044 (1987).
21. Y. H. Shih and A. V. Sergienko, *Phys. Rev. Lett.* **A 186**, 29 (1994).