

ОБЗОРЫ
ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА**Двухфотонная интерференция спектрально запутанных пар,
генерируемых в фотонно-кристаллическом волокне**А. В. Белинский,^a Н. С. Старшинов, А. Б. Федотов*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра математического моделирования и информатики,
кафедра общей физики и волновых процессов.
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

Поступила в редакцию 28.10.2020, после доработки 16.12.2020, принята к публикации 24.01.2021.

Исследована двухчастотная волновая функция бифотонов, генерируемых в процессе спонтанного четырехволнового взаимодействия в фотонно-кристаллическом волокне. Представлен способ оценки степени перепутывания бифотонов по частотно-временным переменным и произведена его экспериментальная апробация. Выявлена степень спектральной антикорреляции двухфотонного волнового пакета, которая может выступать в роли альтернативы по отношению к параметрам Шмидта и Федорова для оценки спектральной запутанности. По результатам двухфотонной интерференции на базе интерферометра Маха—Цендера определен параметр спектральной антикорреляции состояния, формируемого в процессе четырехволнового взаимодействия в фотонно-кристаллическом волокне.

Ключевые слова: спектрально-запутанные фотонные пары, интерферометр Маха—Цендера, спонтанное четырехволновое взаимодействие.

УДК: 535.4. PACS: 03.65.Ud.

ВВЕДЕНИЕ

Спонтанное параметрическое рассеяние (СПР) в кристаллах с квадратичной нелинейностью, предсказанное Д. Н. Клышко в 1967 г. [1], является удобным и наиболее часто используемым процессом для генерации бифотонов, однако данный метод имеет ограниченный набор средств для управления квантовым состоянием рассеянного света из-за заданной дисперсии кристалла, что в свое время привело к активной работе по поиску альтернативных источников коррелированных фотонных пар [2].

Один из таких источников — фотонно-кристаллическое (ФК) оптическое волокно из плавленного кварца, в котором происходит процесс спонтанного четырехволнового взаимодействия (ЧВВ) [3]. Даже с учетом фильтрации от неизбежно возникающего рамановского шума источники этого типа обладают высокой яркостью, а гибко управляемая дисперсия и нелинейность волокна, одномодовый режим в широком спектральном диапазоне позволяют генерировать как факторизуемые, необходимые для создания одиночных провозглашенных фотонов в чистом состоянии, так и широкополосные, сильно антикоррелированные по спектру фотонные пары, обладающие малым временем запутанности.

Стандартное упрощенное описание экспериментов по двухфотонной интерференции с использованием одномодовых операторов рождения a^\dagger и уничтожения a дает возможность рассчитать основные интерференционные эффекты, однако реальные источники фотонных пар обладают непрерывным спектром, поэтому для анализа экспериментальных зависимостей требуется использование формализма фотонных волновых пакетов [4].

Рассмотрение интерференции второго порядка (вероятность совпадения фотоотчетов определяется четвертыми моментами поля) вызывает интерес, поскольку ряд эффектов, в том числе связанных со спектральной запутанностью фотонов, не проявляется при рассмотрении интерференции первого порядка, когда производится измерение скоростей счета на выходных портах интерферометра без учета взаимной корреляции. Аналогичная ситуация наблюдается и в некоторых классических экспериментах, например использование вторых моментов поля не позволяет обнаружить скрытую поляризацию света, для анализа которой нужны более высокие порядки поля [5–7].

Важную роль в анализе интерференции играет неразличимость частиц. Различимые фотоны не интерферируют и могут описываться отдельно как классические частицы. Понятие различимости включает в себя поляризационные, спектральные и временные характеристики фотонов. Например, при увеличении разности центральных частот фотонов глубина провала Хонга—Оу—Мандела [8] экспоненциально убывает. Поляризационная различимость наглядно продемонстрирована в экспериментах с квантовым ластиком [9].

Вне зависимости от типа четырехпортового интерферометра и способа заведения фотонных пар (оба фотона в один входной порт или по одному фотону в каждый входной порт) скорости счета на отдельных детекторах ведут себя так, что интерференционные колебания затухают при задержках, превышающих время когерентности 1-го порядка [10].

Подбором оптимальных параметров нелинейной среды и изменением характеристик накачки можно управлять совместным спектральным распределением фотонных пар. При этом необходимо понимать,

^a E-mail: belinsky@inbox.ru

как эти действия сказываются на интерференционных картинах одиночных отсчетов и их совпадений. Эксперименты показывают, что коррелированные пары фотонов демонстрируют интерференционные эффекты 2-го порядка, зависящие от совместной спектральной структуры двухфотонного волнового пакета, и не могут описываться отдельно друг от друга [11].

Особый интерес вызывает случай заведения фотонной пары со значительной частотной расстройкой в один порт интерферометра (например, после генерации пары в процессе ЧВВ в волокне), когда возможно одновременное проявление однофотонной и двухфотонной интерференции [12, 13]. В случае же одноцветной фотонной пары однофотонная интерференция подавляется эффектом Хонга—Оу—Мандела на первом светоделителе. При наличии сильной временной задержки между фотонами до входа в интерферометр должна возникать интерференция типа Фрэнсона (см., например, [14–16] и цитируемую там литературу). В этом случае каждый фотон пары полностью отделен по времени от своего партнера при прохождении через интерферометр [17].

Цель данной работы — исследование особенностей интерференции фотонных пар, генерируемых с помощью волноводного источника неклассических состояний света, а также экспериментальное определение альтернативного параметрам Шмидта и Федорова параметра спектральной антикорреляции.

1. ГЕНЕРАЦИИ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА В ПРОЦЕССЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Четырехволновое взаимодействие представляет собой параметрический процесс на нелинейности третьего порядка $\chi^{(3)}$, при котором фотоны накачки вследствие взаимодействия с вакуумными флуктуациями электромагнитного поля распадаются на два фотона (сигнальный и холостой). Рассеянные в таком неупругом процессе фотоны оказываются коррелированными по времени своего рождения, а также могут находиться в спектрально запутанном состоянии, что проявляется в нефакторизуемости их совместной амплитуды.

Зачастую в экспериментах используется одноцветная накачка, поэтому для протекания процесса в скалярном случае (все участвующие во взаимодействии волны имеют одинаковую поляризацию) необходимо выполнение закона сохранения энергии и условия фазового синхронизма в следующем виде [2]:

$$\Delta\omega = 2\omega_p - \omega_s - \omega_i = 0, \quad (1)$$

$$\Delta k = 2k(\omega_p) - k(\omega_s) - k(\omega_i) - 2\gamma P = 0, \quad (2)$$

где $\omega_p, \omega_s, \omega_i$ — частоты накачки, сигнальных и холостых фотонов, k — их волновые векторы, P — пиковая мощность импульсов накачки, γ — нелинейный коэффициент волокна. При импульсной накачке соотношение (1) выполняется с точностью до спектральной ширины импульсов накачки. Последнее слагаемое (2) описывает нелинейный набег фазы. Использование сверхкоротких импульсов позволяет

значительно повысить число генерируемых фотонов N за счет увеличения пиковой мощности накачки: $N \sim (\gamma PL)^2$.

Одномодовые фотонно-кристаллические волокна могут также обладать значительным двулучепреломлением за счет анизотропии сердцевинки или вариации размера воздушных отверстий в ФК-оболочке, что позволяет сохранять поляризацию вводимого излучения и реализовывать векторные режимы ЧВВ, допускающие генерацию ортогонально поляризованных фотонных пар [18].

Использование векторного режима ЧВВ дает возможность значительно изменять карты фазового согласования, обеспечивая значительно большую отстройку сигнальных и холостых длин волн. В ФК-волокне с двулучепреломлением возможны 4 различные конфигурации поляризации накачки и рассеянных фотонов. По аналогии с СПР I и II типов доступные конфигурации можно разделить на две группы: в векторном ЧВВ I типа 2 фотона накачки в одной поляризационной моде генерируют сигнальный и холостой фотоны в ортогональной моде, а в векторном ЧВВ II типа фотоны накачки берутся из разных поляризационных мод и рождают ортогонально поляризованные фотонные пары. Анализ показывает, что в процессах, обеспечивающих генерацию сигнального фотона в быстрой (f) моде, условия синхронизма могут соблюдаться только в области нормальной дисперсии. Из двух оставшихся режимов наиболее удобным для экспериментов (с учетом доступного диапазона работы кремниевых лавинных фотодетекторов) является векторное ЧВВ II типа в поляризационной геометрии $s_p + f_p = s_s + f_i$, обеспечивающей генерацию сигнального фотона в медленной (s) моде.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ И ИЗУЧЕНИЯ ФОТОННЫХ ПАР

Для генерации спектрально запутанных фотонных пар была создана установка (рис. 1), позволяющая с высокой эффективностью получать спектрально запутанные фотонные пары за счет векторного ЧВВ II типа при использовании двух ортогонально поляризованных волн накачки и 40-сантиметрового коммерчески доступного ФК-волокна NL-PM-750 с двумя поляризационными модами [19]. Такие волокна имеют сердцевину из плавленного кварца и микроструктурированную оболочку, состоящую из чередующихся воздушных отверстий. Волокно NL-PM-750 обладает высоким коэффициентом нелинейности $\gamma = 0.1 \text{ Вт}^{-1}\text{м}^{-1}$ и нулем дисперсии групповой скорости (ДГС) на $750 \pm 15 \text{ нм}$. Диаметр сердцевинки составляет около 1.6 мкм.

В качестве накачки используется фемтосекундный титан-сапфировый лазер, формирующий импульсы длительностью 50–150 фс FWHM в диапазоне длин волн 760–840 нм с частотой повторения 92 МГц, энергией в импульсе до 5 нДж и горизонтальной поляризацией.

Для того, чтобы избежать группового разбегания генерируемых ЧВВ-компонент, лазерное излучение с центральной длиной волны $\lambda_p = 800 \text{ нм}$ и длительностью импульса 50 фс раскладывается в спектр на отражающей дифракционной решетке с дальнейшей

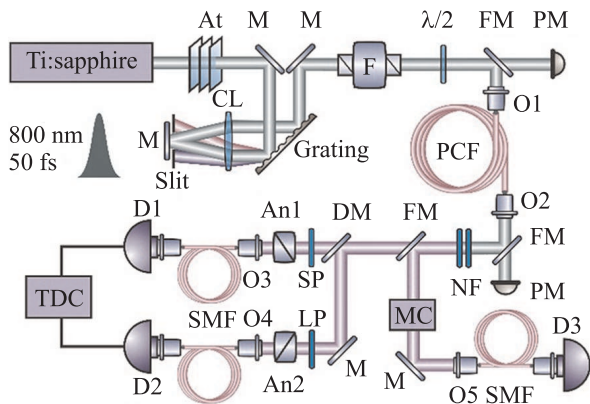


Рис. 1. Экспериментальная установка для генерации фотонных пар [19]. At — фильтры, М — зеркала, F — изолятор Фарадея, CL — цилиндрическая линза, $\lambda/2$ — полуволновая пластинка, O — объективы, PM — измерители мощности, FM — откидные зеркала, PCF — фотоннокристаллическое волокно, NF — notch-фильтры NF-808, MC — монохроматор, DM — дихроическое зеркало с длиной волны отсечки 805 нм, SP — коротковолновый фильтр, LP — длинноволновый фильтр, An — анализаторы Глана—Тейлора, SMF — одномодовые волокна, D — кремниевые лавинные фотодетекторы, TDC — времяцифровой преобразователь

спектральной фильтрацией с помощью щели. Это позволяет формировать импульсы с длительностью порядка 300 фс, которые далее используются в качестве накачки.

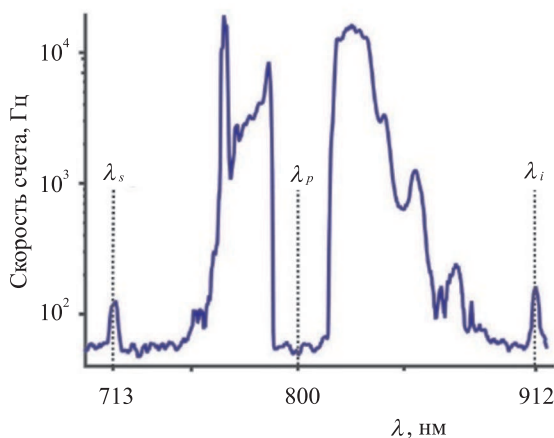
Значительные потери энергии, неизбежно возникающие при спектральной фильтрации на щели, позволяют избежать генерации суперконтинуума, формируемого в области аномальной дисперсии высоконелинейного ФК-волокна за счет различных нелинейно-оптических процессов: фазовой самомодуляции, ЧВВ, генерации солитонов и дисперсионных волн. В противном случае сверхуширение спектра не позволяет эффективно выделять коррелированные фотонные пары. На выходе из ФК-волокна установлены узкополосные notch-фильтры NF-808 с центральной длиной волны 808 нм и шириной полосы 34 нм, обеспечивающие ослабление мощности накачки не менее чем на 12 порядков для защиты кремниевых лавинных фотодетекторов (SPAD).

Далее, с помощью откидного зеркала FM излучение может быть направлено либо на монохроматор и однофотонный детектор для исследования спектрального состава в режиме счета фотонов, либо на интерферометры Брауна—Твисса или Маха—Цендера для проведения корреляционных и интерференционных измерений. Дихроическое зеркало DM пространственно разделяет фотоны с длинами волн больше и меньше 805 нм. Перед каждым из детекторов установлены интерференционные фильтры SP и LP для подавления шумовых рамановских фотонов в сигнальном и холостом канале.

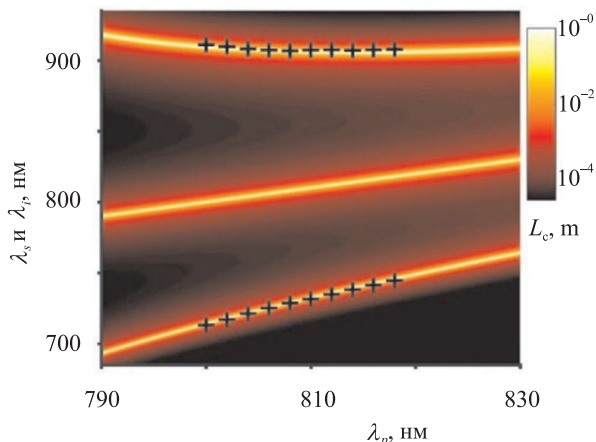
Таким образом, установка [19] позволяет управлять основными параметрами накачки (центральной длиной волны, шириной спектра, поляризацией, chirпом и мощностью излучения), а также исследовать спектральные и корреляционные характеристики генерируемых фотонных пар.

На рис. 2, а представлен спектр излучения на выходе из ФК-волокна [19], измеренный в режиме счета фотонов. Видны хорошо разрешенные пики на длинах волн $\lambda_s = 713$ нм и $\lambda_i = 912$ нм, соответствующие сгенерированным ЧВВ-компонентам, а также широкий пик спонтанного рамановского рассеяния, маскирующий коррелированные фотонные пары. Его максимум отстроен от длины волны накачки на ~ 30 нм. В области 800 нм излучение блокируется notch-фильтрами. На рис. 2, б показано сравнение рассчитанной на основе дисперсии волокна спектральной карты процесса $s_p + f_p = s_s + f_i$ с экспериментально измеренными длинами волн сигнального и холостого фотонов.

Измерение статистических свойств генерируемых полей осуществляется с помощью однофотонных кремниевых лавинных фотодетекторов модели MPD-050 с разрешением ~ 50 пс, которые регистрируют одиночные фотоны и выдают электрические импульсы, обрабатываемые быстрой электронной платой TimeHarp 260P. Схема совпадений TimeHarp 260P имеет 2 канала с разрешением по времени 25 пс и мертвым временем 25 нс. Измеренное разрешение всей схемы совпадений на базе детекторов MPD-050 составляет ~ 50 пс. Скорость счета совпадений сигнальных и холостых фото-



а



б

Рис. 2. Спектр излучения на выходе из ФК-волокна при накачке на 800 нм (а), спектральная карта векторного ЧВВ II типа (цвет) и результаты измерения сигнальных и холостых длин волн (крестики) (б) [19]

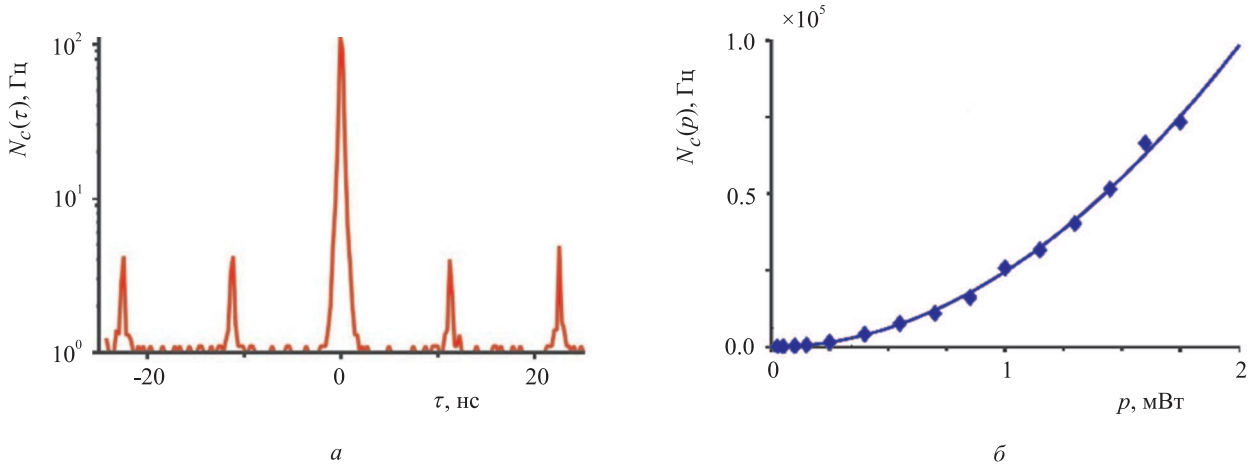


Рис. 3. Скорость счета совпадений N_c сигнальных и холостых фотонов в зависимости от разности времен между отсчетами (а), средней мощности накачки (б) [19]

нов N_c , измеренная в зависимости от разницы между временем их регистрации τ , изображена на рис. 3, а. Резкий пик при $\tau = 0$ указывает на сильную корреляцию пар фотонов в пределах одного импульса накачки, а малые пики, возникающие с периодом в 10.9 нс, соответствуют совпадениям в соседних импульсах (частота повторения используемого Ti:Sa лазера составляет 92 МГц). Высота центрального пика за вычетом средней высоты всех остальных пиков отображает количество зарегистрированных фотонных пар. Ширина пиков совпадений на полувысоте составляет ~ 50 пс, что соответствует временному разрешению коррелятора.

На рис. 3, б показана чистая скорость счета совпадений (без учета совпадений в соседних импульсах) сигнальных и холостых фотонов, демонстрирующая квадратичную зависимость от средней мощности накачки в соответствии с теоретическими предсказаниями [18]. Поскольку скорость генерации достигает 10^5 пар в секунду, а импульсы накачки поступают в ФК-волокно с частотой повторения 92 МГц, вероятность генерации фотонной пары на импульс составляет примерно одну тысячную, что свидетельствует о протекании сугубо неклассического спонтанного процесса ЧВВ.

Непосредственным признаком неклассичности света может являться антигруппировка или сверхгруппировка регистрируемых фотоотсчетов, определяемая с помощью нормированной корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}(\tau)$ (при $\tau = 0$ она носит название *параметр группировки*, или *нормированный четвертый момент поля*). Функция $g^{(2)}(\tau)$ несет информацию о вероятности многофотонного излучения и для стационарного источника определяется как [2]

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}^\dagger(t+\tau) \hat{a}(t+\tau) \hat{a}(t) \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}(t) \rangle^2}, \quad (3)$$

где $\hat{a}^\dagger(t)$ и $\hat{a}(t)$ — операторы рождения и уничтожения фотонов в момент времени t , а угловые скобки обозначают усреднение по квантовому состоянию. На практике корреляционная функция определяется через число совпадений и единичных фотоотсчетов в схеме Брауна—Твисса. Важным свойством $g^{(2)}(\tau)$ является то, что ее значение не искажается при наличии потерь в системе. Эта особенность позволяет

проводить измерение с помощью разбалансированных светоделителей или в условиях, когда квантовая эффективность используемых детекторов существенно различается.

В частном случае $g^{(2)}(\tau = 0)$ может быть записана через операторы числа фотонов в моде:

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle \hat{n}(\hat{n} - 1) \rangle}{\langle \hat{n} \rangle^2} = 1 + \frac{\sigma_n^2 - \langle \hat{n} \rangle}{\langle \hat{n} \rangle^2}, \quad (4)$$

где σ_n^2 — дисперсия, а $\langle \hat{n} \rangle$ — среднее число фотонов. Для когерентного света с пуассоновской статистикой $\sigma_n^2 = \langle \hat{n} \rangle$ и $g^{(2)}(0) = 1$. Если дисперсия больше среднего, то $g^{(2)}(0) > 1$, что свидетельствует о суперпуассоновской статистике и группировке фотонов, свойственной классическим световым полям, например тепловому излучению с $g^{(2)}(0) = 2$. Сверхгруппировка $g^{(2)}(0) \gg 1$ наблюдается для двухфотонного света с примесью вакуума, причем с ростом мощности накачки и, как следствие, числа генерируемых пар N , $g^{(2)}(0)$ уменьшается $\sim N^{-1}$ и в пределе яркого сжатого вакуума становится равной 2 [20].

В случае нестационарного (импульсного) источника удобно определить дискретную форму корреляционной функции второго порядка как

$$g^{(2)}[m] = \frac{\langle \hat{a}^\dagger[l] \hat{a}^\dagger[l+m] \hat{a}[l+m] \hat{a}[l] \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger[l] \hat{a}[l] \rangle^2},$$

где l и m принимают целочисленные значения (номера импульсов). Поскольку фотоны в соседних импульсах независимы, $g^{(2)}[\neq 0] = 1$ и интерес представляет только значение $g^{(2)}[0]$, которое может быть выражено через экспериментально измеримые величины с использованием грубого масштаба времени, не учитывающего распределение фотонов внутри импульса.

Поскольку в описываемом эксперименте используется пространственное разделение сигнальных и холостых фотонов по частотам с помощью дихроического зеркала, измеряется *кросс-корреляционная* функция второго порядка:

$$g_{\text{si}}^{(2)}[0] = \frac{N_c \Delta T}{N_s N_i T_{\text{rep}}}, \quad (5)$$

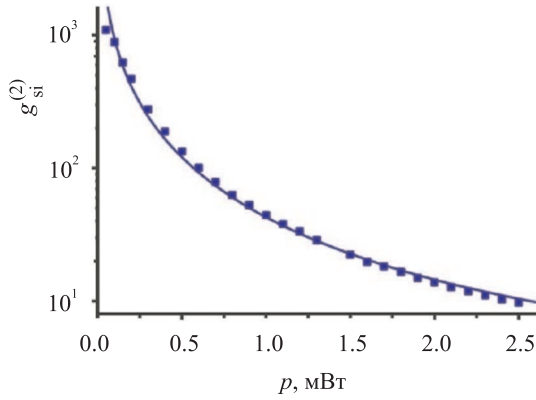


Рис. 4. Кросс-корреляционная функция $g_{si}^{(2)}$ в зависимости от средней мощности накачки [19]

где N_s и N_i — число зарегистрированных фотонов в сигнальном и холостом каналах за время накопления ΔT , N_c — количество совпадений, а T_{rep} — период следования импульсов накачки. На рис. 4 представлена измеренная в эксперименте кросс-корреляционная функция $g_{si}^{(2)}[0]$, демонстрирующая, в соответствии с теоретическими предсказаниями, сверхгруппировку в области слабой накачки и уменьшение с ростом средней мощности. Согласно (5) значение $g_{si}^{(2)}[0]$ пропорционально центральному пику совпадений на рис. 3, а.

Доступная для измерения сверхгруппировка ($\sim 10^3$) ограничена сверху темновыми отсчетами детекторов (для МРД-050 их уровень составляет порядка 50 Гц) и другими источниками некоррелированных фотонов, например от спонтанного рамановского рассеяния в волокне или внешней засветки. Типичные значения $g_{si}^{(2)}[0]$, получаемые в СПР-экспериментах в кристаллах, достигают 10^8 [20].

При удалении расположенных перед детекторами интерференционных фильтров (см. рис. 1) измеряемое значение $g_{si}^{(2)}[0] = 2$, что соответствует регистрации некоррелированных шумовых фотонов с тепловой статистикой, возникающих в результате спонтанного рамановского рассеяния.

3. КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАПУТАННОСТИ

При выполнении условий синхронизма (1)–(2) гамильтониан взаимодействия света с нелинейной средой имеет вид

$$\hat{H}_{\text{int}} = \kappa(\hat{a}_s^+ \hat{a}_i^+ - \hat{a}_s \hat{a}_i),$$

где первый член описывает рождение коррелированных сигнального и холостого фотонов за счет уничтожения двух фотонов накачки, а коэффициент κ включает нелинейную восприимчивость среды $\chi^{(3)}$ и пиковую мощность накачки P . В случае немонохроматической накачки в результате взаимодействия образуется состояние [21]

$$|\Psi\rangle = |0\rangle_i |0\rangle_s + \kappa \iint F(\omega_i, \omega_s) |\omega_i\rangle |\omega_s\rangle d\omega_i d\omega_s, \quad (6)$$

описывающее коррелированные фотонные пары, генерируемые на сигнальных и холостых частотах ω_s и ω_i . Квадрат модуля совместной спектральной амплитуды $F(\omega_i, \omega_s)$ при соответствующей нормировке является плотностью распределения фотонов по спектру. В случае импульсной накачки функция $F(\omega_i, \omega_s)$ может быть представлена в виде произведения $F(\omega_i, \omega_s) = S(\omega_i, \omega_s)\varphi(\omega_i, \omega_s)$, в котором

$$S(\omega_i, \omega_s) = \exp\left(-\frac{(\omega_s + \omega_i - 2\omega_p)^2}{2\sigma_p^2}\right),$$

$$\varphi(\omega_i, \omega_s) = \text{sinc}\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \exp\left(\frac{i\Delta k L}{2}\right),$$

где $S(\omega_i, \omega_s)$ — огибающая спектра накачки, σ_p^2 — спектральная дисперсия излучения накачки, а функция $\varphi(\omega_i, \omega_s)$ описывает условия фазового согласования для процесса ЧВВ в волокне длины L .

На рис. 5 показан вид огибающей спектра накачки и функция фазового согласования, рассчитанные [22] для ФК-волокна NL-PM-750 при накачке спектрально-ограниченными импульсами шириной 3 нм FWHM с пиковой мощностью $P = 50$ Вт. В координатах длин волн сигнального и холостого фотонов график $|S(\omega_i, \omega_s)|^2$ имеет вид наклоненной под углом 45° полосы (рис. 5, а), что отражает закон сохранения энергии с точностью до спектральной ширины накачки, а $|\varphi(\omega_i, \omega_s)|^2$ представляет собой осциллирующую sinc-функцию (рис. 5, б) под углом θ , зависящим от соотношения групповых скоростей фотонов.

Таким образом, результирующая плотность распределения фотонов (рис. 5, в) может управляться путем изменения длины волны накачки с учетом дисперсии волокна. В частности, в области нуля ДГС реализуется случай, когда угол наклона функции фазового синхронизма близок к 45° . В таких условиях возможна генерация широкополосных фотонных пар со спектральной антикорреляцией.

Поскольку в общем случае $F(\omega_i, \omega_s)$ не факторизуется на произведение некоторых функций $\varphi(\omega_i)$ и $\psi(\omega_s)$, состояние (6) является спектрально запутанным. Количественно спектральная запутанность может быть охарактеризована с помощью ряда параметров, среди которых наиболее часто используются параметр Шмидта K и энтропия запутанности фон Неймана S [23].

Разложение Шмидта позволяет представить функцию $F(\omega_i, \omega_s)$ в виде бесконечной суммы факторизованных слагаемых:

$$F(\omega_i, \omega_s) = \sum_n \sqrt{\lambda_n} \psi_n(\omega_i) \phi_n(\omega_s), \quad (7)$$

где коэффициенты Шмидта λ_n и функции $\varphi_n(\omega)$, $\psi_n(\omega)$ находятся как собственные значения и собственные функции интегральных уравнений:

$$\int K_1(\omega, \omega') \psi_n(\omega') d\omega' = \lambda_n \psi_n(\omega), \quad (8)$$

$$\int K_2(\omega, \omega') \phi_n(\omega') d\omega' = \lambda_n \phi_n(\omega), \quad (9)$$

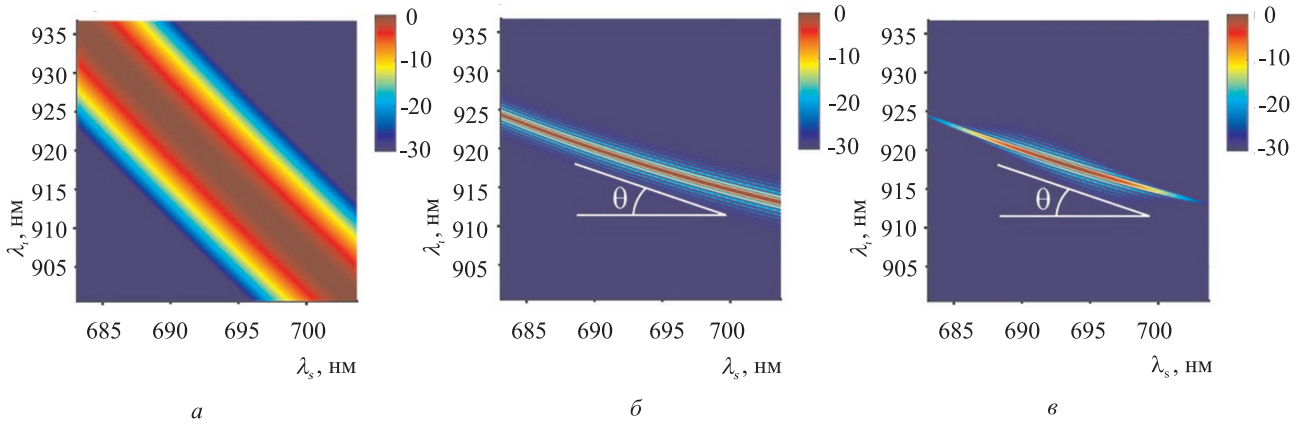


Рис. 5. Квадраты модулей огибающей накачки $|S(\omega_i, \omega_s)|^2$ (а) и функции фазового согласования $|\varphi(\omega_i, \omega_s)|^2$ (б), совместное спектральное распределение фотонной пары (в) [22]

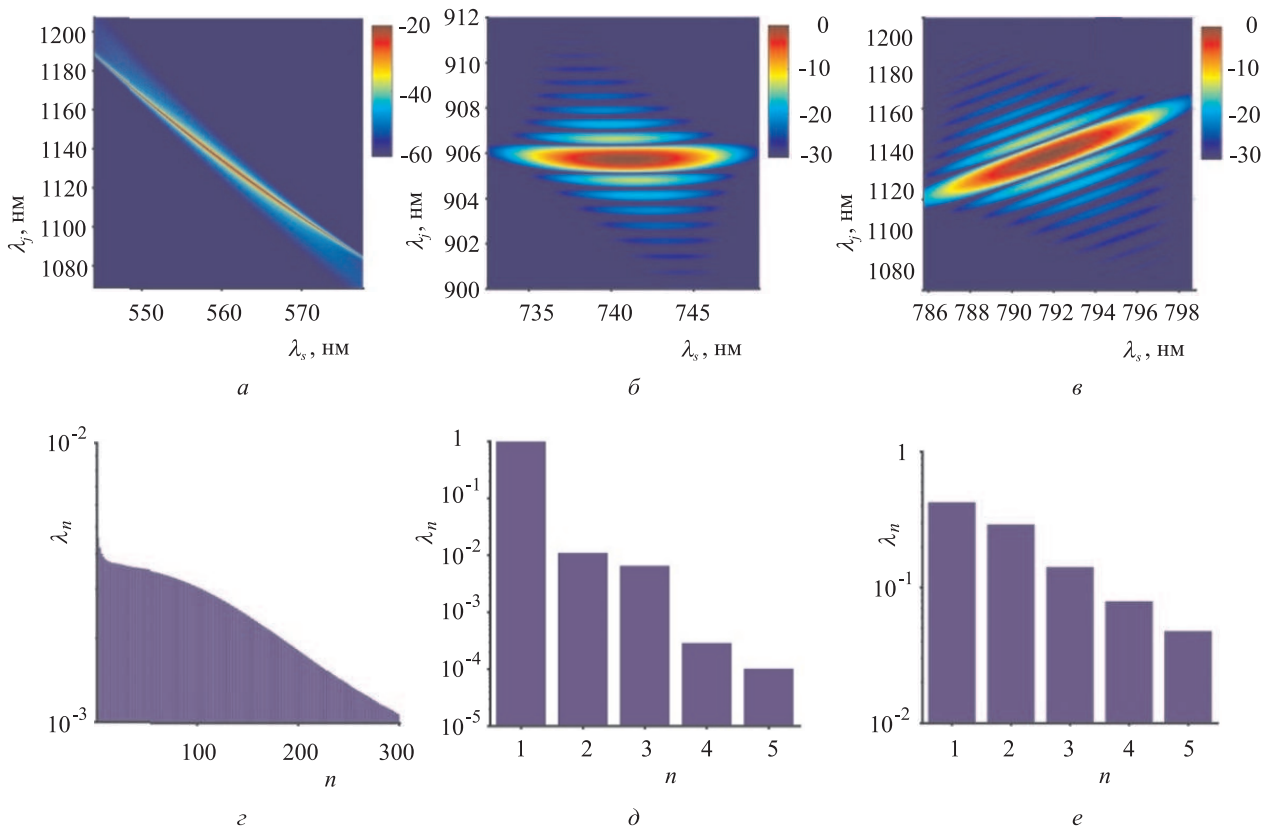


Рис. 6. Совместные спектральные распределения фотонной пары при длине волны накачки 750 нм (а), 800 нм (б), 850 нм (в) и соответствующие им коэффициенты Шмидта (г, д, е) [22]

где $K_1(\omega, \omega') = \int F(\omega, \omega'') F^*(\omega', \omega'') d\omega''$ и $K_2(\omega, \omega') = \int F(\omega'', \omega) F^*(\omega'', \omega') d\omega''$. Если состояние (6) факторизуемое, то $\lambda_n = 1$, а остальные собственные значения равны нулю. В таком случае параметр Шмидта $K = 1/\sum_n \lambda_n^2$, определяющий эффективную размерность гильбертова пространства, необходимого для описания спектрального состояния фотонной пары, равен 1. Если $K > 1$, то (6) нельзя представить в виде произведения однофотонных состояний на частотах сигнальной и холостой мод. Чем больше энтропия фон Неймана $S = -\sum_n \lambda_n \log_2 \lambda_n$, тем более запутанным является двухфотонное состояние (6).

Для численного решения интегральных уравнений (8)–(9) их ядра были дискретизированы и представлены в виде матриц $N \times N$ [22], где N соот-

ветствует числу отличных от нуля коэффициентов Шмидта или эффективной размерности гильбертова пространства ($\sim 10^2 - 10^3$ в зависимости от скорости сходимости численного решения). На рис. 6 представлены совместные спектральные распределения и коэффициенты Шмидта для различных длин волн накачки, рассчитанные для фотонной пары на выходе из волокна с указанными выше параметрами при накачке двумя ортогонально поляризованными импульсами с гауссовыми огибающими, обеспечивающими протекание векторного ЧВВ II типа в поляризационной геометрии $s_p + f_p = s_s + f_i$.

При накачке с центральной длиной волны $\lambda_p = 800$ нм наблюдается почти горизонтальная полоса в центре карты спектрального распределения

(рис. 6, б), соответствующая $\approx 98\%$ вероятности генерации фотонной пары. Поскольку практически вся ширина $\Delta\omega_s \approx 35$ ТГц в пределах этой полосы соответствует одной спектральной моде Шмидта (рис. 6, д), а все остальные коэффициенты близки к нулю, на выходе из волокна преобладает факторизуемое двухфотонное состояние, пригодное для создания источника одиночных провозглашенных фотонов [2, 24, 25]. В противном случае при детектировании одного из фотонов было бы возможно получить часть спектральной информации о состоянии другого.

В диапазоне от 800 до 850 нм формируется фотонная пара с положительной частотной корреляцией (рис. 6, в). Регистрация холостого фотона с большей длиной волны ведет к регистрации сигнального фотона также с большей длиной волны за счет немонахроматичности накачки. В этом случае разложение (7) уже не сводится к одному члену — двухфотонное состояние, генерируемое на выходе волокна, больше не факторизуется, а определяется суперпозицией нескольких мод Шмидта (рис. 6, е). Эффективная размерность гильбертова пространства, необходимая для описания фотонной пары в этом случае, составляет $K \approx 3.4$.

Широкополосное сверхзапутанное состояние генерируется при накачке в области нуля ДГС волокна (рис. 6, а). В этом случае спектр λ_n простирается до очень больших n (рис. 6, з), а двухфотонное состояние (6) является суперпозицией очень большого числа пар мод Шмидта (эффективная размерность гильбертова пространства K больше 300). Совместное распределение имеет вид сильно вытянутой узкой полосы, причем наблюдается типичная спектральная антикорреляция между частотными компонентами фотонных пар.

Таким образом, результаты расчетов [22] показывают, что ЧВВ II типа в ФК-волокне NL-PM-750 позволяет в широком диапазоне управлять степенью спектральной запутанности фотонной пары за счет изменения длины волны накачки. Исследуемый процесс обеспечивает генерацию как факторизуемых, так и широкополосных сильно антикоррелированных по спектру фотонных пар.

4. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СПЕКТРАЛЬНО ЗАПУТАННЫХ ФОТОННЫХ ПАР

Численное решение интегральных уравнений (8)–(9) позволило оценить параметр Шмидта K на основе совместной спектральной амплитуды фотонной пары, рассчитанной из условий синхронизма и дисперсии волокна [22]. Экспериментальное же определение K фактически требовало бы восстановления матрицы плотности путем проведения сложной процедуры квантовой томографии с ростом числа измерений, пропорциональным квадрату размерности гильбертова пространства N . Таким образом, недостатком параметра Шмидта является невозможность его экспериментального измерения для произвольного состояния. Тем не менее для различных двухфотонных состояний параметр Шмидта оказывается близок к параметру Федорова [26], равному отношению ширины одночастичного спектра

и спектра совпадений, непосредственно измеримых в эксперименте. Для осуществления такого измерения необходимо использовать два монохроматора и регистрировать спектры в сигнальном и холостом каналах в режиме счета фотонов. Альтернативный параметр для характеристики спектральной запутанности может определяться в эксперименте двухфотонной интерференции.

Когда в интерферометр Брауна—Твисса или Маха—Цендера поступает одиночный фотон, интерференционные явления как первого (первый порядок по интенсивности, второй порядок по полю — регистрируются отдельные отсчеты), так и второго (второй порядок по интенсивности, четвертый порядок по полю — регистрируются совпадения) порядков могут быть описаны классически. Значительно более сложная физическая картина, требующая квантово-механического описания, возникает при заведении на интерферометр двухфотонных состояний [13]. В частности, коррелированные фотонные пары демонстрируют неклассические интерференционные эффекты второго порядка, зависящие от совместной спектральной амплитуды двухфотонного волнового пакета, что позволяет связать регистрируемые интерференционные картины с параметрами запутанности фотонных пар.

Рассмотрим основные особенности интерференции коррелированных фотонных пар с непрерывным спектром. Введем оператор рождения фотонного волнового пакета [27]:

$$\hat{a}_\omega^\dagger = \int_0^\infty F(\omega) \hat{a}^\dagger(\omega) d\omega,$$

где $F(\omega)$ — комплексная спектральная амплитуда, удовлетворяющая условию нормировки $\int_0^\infty |F(\omega)|^2 d\omega = 1$, а операторы рождения и уничтожения фотонов на частоте ω удовлетворяют соотношению $[\hat{a}(\omega), \hat{a}^\dagger(\omega')] = \delta(\omega - \omega')$. В таком случае для операторов фотонного волнового пакета выполняется стандартное коммутационное соотношение $[\hat{a}_\omega, \hat{a}_\omega^\dagger] = 1$ и положительно-частотная часть поля (аналитический сигнал) в момент t выражается через временной профиль сигнала:

$$\begin{aligned} \hat{E}^{(+)}(t) &= \int_0^\infty \hat{a}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega = F(t) \hat{a}_\omega, \\ F(t) &= \int_0^\infty F(\omega) e^{-i\omega t} d\omega. \end{aligned}$$

В приведенных обозначениях разновременная корреляционная функция Глаубера первого порядка, определяющая вероятность однофотонного поглощения в момент t при задержке τ , записывается в виде:

$$G^{(1)}(t, \tau) = \langle \hat{E}^{(-)}(t + \tau) \hat{E}^{(+)}(t) \rangle = F^*(t + \tau) F(t).$$

Используя эти соотношения, можно получить выражение для нормированной корреляционной функции [28]:

$$g(\tau) = \frac{\int G^{(1)}(t, \tau) dt}{\int G^{(1)}(t, 0) dt} = \int_0^\infty |F(\omega)|^2 e^{i\omega\tau} d\omega$$

и ввести время когерентности фотонного волнового пакета:

$$t_c \equiv \pi^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} |g(\tau)|^2 d\tau.$$

Однофотонным состояниям с центральной частотой ω_0 и гауссовской спектральной амплитудой ширины σ $F(\omega) = (2\pi\sigma^2)^{-1/4} \exp[-(\omega - \omega_0)^2/4\sigma^2]$ соответствует нормированная корреляционная функция [28]:

$$g(\tau) = \exp\left[-\frac{\sigma^2\tau^2}{2}\right],$$

поэтому время когерентности при $\sigma \ll \omega_0$ равно обратной ширине спектра:

$$t_c = 1/\sigma. \quad (10)$$

Таким образом, вне зависимости от типа интерферометра и способа заведения фотонных пар (оба фотона в один входной порт или по одному фотону в каждый), скорости счета на отдельных детекторах ведут себя так, что интерференционные колебания затухают при задержках, превышающих время когерентности t_c . Такое поведение однофотонных пакетов наблюдалось, например, в работе [10].

Для описания интерференции коррелированных фотонных пар необходимо использовать операторы рождения двухфотонных волновых пакетов с совместной спектральной амплитудой $F(\omega_1, \omega_2) \neq F(\omega_2, \omega_1)$:

$$\begin{aligned} |\omega_1, \omega_2\rangle &= \hat{p}^\dagger |0\rangle_1 |0\rangle_2 = \\ &= \iint F(\omega_1, \omega_2) a_1^\dagger(\omega_1) a_2^\dagger(\omega_2) |0\rangle_1 |0\rangle_2 d\omega_1 d\omega_2. \end{aligned}$$

Вводя аналогичным образом аналитические сигналы и рассматривая совместный двухфотонный волновой пакет с центральными частотами $\omega_i^{(0)}$ и $\omega_s^{(0)}$ и амплитудой

$$\begin{aligned} F(\omega_i, \omega_s) &= (2\pi\sigma^2)^{-1/2} (1 - \mu^2)^{-1/4} \times \\ &\times \exp\left[-\frac{(\omega_i - \omega_i^{(0)})^2 + (\omega_s - \omega_s^{(0)})^2 -}{4\sigma^2(1 - \mu^2)} \right. \\ &\quad \left. - 2\mu \frac{(\omega_i - \omega_i^{(0)})(\omega_s - \omega_s^{(0)})}{4\sigma^2(1 - \mu^2)} \right], \end{aligned}$$

следуя [28], при условии, что $\sigma \ll \omega_i^{(0)}, \omega_s^{(0)}$, получаем выражение для нормированной корреляционной функции второго порядка и времени совместной когерентности интерференционных колебаний в совпадениях фотоотсчетов:

$$\begin{aligned} g(\tau, \tau') &= \exp\left[-\frac{\sigma^2(\tau^2 + 2\mu\tau\tau' + \tau'^2)}{2} \right], \\ t_{\pm} &\equiv \pi^{-1/2} \int |g(\tau, \pm\tau)|^2 d\tau, \\ t_+ &= \frac{1}{\sigma\sqrt{2(1 + \mu)}}, \end{aligned} \quad (11)$$

где μ — произвольная степень спектральной корреляции ($-1 < \mu < 1$), а t_{\pm} соответствует длительности интерференционных колебаний в совпадениях фотоотсчетов на суммарной и разностной частотах. Когда $\mu = 0$, совместный пакет факторизуется на два независимых гауссовских однофотонных волновых пакета.

Согласно (11) факторизуемые двухфотонные состояния демонстрируют осцилляции на суммарной частоте в сигнале совпадений, затухающие на временах, в $\sqrt{2}$ меньших времени когерентности t_c . Для полностью антикоррелированных по спектру волновых пакетов ($\mu = -1$) время совместной когерентности t_+ становится бесконечным, поэтому колебания на суммарной частоте в сигнале совпадений не затухают при увеличении задержки, что отражает сугубо неклассическую природу спектрально-запутанных фотонных пар [13]. В эксперименте, измерив времена когерентности отдельных фотонных волновых пакетов t_c и определив время совместной когерентности t_+ по картине совпадений, можно далее вычислить степень спектральной антикорреляции μ согласно (10) и (11).

На рис. 7 изображена часть экспериментальной установки для исследования фотонных пар на базе интерферометра Маха—Цендера, оснащенного зеркалом с пьезоинерционной подвижкой нанометрового разрешения Q-545, позволяющей с высокой точностью изменять разность длин оптических путей интерферометра.

Фотонные пары с длинами волн $\lambda_i = 912$ нм и $\lambda_s = 713$ нм, полученные в процессе четырехволнового взаимодействия при накачке с центральной длиной волны $\lambda_p = 800$ нм, с предварительным ослаблением накачки notch-фильтрами, подаются на один из входных портов интерферометра Маха—Цендера. На другом входе 50% светоделителя — вакуумное состояние. Два узкополосных фильтра на 920 и 730 нм, установленных перед детекторами под углом, обеспечивают удаление рамановского шума из каналов и регистрацию фотонов исключительно на сигнальных и холостых частотах. Поскольку оба используемых интерференционных фильтра имеют

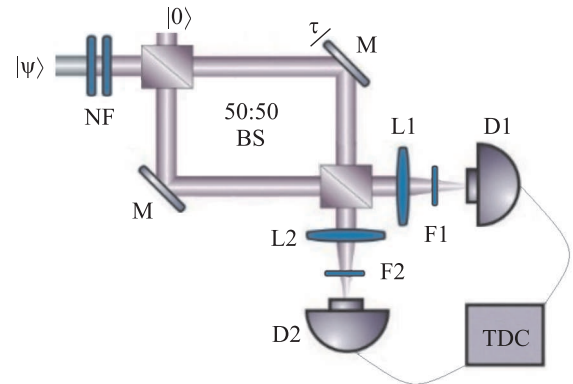


Рис. 7. Схема интерферометра Маха—Цендера. BS — 50%-е светоделители, M — зеркала, τ — пьезоинерционная подвижка, NF — notch-фильтры NF-808, F1, F2 — узкополосные фильтры на 920 и 730 нм, D1, D2 — кремниевые лавинные фотодетекторы, TDC — время-цифровой преобразователь

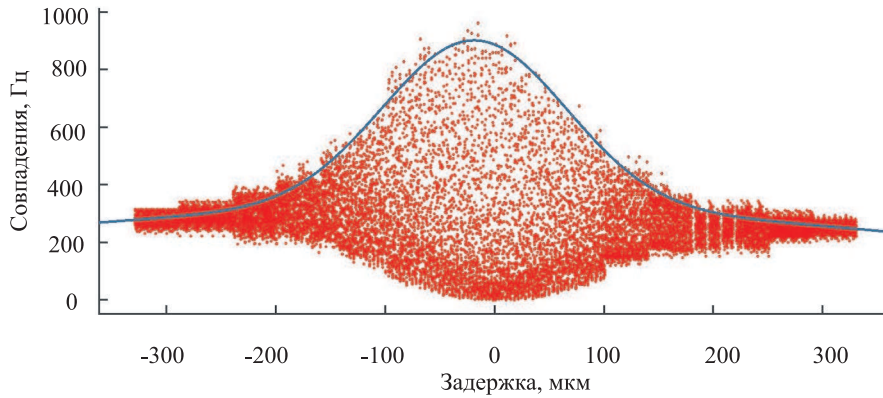


Рис. 8. Интерференционная картина совпадений фотоотчетов детекторов D1 и D2 (красный) и ее огибающая (синий)

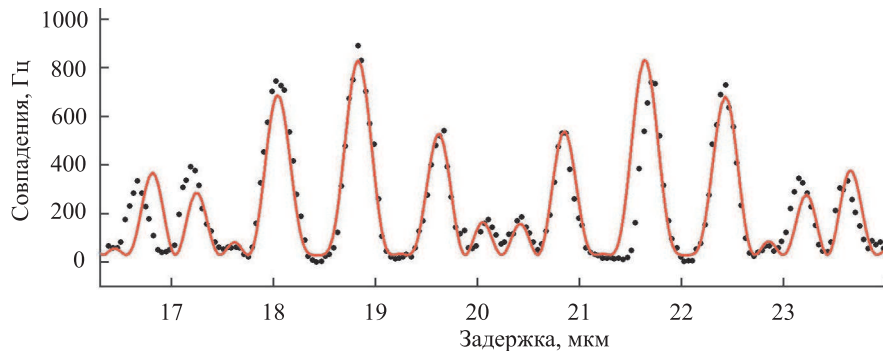


Рис. 9. Скорость счета совпадений в области малой задержки. Экспериментальные точки (черный) и теоретическая кривая биений (красный)

достаточно широкую полосу пропускания (~ 10 нм на полувысоте) по сравнению с полосами сигнальных и холостых фотонов (см. рис. 6, б), в вышеприведенных расчетах не учитывается спектральная фильтрация. Регистрация совпадений осуществляется кремниевыми лавинными фотодетекторами моделей MPD-050 и электронной платой TimeHarp 260P, характеристики которых описаны в разд. 2. Измеренное разрешение всей схемы совпадений составляет ~ 50 пс.

В схеме есть возможность одновременно наблюдать интерференцию первого и второго порядков; в первом случае в зависимости от разности оптических длин интерферометра ΔL регистрируется количество отдельных отсчетов на выходе одного из портов интерферометра, во втором — скорость совпадения на двух детекторах.

На рис. 8 представлена измеренная зависимость скорости счета совпадений сигнальных и холостых фотонов N_c от разности оптических длин интерферометра ΔL .

Длины когерентности сигнального и холостого фотонов l_c (~ 45 и 30 мкм соответственно) определяются как значения задержки интерферометра по уровню $1/2$ от функции видности соответствующих интерференционных картин отсчетов на каждом из детекторов по отдельности (измеренные функции видности представлены далее на рис. 11).

В области $\Delta L < l_c$ в картине совпадений наблюдаются характерные биения с частотами сигнального и холостого фотонов и видностью, близкой к 100%.

В области $\Delta L > l_c$ в схеме совпадений регистрируются колебания на суммарной частоте.

Интерференционные картины одиночных отсчетов, формируемые при заведении на схему Маха—Цендера волновых пакетов когерентного состояния с соответствующей спектральной шириной, аналогичны случаю заведения запутанных фотонных пар [10]. Однако при рассмотрении интерференции второго порядка зависимости существенно различаются: в случае когерентного состояния осцилляции в совпадениях быстро затухают, в то время как для коррелированных фотонных пар колебания на суммарной частоте могут простираются далеко за пределы длин когерентности первого порядка. Таким образом, интерференционные картины совпадений демонстрирует наличие нелокальных квантовых эффектов: задержка, соответствующая 50%-м значениям видности, почти в 3 раза превышает длины когерентности отдельных интерферирующих фотонов (рис. 11).

Измеренная в интерферометре Маха—Цендера кросс-корреляционная функция $g^{(2)}$ представлена на рис. 12. Наблюдается явно выраженный провал, демонстрирующий меньшие тенденции к группировке фотонов в области нулевой задержки, что может быть связано с одновременным влиянием интерференции первого и второго порядков. Эта гипотеза подтверждается тем, что уменьшение корреляционной функции происходит при величинах задержки, сравнимых с длинами когерентности сигнальных и холостых фотонов, которые были определены с помощью функций видности для картин соответствующих скоростей отсчетов.

Детальный вид корреляционной функции, а также интерференционных картин совпадений и одиночных

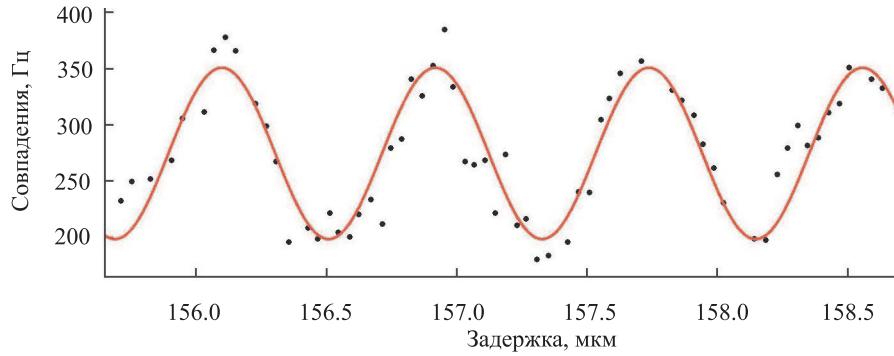


Рис. 10. Скорость счета совпадений при $\Delta L > l_c$. Экспериментальные точки (черный) и теоретическая кривая (красный)

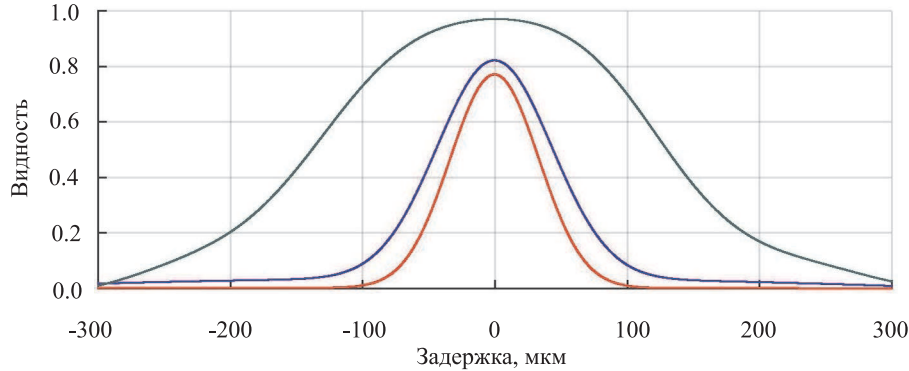


Рис. 11. Видности интерференционных картин совпадений (зеленый) и скоростей счета в холостом (красный) и сигнальном (синий) каналах по отдельности

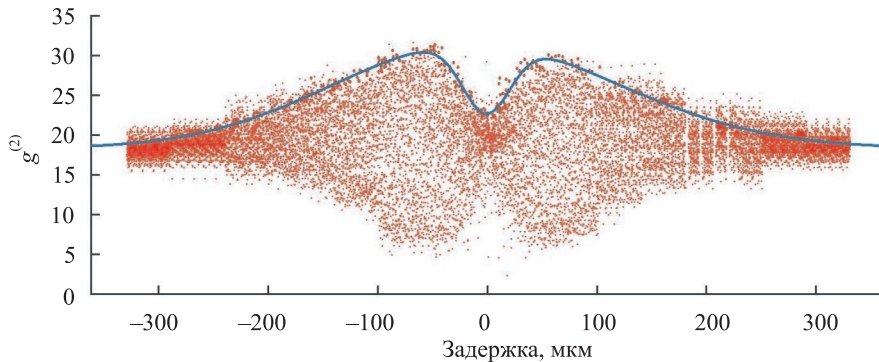


Рис. 12. Зависимость корреляционной функции второго порядка от величины задержки интерферометра

отсчетов может быть вычислен с использованием формализма фотонных волновых пакетов, если известна совместная спектральная амплитуда пары. Экспериментальное значение степени спектральной антикорреляции μ , рассчитанное в предположении равенства спектральных ширин однофотонных волновых пакетов, для состояния, формируемого при длине волны накачки 800 нм, составляет -0.95 ± 0.05 , что свидетельствует о высокой степени спектральной запутанности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в ходе работы экспериментально показано, что спектрально-запутанные двухфотонные состояния, формируемые в фотонно-кристаллическом волокне в процессе ЧВВ, демонстрируют нелокальные неклассические интерференционные эффекты 2-го порядка, зависящие от совместной спектральной ам-

плитуды коррелированных фотонных пар. Это позволяет экспериментально связать регистрируемые интерференционные картины со степенью спектральной антикорреляции двухфотонного волнового пакета, которая может выступать в роли альтернативного по отношению к параметрам Шмидта и Федорова параметра для характеристики спектральной запутанности. По результатам двухфотонной интерференции на базе интерферометра Маха—Цендера определен параметр спектральной антикорреляции состояния, формируемого на выходе из исследуемого фотонно-кристаллического волокна при длине волны накачки 800 нм. Измеренное значение -0.95 ± 0.05 свидетельствует о высокой степени спектральной запутанности, что подтверждается теоретической оценкой рассчитанного параметра Шмидта. Результаты этого рассмотрения могут быть полезны для линейно-оптических квантовых вычислений и дальнейшего изучения природы квантовой запутанности.

Экспериментальные измерения пространственной корреляции угловых спектров бифотонов показали ее отсутствие, что не позволяет использовать такого рода источники для формирования двумерных фантомных изображений. Однако измерение фантомных спектров вполне возможно и дает прекрасные результаты.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 18-01-00598А и № 18-02-01091А).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Klyshko D.N.* // Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. 1967. **6**. P. 23.
2. *Migdall A., Polyakov S.V., Fan J.* et al. Single-Photon Generation and Detection: Physics and Applications. Academic Press, 2013. V. 45.
3. *Wang L.J., Hong C.K., Friberg S.R.* // J. of optics B: Quantum and semiclassical optics. 2001. **3**, N 5. P. 346.
4. *Belinsky A.V., Klyshko D.N.* // Laser Physics. 1994. **4**, N 4. P. 663.
5. *Клышко Д.Н.* // ЖЭТФ. 1997. **111**. С.1955.
6. *Belinskii A.V., Klyshko D.N.* // Laser Physics. 1992. **2**, N 2. P. 112.
7. *Belinsky A.V., Klyshko D.N.* // Phys. Lett. A. 1992. **166**, N 5. P. 303.
8. *Hong C.K., Ou Z.-Y., Mandel L.* // Phys. Rev. Lett. 1987. **59**, N 18. P. 2044.
9. *Walborn S.P., Terra Cunha M.O., Padua S.* et al. // Phys. Rev. A. 2002. **65** (3).
10. *Larchuk T.S., Campos R.A., Rarity J.G.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. **70**, N 11. P. 1603.
11. *Белинский А.В., Клышко Д.Н.* // УФН. 1993. **163**, № 8. С. 1.
12. *Trenti A., Borghi M., Mancinelli M.* et al. One and two-photon quantum interference in a Mach-Zehnder interferometer // Nonlinear Optics and its Applications IV. International Society for Optics and Photonics, 2016. **9894**. P. 98940W.
13. *Shih Y.H., Sergienko A.V., Rubin M.H.* et al. // Phys. Rev. A. 1994. **49**, N 5. P. 4243.
14. *Franson J.D.* // Phys. Rev. A. 1991. **44**. P. 4552.
15. *Belinskii A.V.* // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 1993. **76**, N 5. P. 750.
16. *Белинский А.В.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2021. В печати.
17. *Rarity J.G., Tapster P.R., Jakeman E.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. **65**, N 11. P. 1348.
18. *Lin Q., Yaman F., Agrawal G.P.* // Phys. Rev. A. 2007. **75**, N 2. P. 023803.
19. *Petrov N.L., Voronin A.A., Fedotov A.B.* et al. // Appl. Phys. B. 2019. 125, N 3. P.54.
20. *Клышко Д.Н.* // УФН. 1994. 164, № 11. P. 1187.
21. *Garay-Palmett K., McGuinness H.J., Offir Cohen* et al. // Optics express. 2007. 15, N 22. P. 14870.
22. *Petrov N.L., Voronin A.A., Fedotov A.B.* et al. // Phys. Rev. A. American Physical Society, 2019. **100**, N 3. 033837.
23. *Law C.K., Walmsley I.A., Eberly J.H.* // Phys. Rev. Lett. 2000. **84**, N 23. P. 5304.
24. *Hong C.K., Mandel L.* // Phys. Rev. Lett. American Physical Society. 1986. **56**, N 1. P. 58.
25. *Petrov N.L., Fedotov A.B., Zheltikov A.M.* // Optics Communications. 2019.
26. *Fedorov M.V., Efremov M.A., Volkov P.A.* et al. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. IOP Publishing, 2006. **39**, N 13. P. S467.
27. *Loudon R.* The Quantum Theory of Light. 3rd edition. Oxford University, 2000.
28. *Campos R.A., Saleh B.E., Teich M.C.* // Phys. Rev. A. 1990. **42**, N 7. P. 4127.

Two-Photon Interference of Spectrally Entangled Pairs Generated in a Photonic Crystal Fiber

A. V. Belinsky^a, N. S. Starshinov, A. B. Fedotov

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^abelinsky@inbox.ru.

The two-frequency wave function of biphotons generated in the process of spontaneous four-wave mixing in a photonic crystal fiber is studied. A method for estimating the degree of entanglement of biphotons by time-frequency variables is presented and tested experimentally. The degree of spectral anticorrelation of a two-photon wave packet, which can be used as an alternative to the Schmidt and Fedorov parameters for estimating spectral entanglement, is revealed. The results on two-photon interference in a Mach—Zehnder interferometer are used to determine the parameter of spectral anticorrelation for the state generated in the four-wave mixing process in the photonic crystal fiber.

Keywords: spectrally entangled photon pairs, Mach—Zehnder interferometer, spontaneous four-wave mixing.

PACS: 03.65.Ud.

Received 28 October 2020.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2021. **76**, No. 2. Pp. 61–72.

Сведения об авторах

1. Белинский Александр Витальевич — доктор физ.-мат. наук, профессор; e-mail: belinsky@inbox.ru.
2. Старшинов Никита Сергеевич — студент; e-mail: nss.20.96@mail.ru.
3. Федотов Андрей Борисович — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: ab.fedotov@physics.msu.ru.