Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 7, с. 584 – 591 © 2026 г. 10 октября

Генерация высококоррелированных бифотонов в периодически-поляризованных оптических волокнах

М. А. Смирнов[a,f 1)], *М. М. Миннегалиев*[b], *О. А. Ермишев*[b], *И. В. Федотов*[c,f], *А. А. Воронин*[c,f], *А. Б. Федотов*[c,d], *А. С. Калашникова*[e], *Ю. П. Яценко*[f], *В. В. Вельмискин*[f], *А. Ф. Косолапов*[f], *А. В. Гладышев*[f]

[a] *Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ, 420111 Казань, Россия*

[b] *Казанский квантовый центр, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ, 420111 Казань, Россия*

[c] *Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[d] *Российский квантовый центр, 121205 Сколково, Москва, Россия*

[e] *Национальный исследовательский технологический университет "МИСиС", 119049 Москва, Россия*

[f] *Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 августа 2026 г.
После переработки 2 сентября 2026 г.
Принята к публикации 2 сентября 2026 г.

Созданы и исследованы образцы двулучепреломляющих периодически-поляризованных оптических волокон, обладающих квадратичной восприимчивостью $\chi^{(2)}$. Показано, что созданные оптические волокна позволяют получать фазовый квазисинхронизм типа-0, типа-I и типа-II. Исследована генерация бифотонов в данных оптических волокнах на основе спонтанного параметрического рассеяния с длиной волны излучения в ближнем инфракрасном диапазоне вблизи 1540 нм. Экспериментально продемонстрирована высокая степень временной корреляции генерируемых бифотонов при использовании непрерывного лазерного излучения от титан-сапфирового лазера для возбуждения процесса. Показано, что значение соответствующей кросс-корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}$ может превышать 10 000, что является одним из самых больших значений среди оптоволоконных источников бифотонов.

DOI: 10.7868/S3034576626100112

Введение. Запутанные фотонные пары, или бифотоны, представляют собой квантовые состояния света, которые играют важную роль в фундаментальных научных исследованиях и передовых технологических разработках. Запутанные фотоны позволяют проводить эксперименты по проверке базовых принципов квантовой механики, исследовать природу реальности и локальности [1–4]. Такие квантовые состояния важны для современных квантовых технологий: в квантовой визуализации [5, 6], в разработках квантового повторителя с использованием оптической квантовой памяти [7–11], в квантовых вычислениях [12, 13], а также в спектроскопии труднодоступных спектральных диапазонов [14]. Чаще всего такие состояния создаются на основе нелинейно-оптических процессов, таких как спонтанное параметрическое рассеяние (СПР) в нелинейных кристаллах [15–17] и спонтанное четырехволновое смешение (СЧВС) в оптических волокнах [18–23].

Оптические волокна идеально подходят для создания источников бифотонов благодаря высокой локализации света в сердцевине и протяженной длине нелинейного взаимодействия в световодах. Более того, широкие возможности оптоволоконных технологий открывают путь к разработке компактных и доступных квантовых систем. Однако сравнительно низкая эффективность СЧВС-генерации и конкуренция со стороны других нелинейных процессов внутри оптического волокна, среди которых можно выделить спонтанное комбинационное рассеяние [18, 24], существенно ограничивающее возможности получения бифотонных полей с высокими метриками производительности. В частности, к таким метрикам относят кросс-корреляционную функцию второго порядка $g^{(2)}$, иногда используя вместо нее отношение совпадений к случайным событиям (Coincidences-to-Accidentals Ratio – CAR), а также яркость источника в виде скорости совпадений фотонов.

Современным стандартом считаются значения $g^{(2)} > 10^4$, которые уже были успешно продемон-

[1)] e-mail: MASmirnov@kai.ru

стрированы в ряде работ, посвященных ярким источникам на различных платформах в режиме непрерывной накачки: в кристаллах, таких как периодически поляризованный ниобат лития (PPLN) [25–27], в нанофотонных световодах на основе ниобата лития [28], в микро-кольцевых резонаторах [29]. Если в вышеуказанных материалах генерация фотонных пар осуществлялась на длинах волн с близкими значениями, то в случае оптических волокон сравнительно высокие значения $g^{(2)}$ были достигнуты только для режимов генерации с большой (>100 ТГц) частотной отстройкой между фотонами [30, 31], при которой вклад шумовых фотонов становится минимальным. Яркая генерация близких по длине волны бифотонов возможна в периодически поляризованных оптических волокнах (Periodically-Poled Silica Fiber – PPSF) [32], где благодаря индуцированной нелинейной восприимчивости второго порядка реализуется СПР процесс [33, 34]. В одной из работ по генерации бифотонов в PPSF [35] было достигнуто $g^{(2)} \approx 2400$ с использованием детекторов одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодов. В настоящее время для качественной характеризации источников бифотонов требуются более высокоточные детекторы, например, на основе сверхпроводящих нанопроволок.

В данной работе созданы образцы периодически поляризованных оптических волокон и исследована генерация бифотонов в PPSF с использованием непрерывной накачки и сверхпроводящих однофотонных детекторов. Была экспериментально продемонстрирована генерация бифотонов в ближнем инфракрасном диапазоне, измерены кросс-корреляционная функция второго порядка и скорость совпадений генерируемых фотонных пар при различной мощности непрерывной лазерной накачки. На основе экспериментальных данных сделаны выводы о параметрах процесса генерации в исследуемом оптическом волокне.

Теория СПР в PPSF. Стабильная нелинейная восприимчивость второго порядка $\chi^{(2)}$ может быть искусственно создана в оптических волокнах с помощью термической поляризации (термического полинга) [32, 36]. Эта методика заключается во "вмораживании" поперек сердцевины световода сильного постоянного электрического поля E_{DC}, которое нарушает изотропию стекла и приводит к тому, что световод можно рассматривать как нелинейную среду с эффективной квадратичной восприимчивостью $\chi^{(2)} = 3\chi^{(3)}E_{DC}$ [37], где $\chi^{(3)}$ – нелинейная восприимчивость третьего порядка. Дополнительная модификация образца с помощью создания периодической структуры в поляризации позволяет достичь более эффективной нелинейно-оптической генерации на заданной длине волны благодаря фазовому квазисинхронизму [32, 36].

СПР представляет собой нелинейный параметрический процесс, при котором фотон высокоинтенсивного лазерного излучения (накачки) преобразуется в бифотон, состоящий из двух коррелированных фотонов [4]. В этом случае закон сохранения энергии имеет вид $\omega_s + \omega_i = \omega_p$, где ω_p – круговая частота накачки, а $\omega_{s,i}$ – круговые частоты дочерних фотонов (называемых сигнальным и холостым фотонами, соответственно). Для эффективной генерации фотонов необходимо выполнение условий фазового согласования (синхронизма). В поляризованном волокне согласование достигается путем периодического стирания квадратичной нелинейности с помощью интенсивного лазерного излучения, фокусируемого на сердцевину через боковую поверхность волокна. В результате образуется периодически поляризованное волокно (PPSF), в котором нелинейная восприимчивость $\chi^{(2)}$ промодулирована с некоторым периодом Λ. Условие фазового согласования в таких образцах имеет вид [34, 38]:

$$\Delta\beta = \beta(\omega_p) - \beta(\omega_s) - \beta(\omega_i) - 2\pi/\Lambda = 0, \qquad (1)$$

где $\beta(\omega_j) = n_{\text{eff}}\,\omega/c$ – функции постоянных распространения; n_{eff} – эффективный показатель преломления моды. Параметр Λ является ключевым и выбирается таким образом, чтобы компенсировать рассогласование фаз между взаимодействующими световыми волнами $\Delta\beta$.

Квантовое состояние, создаваемое на выходе PPSF, будет описываться вектором состояния вида [34, 38]:

$$|\Psi\rangle \propto \chi^{(2)} L \iint d\omega_s d\omega_i F(\omega_s, \omega_i)\hat{a}_s^+(\omega_s)\hat{a}_i^+(\omega_i)\,|0\rangle_s\,|0\rangle_i \qquad (2)$$

где $|0\rangle_s\,|0\rangle_i$ – вакуумное состояние для спектральных мод сигнального и холостого фотонов; $\hat{a}_j^+(\omega_j)$ – оператор рождения для соответствующей спектральной моды; $\chi^{(2)}$ – эффективная нелинейная восприимчивость второго порядка, индуцированная в волокне в результате процесса полинга; L – длина световода; $F(\omega_s, \omega_i)$ – это функция совместной спектральной амплитуды (ССА), модуль квадрата которой имеет смысл плотности вероятности генерации фотонной пары с круговыми частотами фотонов ω_s и ω_i. Функция ССА зависит от параметров оптического волокна следующим образом [34, 38]:

$$F(\omega_s, \omega_i) = \int !d\omega_p \alpha(\omega_p)\mathrm{sinc}(\Delta\beta L/2)\exp(i\Delta\beta L/2), \qquad (3)$$

где $\alpha(\omega_p)$ – функция спектральной огибающей накачки. Спектральная яркость генерируемых бифотонов определяется как $I \sim |FF^*|$, что в условиях непрерывной накачки приводит к зависимости вида $I(\omega_p, \omega_s, \omega_i) \sim \mathrm{sinc}^2[\Delta\beta(\omega_p, \omega_s, \omega_i)L/2]$.

Генерация пар характеризуется измерением нормированной кросс-корреляционной функции второго порядка, рассчитанной как [30]:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{R_{cc}(\tau)}{R_1 R_2 \tau_b}, \tag{4}$$

где $R_{cc}(\tau)$ – измеренная скорость совпадений, R_1 – скорость отсчетов в сигнальном канале, R_2 – скорость отсчетов в холостом канале, τ_b – временной интервал, в пределах которого считаются совпадения $R_{cc}(\tau)$. Здесь частота совпадений R_{cc} является функцией задержки времени прихода фотонов τ, в то время как R_1,R_2 и τ_b являются постоянными, которые объединяются для получения частоты случайных совпадений $R_{ac} = R_1 R_2 \tau_b$. Важной информацией является полная скорость совпадений $R = \sum_i R_{cc}(\tau_i)$, которая учитывает все совпадения отсчетов в некотором доверительном временном интервале. Если при большом времени наблюдения резонансный знаменатель $R_1 R_2 \to 0$, то $g^{(2)}(\tau) \to \infty$ согласно формуле (4), соответственно. В тоже время экспериментальные исследования функции $g^{(2)}(\tau)$ показывают ограничения данного предельного перехода, вызванное шумовыми фотонами разного происхождения: темновые отсчеты детекторов, спонтанное комбинационное рассеяние, люминесценция от примесей в оптическом волокне. В этих обстоятельствах обеспечение условий, при которых измерение функции $g^{(2)}(\tau)$ позволит достигнуть высоких значений ($> 10^4$), представляет собой нетривиальную задачу.

Отметим, что функция $g^{(2)}(\tau)$ представляет собой отношение частоты коррелированных совпадений $R_{cc}(\tau)$ к частоте случайных совпадений R_{ac}. Хотя значения $R_{cc}(\tau)$ и R_{ac} зависят от потерь измерительных систем, значение $g^{(2)}(\tau)$ не зависит от них, что позволяет напрямую извлекать скорость генерации пар и ширину полосы пропускания фотонов СПР из измеренной функции $g^{(2)}(\tau)$ [39]. Более того, чем больше значение $g^{(2)}$, тем сильнее временные корреляции между регистрируемыми фотонами. Таким образом, с увеличением $\mathrm{g}^{(2)}(\tau)$ уменьшается вероятность ошибки при регистрации бифотона, что увеличивает достоверность при передаче данных с его помощью.

Изготовление PPSF и его нелинейно-оптические свойства. Для данной работы был изготовлен специальный двулучепреломляющий световод, в образцах которого методом термического полинга [32] создавалась нелинейность второго порядка. Схема изготовления образцов PPSF представлена на рис. 1a. Для размещения электродов оболочка световода имела два воздушных отверстия, идущих параллельно сердцевине по обе стороны от нее. Диаметр отверстий составлял ~ 50 мкм, а расстояние между ними ~ 25 мкм. Полинг образцов световода длиной 15 см проводился в течение 20 мин при температуре 250 °C и приложенном напряжении 8 кВ от высоковольтного источника (HV). После полинга электроды удалялись из образца. Для выполнения условий фазового согласования выражение (1) проводилось периодическое стирание нелинейности $\chi^{(2)}$ вдоль оси волокна с периодом $\Lambda = 61$ мкм, рассчитанным из дисперсии эффективного показателя преломления основной моды световода. Для стирания нелинейности поляризованное волокно помещалось на прецизионной трансляционной подвижке (TS) и с пространственным периодом Λ облучалось через боковую поверхность образца фемтосекундным излучением на длине волны 515 нм.

Были проведены предварительные эксперименты по генерации второй гармоники (Second Harmonic Generation – SHG) в изготовленном PPSF. Измерения проводились с использованием лазерного источника суперконтинуума в качестве накачки. Результаты представлены на рис. 1b в виде спектров второй гармоники. В этом эксперименте поляризация накачки была ориентирована под углом 45° относительно оптических осей световода. Измеренные спектры показали наличие слабого двулучепреломления в PPSF. Двулучепреломление приводит к спектральному разделению трех фазовых согласований, зависящих от поляризации накачки. На рисунке 1b показано выполнение условий фазового синхронизма для генерируемых сигналов с длинами волн $\lambda_{\mathrm{SHG}} = 769.6$ нм (тип-0), $\lambda_{\mathrm{SHG}} = 766.6$ нм (тип-I) и $\lambda_{\mathrm{SHG}} = 771.5$ нм (тип-II). В рамках данного исследования нас интересует последний тип генерации, поскольку обратный ему процесс, СПР тип-II, является очень перспективным для генерации поляризационно-запутанных фотонов в широком спектральном диапазоне, не требующей дополнительной компенсации [33].

Предполагая использование непрерывной накачки, мы численно рассчитали спектры СПР типа-II в зависимости от отстройки длины волны накачки относительно λ_{SHG}. Расчеты осуществлялись на основе выражений (1)–(3). Результаты представлены на рис. 1c в виде спектральной карты нормi-

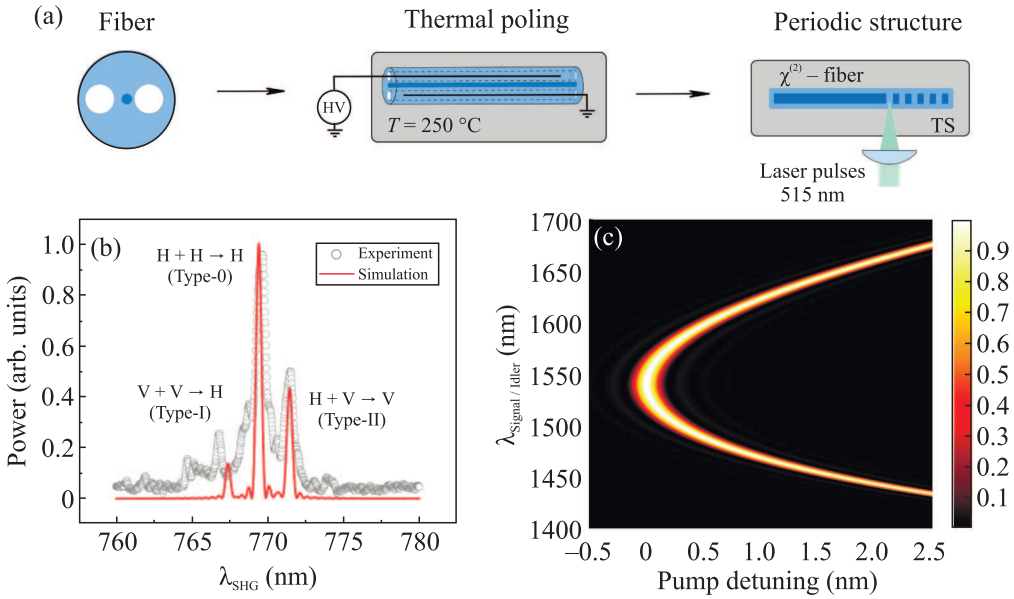

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схема изготовления исследуемых образцов PPSF. На схеме представлены: вид поперечного сечения световода, принципиальная схема установки для термического полинга, принципиальная схема установки для создания периодической структуры в поляризованных световодах. (b) – Экспериментально измеренные спектры генерации второй гармоники на выходе PPSF (серые кружки). Слабое двулучепреломление в PPSF приводит к спектральному разделению трех фазовых согласований, зависящих от поляризации. Непрерывной линией показан результат соответствующего численного моделирования, выполненного с использованием дисперсионных характеристик мод исследуемого световода. (c) – Теоретическая спектральная карта настройки спектра СПР излучения типа-II в PPSF в зависимости от отстройки длины волны накачки

рованной спектральной яркости $I_{\mathrm{norm}}(\omega_p, \omega_s, \omega_i) = \mathrm{sinc}^2[\Delta\beta(\omega_p, \omega_s, \omega_i)L/2]$. Для удобства данная карта изображена в координатах длин волн $\lambda_j = 2\pi c/\omega_j$, соответствующих частотам бифотонов. При расчетах спектра СПР типа-II использовались дисперсионные характеристики мод исследуемого световода, полученные с помощью численного моделирования его оптических свойств методом конечных элементов. На представленном рисунке видно, что в случае, когда длина волны накачки СПР процесса установлена вблизи пика генерации второй гармоники (типа-II), в PPSF могут генерироваться широкополосные бифотоны с полосой пропускания ~ 100 нм, что согласуется с данными, полученными в работе [33].

Экспериментальная методика. Экспериментальные исследования проводились на созданной установке, принципиальная схема которой представлена на рис. 2a. Генерация бифотонов осуществлялась с использованием в качестве накачки непрерывного Ti:Sa-лазера с длиной волны излучения $\lambda_p = 772$ нм. Мощность лазерного излучения на входе в волокно контролировалась с помощью оптического аттенюатора. Максимальная мощность после аттенюатора составляла $P_{\mathrm{in}} \approx 300$ мВт. Эффективность заведения лазерной накачки в исследуемое волокно составляла $\approx 50\,\%$. Излучение накачки заводилось в волокно через асферическую линзу с фокусным расстоянием 6.2 мм и числовой апертурой 0.4 (C110TMD-B, Thorlabs). Мощность лазерной накачки P, распространяющейся через световод, измерялась на выходе из PPSF. Поляризация излучения накачки контролировалась с помощью полуволновой пластинки на входе в PPSF.

Излучение на выходе из PPSF отражалось от пары диэлектрических зеркал (BB1-E04, Thorlabs). После этого генерируемые бифотоны пропускались через каскад из трех оптических фильтров F1 (FEL1350, FEL1500, FELH1500, Thorlabs). Далее очищенное от накачки генерируемое излучение заводилось в стандартное оптическое волокно (SMF-28) длиной ≈ 100 м. Регистрация фотонов осуществлялась с помощью сверхпроводящих однофотонных детекторов SSPD (TW85, Scontel), эффективность которых составляла 75 %, фазовое дрожание сигнала (джиттер) ~ 10 пс, а темновые отсчеты 1 Гц в непрерывном режиме регистрации фотонов. Типичная эффективность регистрации генерируемых фотонов с учетом оптических потерь в схеме (от выхода PPSF до детекторов SSPD) по нашим оценкам составляет $\sim 10^{-2}$. Выходные сигналы с однофо-

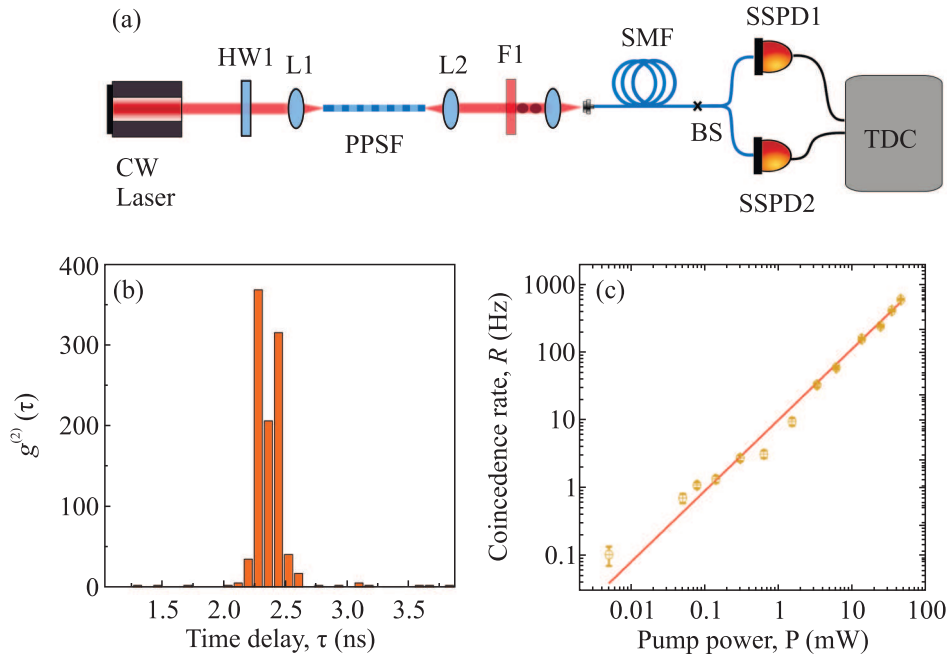

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Принципиальная схема экспериментальной установки генерации бифотонов и исследовании их корреляционных характеристик. Обозначения на схеме: CW Laser – непрерывный лазер накачки; HW – полуволновая пластина; PPSF – периодически-поляризованное одномодовое оптическое волокно; L1 и L2 – асферические линзы; F1 – каскад оптических фильтров; SSPD – сверхпроводящие однофотонные детекторы; SMF – одномодовое оптическое волокно; BS – оптоволоконный светоделитель; TDC – время цифровой преобразователь. (b) – Временная гистограмма корреляционной функции $g^{(2)}$ относительно временного интервала между отсчетами на детекторах τ ($P = 300$ мкВт). (c) – Зависимость полной скорости совпадений R от мощности лазерной накачки P. Кружочками обозначены измеренные значения, непрерывной линией – аппроксимация линейной функцией

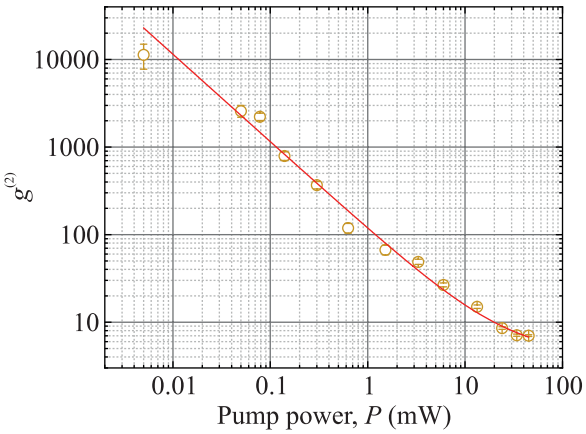

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость кросс-корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}$ от мощности лазерной накачки P. Кружочками обозначены значения, вычисленные по данным экспериментов, непрерывной линией – аппроксимация рациональной функцией

тонных детекторов поступали на многоканальный временно-цифровой преобразователь TDC (ID801, ID Quantique), позволяющий измерять скорости счета фотонов в каждом из каналов, скорости совпадений отсчетов между каналами в зависимости от временной задержки между отсчетами с шагом дискретизации $\tau_b \approx 80$ пс.

Измерение кросс-корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}(\tau)$ проводилось в оптической схеме Ханбери Брауна и Твисса, в которой разделение фотонов осуществлялось с использованием оптоволоконного поляризационно нечувствительного светоделителя BS (TW1550R5F1, Thorlabs), выходы которого подключались к сверхпроводящим детекторам.

Результаты экспериментов и их обсуждение. В ходе экспериментов были измерены временные зависимости скорости совпадений $R_{cc}(\tau)$, а также скорости отсчетов R_1 и R_2 на детекторах SSPD1 и SSPD2, соответственно. В качестве примера на рис. 2b представлена гистограмма функции $g^{(2)}(\tau)$, вычисленной с помощью формулы 4 (мощность накачки $P = 300$ мкВт). Ширина интервалов разбиения соответствует разрешению счетчика совпадений TDC. Гистограмма демонстрирует полуширину $\Delta\tau \approx 240$ пс, которая, вероятнее всего, обусловлена дисперсией групповых скоростей при распространении генерируемых бифотонов по длинному оптоволоконному кабелю SMF (см. рис. 2a). Действительно, фотоны, распространяясь по оптическому волок-

ну, имеют разные групповые скорости и приобретают относительную временную задержку $\Delta\tau \approx \beta_\omega^{(2)}\Omega L$, где $\beta_\omega^{(2)}$ – дисперсия групповых скоростей на несущей частоте фотонов. Учитывая оценку ширины спектра бифотонов (~ 100 нм), при их передаче по используемому в эксперименте оптическому волокну SMF длиной 100 м, расчетные значения будут составлять $\Delta\tau \sim 220$ пс, что сопоставимо со значением временной полуширины гистограммы на рис. 2b.

На основе измеренных зависимостей $R_{cc}(\tau)$ были определены полные скорости совпадений R. При вычислении R суммирование проводилось в интервале от 2.1–2.6 нс. На рисунке 2c представлена зависимость R от мощности лазерной накачки P. Красной непрерывной линией на данном рисунке показана аппроксимация линейной функцией, которая хорошо согласуется с экспериментальными значениями. Полученная линейная зависимость в эксперименте соответствует поведению генерации в случае СПР процесса.

На рисунке 3 представлена зависимость максимального значения функции $g^{(2)}(\tau)$ от мощности накачки P. Для построения зависимости выбирались максимальные значения функции на временных гистограммах, пример которых представлен на рис. 2b. Экспериментальные значения с хорошей точностью аппроксимируются функцией вида $y = a + b/P$, что согласуется с мощностными зависимостями при генерации бифотонов в результате СПР процесса. Как видно на рис. 3, при уменьшении мощности P величина $g^{(2)}$ растет и при $P = 5$ мкВт достигает $g^{(2)} \approx \approx 10000$. Насколько известно авторам статьи, на сегодняшний день это наиболее высокое значение $g^{(2)}$, экспериментально полученное в оптоволоконных источниках бифотонов на основе СПР процесса.

На основе экспериментальных измерений сигнала генерации второй гармоники была произведена оценка эффективной нелинейной восприимчивости в наших исследуемых световодах. Было установлено, что $\chi^{(2)} \sim 0.03$ пм/В, что не является максимально возможным значением и в будущих экспериментах может быть увеличено в ~ 10 раз за счет оптимизации условий полинга и условий периодического стирания нелинейности. Важно отметить, что несмотря на более низкие значения $\chi^{(2)}$ по сравнению с нелинейными кристаллами, периодически поляризованные волокна позволяют существенно наращивать длину взаимодействия, которая в нашем случае была ограничена длиной хода трансляционной подвижки (20 см), используемой при периодическом стирании нелинейности. Кроме того, доступность широкого ассортимента оптоволоконных компонентов делает PPSF перспективной платформой для эффективной генерации квантовых состояний света и его преобразования.

В то же время увеличение длины волокна при использовании его в схеме прямой генерации поляризационно запутанных фотонов (без дополнительной временной компенсации) сталкивается с существенными ограничениями. Эти ограничения обусловлены необходимостью перекрытия временных профилей генерируемых фотонных пар и согласования их групповых задержек. Для бифотонов, создаваемых в разных поляризационных модах на несущей частоте $\omega_0 = \omega_p/2$, временное смещение между фотонами оценивается как ML, где параметр групповой задержки $M = \beta_V^{(1)}(\omega_0) - \beta_H^{(1)}(\omega_0)$. Временная ширина функции распределения фотонов пропорциональна $\sim\sqrt{|\beta^{(2)}|L}$, где параметр $\beta^{(2)} \approx \approx 1/2[\beta_V^{(2)}(\omega_0) + \beta_H^{(2)}(\omega_0)]$. При выполнении условия $ML \ll \sqrt{|\beta^{(2)}|L}$ временное смещение значительно меньше временной ширины бифотонов, что подразумевает пренебрежимо малое временное различие и генерацию бифотонов с поляризационной и частотной квантовой запутанностью непосредственно на выходе из PPSF [33].

В случае исследуемого в данной работе PPSF соотношение $\frac{ML}{\sqrt{|\beta^{(2)}|L}} \approx 0.2$ ($L = 100$ мм, $\lambda_0 = 1544$ нм, $M \approx 81$ фс/м и $|\beta^{(2)}| \approx 17$ фс^2/мм). Значение отношения достаточно мало, чтобы мы могли пренебречь групповыми задержками между фотонами на данной длине волокна. Однако при увеличении длины волокна данное соотношение возрастает, достигая единицы при $L \approx 2$ м. Это накладывает фундаментальное ограничение на эффективную длину L, при которой возможна генерация поляризационно запутанных фотонов без внешней компенсации групповых задержек. Тем не менее, можно ожидать, что оптимизация микроструктуры волокна позволит существенно снизить параметр групповых задержек, тем самым увеличив допустимую длину волокна.

Заключение. Таким образом, созданы и исследованы образцы двулучепреломляющих периодически поляризованных оптических волокон, обладающих квадратичной восприимчивостью $\chi^{(2)}$ и позволяющих получать фазовый квазисинхронизм типа-0, типа-I и типа-II. Экспериментально исследована генерация бифотонов с длиной волны вблизи 1540 нм в оптических световодах с периодической поляризацией. Продемонстрирована высокая степень временной корреляции ($g^{(2)} > 10000$) при использовании непрерывного лазерного излучения. Продемонстрированные экспериментальные данные показывают высокие

перспективы применения исследуемого оптоволоконного типа генерации бифотонов для различных задач квантовых технологий. В частности, для задач, использующих бифотоны для передачи информации на дальние расстояния с помощью стандартных оптоволоконных линий связи.

Авторы выражают благодарность профессору С. А. Моисееву.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # 25-12-00352, https://rscf.ru/project/25-12-00352/).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. M. Giustina, A. Mech, S. Ramelow, B. Wittmann, J. Kofler, J. Beyer, A. Lita, B. Calkins, T. Gerrits, S. W. Nam, R. Ursin, and A. Zeilinger, "Bell violation using entangled photons without the fair-sampling assumption", Nature **497**(7448), 227 (2013).
2. A. Zeilinger, "Light for the quantum. entangled photons and their applications: a very personal perspective", Phys. Scr. **92**(7), 072501 (2017).
3. W. Tittel, J. Brendel, H. Zbinden, and N. Gisin, "Violation of bell inequalities by photons more than 10 km apart", Phys. Rev. Lett. **81**(17), 3563 (1998).
4. Д. Н. Клышко, "Парадокс Эйнштейна–Подольского–Розена для наблюдаемых "энергия–время", УФН **158**(6), 327 (1989) [D. N. Klyshko, "The Einstein—Podolsky–Rosen paradox for energy-time variables", Sov. Phys.-Uspekhi **32**, 555 (1989)].
5. S. Magnitskiy, D. Agapov, and A. Chirkin, "Quantum ghost polarimetry with entangled photons", Opt. Lett. **47**(4), 754 (2022).
6. Y. Zhang, Z. He, X. Tong, D. C. Garrett, R. Cao, and L. V. Wang, "Quantum imaging of biological organisms through spatial and polarization entanglement", Sci. Adv. **10**(10), eadk1495 (2024).
7. N. Gisin and R. Thew, "Quantum communication", Nat. Photon. **1**, 165 (2007).
8. М. М. Миннегалиев, К. И. Герасимов, С. А. Моисеев, "Реализация протокола квантовой памяти на основе восстановления сигнала подавленного эха в ортогональной геометрии на телекоммуникационной длине волны", Письма в ЖЭТФ **117**(11), 867 (2023) [M. M. Minnegaliev, K. I. Gerasimov, and S. A. Moiseev, "Implementation of a quantum memory protocol based on the revival of silenced echo in orthogonal geometry at the telecommunication wavelength", JETP Lett. **117**(11), 865 (2023)].
9. S. Moiseev, K. Gerasimov, M. Minnegaliev, and E. Moiseev, "Optical quantum memory on macroscopic coherence", Phys. Rev. Lett. **134**(7), 070803 (2025).
10. С. А. Моисеев, М. М. Миннегалиев, К. И. Герасимов, Е. С. Моисеев, А. Д. Деев, Ю. Ю. Балега, "Оптическая квантовая память на атомных ансамблях: физические принципы, эксперименты и возможности применения в квантовом повторителе", УФН **195**(5), 455 (2025) [S. A. Moiseev, M. M. Minnegaliev, K. I. Gerasimov, E. S. Moiseev, A. D. Deev, and Y. Y. Balega, "Optical quantum memory in atomic ensembles: physical principles, experiments, and potential of application in a quantum repeater", Phys.-Uspekhi **68**, 431 (2025)].
11. Р. А. Ахмеджанов, Ю. Ю. Балега, А. Д. Деев, А. А. Калачёв, "Квантовые повторители: актуальные направления исследований и последние достижения", УФН **195**(9), 909 (2025) [R. A. Akhmedzhanov, Y. Y. Balega, A. D. Deev, and A. A. Kalachev, "Quantum repeaters: current research trends and latest achievements", Phys.-Uspekhi **68**, 857 (2025)].
12. M. Tillmann, B. Dakić, R. Heilmann, S. Nolte, A. Szameit, and P. Walther, "Experimental boson sampling", Nat. Photonics **7**(7), 540 (2013).
13. M. Erhard, M. Krenn, and A. Zeilinger, "Advances in high-dimensional quantum entanglement", Nat. Rev. Phys. **2**(7), 365 (2020).
14. D. A. Kalashnikov, A. V. Paterova, S. P. Kulik, and L. A. Krivitsky, "Infrared spectroscopy with visible light", Nat. Photonics **10**(2), 98 (2016).
15. A. Burlakov, M. Chekhova, O. Karabutova, D. Klyshko, and S. Kulik, "Polarization state of a biphoton: Quantum ternary logic", Phys. Rev. A **60**(6), R4209 (1999).
16. Ю. И. Богданов, Р. Ф. Галеев, С. П. Кулик, Г. А. Масленников, Е. В. Морева, "Восстановление поляризационных состояний бифотонного поля", Письма в ЖЭТФ **82**(3), 180 (2005) [Y. I. Bogdanov, R. F. Galeev, S. P. Kulik, G. A. Maslennikov, E. V. Moreva, "Reconstruction of the polarization states of a biphoton field", JETP Lett. **82**(3), 164 (2005)].
17. К. Г. Катамадзе, А. В. Пащенко, А. В. Романова, С. П. Кулик, "Генерация и применение широкополосных бифотонных полей (Миниобзор)", Письма в ЖЭТФ **115**(10), 613 (2022) [K. G. Katamadze, A. V. Pashchenko, A. V. Romanova, and S. P. Kulik, "Generation and application of broadband biphoton fields (brief review)", JETP Lett. **115**(10), 581(2022)].
18. J. Rarity, J. Fulconis, J. Duligall, W. Wadsworth, and P. S. J. Russell, "Photonic crystal fiber source of correlated photon pairs", Opt. Express **13**(2), 534 (2005).
19. K. Garay-Palmett, H. McGuinness, O. Cohen, J. Lundeen, R. Rangel-Rojo, A. U'ren, M. Raymer, C. McKinstrie, S. Radic, and I. Walmsley, "Photon pair-state preparation with tailored spectral properties by spontaneous four-wave mixing in photonic-crystal fiber", Opt. Express **15**(22), 14870 (2007).

20. K. Petrovnin, M. Smirnov, I. Fedotov, A. Voronin, I. Latypov, A. Shmelev, A. Talipov, T. Matveeva, A. Fedotov, S. Moiseev, and A. Zheltikov, "Broadband quantum light on a fiber-optic platform: from biphotons and heralded single photons to bright squeezed vacuum", Laser Phys. Lett. **16**(7), 075401 (2019).
21. M. A. Smirnov, I. V. Fedotov, A. M. Smirnova, A. F. Khairullin, A. B. Fedotov, and S. A. Moiseev, "Bright ultra-broadband fiber-based biphoton source", Opt. Lett. **49**, 3838 (2024).
22. М. А. Смирнов, А. М. Смирнова, О. А. Ермишев, К. С. Мельник, С. А. Моисеев, "Метод прямой генерации многомерных бифотонных состояний с поляризационно-частотной квантовой запутанностью", Письма в ЖЭТФ **122**(5), 271 (2025) [M. A. Smirnov, A. M. Smirnova, O. A. Ermishev, K. S. Melnik, and S. A. Moiseev, "Method for the Direct Generation of Multidimensional Biphoton States with Polarization-Frequency Quantum Entanglement", JETP Lett. **122**(5), 289 (2025)].
23. K. Garay-Palmett, D. B. Kim, Y. Zhang, F. A. Domínguez-Serna, V. O. Lorenz, and A. B. U'Ren, "Fiber-based photon-pair generation: tutorial", JOSA B **40**(3), 469 (2023).
24. G. P. Agrawal, *Fiber-optic communication systems* (John Wiley & Sons., N.Y., 2012).
25. А. Л. Александровский, Г. Х. Китайцева, С. П. Кулик, А. Н. Пенин, "Нелинейная дифракция при параметрическом рассеянии света", ЖЭТФ **90**(3), 1051 (1986) [A. L. Aleksandrovsky, G. Kh. Kitaeva, S. P. Kulik, and A. N. Penin, "Non-linear difraction in the parametric scattering of light", Sov. Phys. JETP **63**, 613 (1986)].
26. G. Brida, I. P. Degiovanni, M. Genovese, F. Piacentini, P. Traina, A. Della Frera, A. Tosi, A. Bahgat Shehata, C. Scarcella, A. Gulinatti, M. Ghioni, S. V. Polyakov, A. Migdall, and A. Giudice, "An extremely low-noise heralded single-photon source: A breakthrough for quantum technologies", Appl. Phys. Lett. **101**(22), 221112 (2012).
27. M. Bock, A. Lenhard, C. Chunnilall, and C. Becher, "Highly efficient heralded single-photon source for telecom wavelengths based on a ppln waveguide", Opt. Express **24**(21), 23992 (2016).
28. U. A. Javid, J. Ling, J. Staffa, M. Li, Y. He, and Q. Lin, "Ultrabroadband entangled photons on a nanophotonic chip", Phys. Rev. Lett. **127**(18), 183601 (2021).
29. C. Ma, X. Wang, V. Anant, A. D. Beyer, M. D. Shaw, and S. Mookherjea, "Silicon photonic entangled photon-pair and heralded single photon generation with CAR $>$ 12000 and $g^{(2)}(0) < 0.006$", Opt. Express **25**(26), 32995 (2017).
30. J. Hammer, M. V. Chekhova, D. R. Häaupl, R. Pennetta, and N. Y. Joly, "Broadly tunable photon-pair generation in a suspended-core fiber", Phys. Rev. Res. **2**(1), 012079 (2020).
31. А. Ф. Хайруллин, А. М. Смирнова, Н. М. Арсланов, А. Б. Федотов, С. А. Моисеев, И. В. Федотов, М. А. Смирнов, "Источник междиапазонных фотонных пар на основе фотонно-кристаллического волокна с непрерывной накачкой", Письма в ЖЭТФ **119**(5), 336 (2024) [A. F. Khairullin, A. M. Smirnova, N. M. Arslanov, A. B. Fedotov, S. A. Moiseev, I. V. Fedotov, and M. A. Smirnov, "Visible-Telecom Photon Pair Source Based on a Photonic-Crystal Fiber under Continuous-Wave Pumping", JETP Lett. **119**(5), 345 (2024)].
32. A. Canagasabey, C. Corbari, A. V. Gladyshev, F. Liegeois, S. Guillemet, Y. Hernandez, M. V. Yashkov, A. Kosolapov, E. M. Dianov, M. Ibsen, and P. G. Kazansky, "High-average-power second-harmonic generation from periodically poled silica fibers", Opt. Lett. **34**(16), 2483 (2009).
33. C. Chen, E. Y. Zhu, A. Riazi, A. V. Gladyshev, C. Corbari, M. Ibsen, P. G. Kazansky, and L. Qian, "Compensation-free broadband entangled photon pair sources", Opt. Express **25**(19), 22667 (2017).
34. C. Chen, C. Xu, A. Riazi, E. Y. Zhu, A. V. Gladyshev, P. G. Kazansky, and L. Qian, "Broadband fiber-based entangled photon-pair source at telecom o-band", Opt. Lett. **46**(6), 1261 (2021).
35. C. Chen, A. Riazi, E. Y. Zhu, M. Ng, A. V. Gladyshev, P. G. Kazansky, and L. Qian, "Turnkey diode-pumped all-fiber broadband polarization-entangled photon source", OSA Continuum **1**(3), 981 (2018).
36. E. Y. Zhu, Z. Tang, L. Qian, L. G. Helt, M. Liscidini, J. Sipe, C. Corbari, A. Canagasabey, M. Ibsen, and P. G. Kazansky, "Direct generation of polarization-entangled photon pairs in a poled fiber", Phys. Rev. Lett. **108**(21), 213902 (2012).
37. E. Y. Zhu, L. Qian, L. Helt, M. Liscidini, J. Sipe, C. Corbari, A. Canagasabey, M. Ibsen, and P. G. Kazansky, "Measurement of $\chi(2)$ symmetry in a poled fiber", Opt. Lett. **35**(10), 1530 (2010).
38. A. Christ, A. Fedrizzi, H. Hübel, T. Jennewein, and C. Silberhorn, *Single-Photon Generation and Detection: Chapter 11. Parametric Down-Conversion* (Elsevier Inc. Chapters, Waltham, Massachusetts, USA, 2013), v. 45.
39. X. Guo, C.-l. Zou, C. Schuck, H. Jung, R. Cheng, and H. X. Tang, "Parametric down-conversion photon-pair source on a nanophotonic chip", Light Sci. Appl. **6**(5), e16249 (2017).