

Источник междиапазонных фотонных пар на основе фотонно-кристаллического волокна с непрерывной накачкой

А. Ф. Хайруллин⁺, А. М. Смирнова⁺, Н. М. Арсланов⁺, А. Б. Федотов*, С. А. Моисеев⁺, И. В. Федотов*, М. А. Смирнов⁺¹⁾

⁺Казанский квантовый центр, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева, 420111 Казань, Россия

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

Поступила в редакцию 19 января 2024 г.

После переработки 29 января 2024 г.

Принята к публикации 30 января 2024 г.

Экспериментально демонстрируется генерация междиапазонных фотонных пар с длинами волн вблизи 0.5 и 1.6 мкм в фотонно-кристаллическом волокне при использовании непрерывной маломощной оптической накачки диодным лазером с центральной длиной волны 0.8 мкм. Установлено, что скорость генерации перепутанных фотонов при непрерывной накачке сопоставима со значениями, получаемыми при использовании импульсной накачки титан-сапфировым фемтосекундным лазером, если средняя мощность непрерывной накачки на порядок превышает среднюю мощность импульсной. Достигнутые скорости генерации фотонов обеспечиваются использованием фотонно-кристаллического волокна с малой эффективной площадью моды и специальным профилем дисперсии, при этом достигнутая низкая зашумленность выходного сигнала обеспечивается разделением несущих частот генерируемых фотонов на разные спектральные диапазоны.

DOI: 10.31857/S1234567824050033, EDN: CZFEWC

1. Введение. Фотонные пары (бифотоны) представляют собой двухфотонное состояние света, которое характеризуется высокой степенью неклассических корреляций, например, между временами их детектирования, энергиями фотонов в паре [1]. Благодаря этим свойствам источники фотонных пар стали надежной основой для развития новых направлений в квантовых технологиях, среди которых можно выделить квантовую визуализацию [2, 3], квантовую оптическую когерентную томографию [4], квантовую спектроскопию и нелинейную микроскопию [5, 6], оптическую квантовую память и квантовые коммуникации [7, 8].

Несущие частоты коррелированных фотонных пар могут сильно различаться, что существенно расширяет возможности указанных выше приложений, в особенности в области спектроскопии. В связи с этим, в последнее время активно развиваются методы генерации фотонных пар на частотах, располагающихся в различных спектральных диапазонах, например, в видимом и ближнем инфракрасном (ИК) [9, 10], а также в оптическом и терагерцовом диапазонах [11, 12]. Более того, генерация бифотонов с частотами, лежащими в видимом и телекомму-

никационном спектральном диапазоне, является одним из важных подходов в создании квантовой запутанности между удаленными узлами квантовой сети, реализации распределенных квантовых вычислений [10].

На сегодняшний день, наиболее распространенные методы генерации фотонных пар основаны на использовании явления спонтанного параметрического рассеяния (СПР) в кристаллах с квадратичной $\chi^{(2)}$ нелинейностью [13–16] и спонтанного четырехволнового смешения (СЧВС) в оптических волокнах с кубической $\chi^{(3)}$ нелинейностью [17–21]. Важной задачей для практического применения разрабатываемых методов является перевод таких источников на оптическую платформу, обеспечивающую их компактность и масштабируемость. Использование оптического волокна в качестве нелинейной среды для генерации имеет высокий потенциал для практической реализации такого перехода. В данном случае генерация бифотонов осуществляется в небольшой сердцевине волокна на протяжении всей его длины, что помогает компенсировать более низкий порядок нелинейности кварцевой сердцевины [22], а также облегчает непосредственное сопряжение с другими оптическими волокнами. Экспериментальные возможности существующих оптоволоконных реше-

¹⁾e-mail: maxim@kazanqc.org

ний [23] помогут выйти таким источникам за рамки громоздких экспериментальных установок и трансформироваться в виде миниатюрных инструментов, что, безусловно, расширит их применение на практике.

При разработке оптоволоконного источника фотонных пар необходимо, чтобы дисперсия волокна обеспечивала фазовое согласование между фотонами возбуждающего лазерного излучения (накачкой) и генерируемыми фотонами. Реализовать данное согласование для случая, когда спектральные линии фотонов расположены в видимом и инфракрасном (телекоммуникационном) диапазонах, является нетривиальной задачей, и, к примеру, не может быть реализовано на основе стандартных одномодовых оптических волокон.

В то же время суженные микро/нано волокна [24, 25], а также фотонно-кристаллические волокна (ФКВ) [26, 27] предоставляют широкие возможности в настройке фазового согласования и повышении эффективности генерации фотонных пар благодаря возможности контролируемого изменения геометрических параметров данных волокон. В случае суженных волокон была продемонстрирована генерация фотонных пар вблизи длин волн 0.6 и 0.85 мкм [24], 0.9 и 1.3 мкм [25] с использованием импульсной накачки. В случае фотонно-кристаллических волокон в работе [19] была продемонстрирована возможность генерации видимо-телекоммуникационных фотонных пар с длинами волн вблизи 0.5 и 1.6 мкм при использовании в качестве накачки фемтосекундных лазерных импульсов, также было показано, что в этом случае двухфотонный волновой пакет генерируется в одной спектральной моде, т.е. находится в факторизованном состоянии. Отметим, что на текущий момент не были экспериментально исследованы возможности генерации видимо-телекоммуникационных фотонных пар в фотонно-кристаллических волокнах с использованием непрерывной накачки, что в высокой степени актуально для практических применений источников на интегральной платформе, поскольку использование маломощных лазеров накачки может представлять интерес для малогабаритных устройств [28].

2. Генерация фотонных пар в оптических волокнах при непрерывной накачке. СЧВС представляет собой параметрический процесс, основанный на нелинейной восприимчивости третьего порядка $\chi^{(3)}$ сердцевинны волокна, при котором два фотона накачки преобразуется в дочерние два фотона с различающимися между собой несущими частотами. Упомянутые фотоны обычно именуют сигнальными

и холостыми, что носит условный характер. Для возникновения явления необходимо соблюдение условий закона сохранения энергии и фазового синхронизма, которые записываются в следующем виде [29]:

$$\omega_s + \omega_i = 2\omega_p, \quad (1)$$

$$\Delta k = k_i(\omega_i) + k_s(\omega_s) - 2k_p(\omega_p) + 2\gamma P_p = 0, \quad (2)$$

где $\omega_{p,s,i}$ – частоты накачки сигнальной и холостой волн; $k_{p,s,i}$ – волновые вектора накачки, сигнальной и холостой волн; P_p – пиковая мощность накачки, $\gamma = 2\pi n_2 / \lambda A_{\text{eff}}$ – коэффициент нелинейности волокна, где n_2 – нелинейный показатель преломления, A_{eff} – эффективная площадь моды волокна, λ – длина волны накачки. Как видно из выражения (2), дисперсия оптического волокна играет важную роль в процессе СЧВС, управляя спектральными характеристиками генерируемых фотонов. В этой связи, возможности дизайна микроструктуры воздушных отверстий на этапе проектирования фотонно-кристаллических волокон дало возможность создавать световоды с различным профилем дисперсии групповых скоростей, которые невозможно реализовать в стандартных оптических волокнах.

Фотонные пары, генерируемые на выходе волокна, описываются как двухфотонное состояние [30]:

$$|\Psi\rangle \propto \iint d\omega_s d\omega_i F(\omega_s, \omega_i) \hat{a}_s^+(\omega_s) \hat{a}_i^+(\omega_i) |0_s\rangle |0_i\rangle, \quad (3)$$

где $|\omega_s, \omega_i\rangle$ описывает состояние фотонной пары; $F(\omega_s, \omega_i)$ является функцией совместной спектральной амплитуды (ССА), модуль квадрата которой имеет смысл вероятности генерации фотонной пары с круговыми частотами фотонов ω_s и ω_i . Функция ССА зависит от спектральной огибающей накачки и выполнения условий фазового синхронизма как [30]:

$$F(\omega_s, \omega_i) = \alpha(\omega_s + \omega_i) \exp\left(\frac{i\Delta\beta L}{2}\right) \text{sinc}\left(\frac{\Delta\beta L}{2}\right), \quad (4)$$

где L является длиной оптического волокна, $\alpha(\omega_s + \omega_i)$ – функция огибающей спектра накачки. Функция ССА определяет как спектральный состав генерируемых фотонов, так и их частотно-временные корреляционные свойства. Обратное Фурье-преобразование функции ССА позволяет найти временной вид корреляционной функции второго порядка $G^{(2)}(\tau)$, ширина временного профиля которой задает время корреляции T_c , имеющее важное значение в практических приложениях.

Скорость генерации фотонных пар на выходе оптоволоконного источника r связана с пиковой

мощностью накачки в виде квадратичной зависимости $r \propto \gamma P_p^2$ [18]. Обычно переход от непрерывной накачки к импульсному возбуждению подразумевает значительное увеличение ее пиковой мощности P_p на несколько порядков, при одинаковых значениях средней мощности $\tilde{P}$. Следствием такого усиления могло бы являться усиление и скорости генерации фотонных пар согласно квадратичной зависимости. Однако этому препятствует скважность S излучения используемых импульсных источников. Скорость генерации фотонных пар в случае импульсной накачки будет масштабироваться как $r \propto P_p^2/S = \tilde{P}^2 S$. Соответственно, при одинаковых средних значениях мощности накачки увеличение генерации будет соответствовать не квадратичному усилению самой накачки, а линейному увеличению ее скважности. К примеру, в случае лазеров с длительностью импульсов $\tau_p \approx 1000$ фс и периодом их следования $R_p = 76$ МГц, значение S составит $\sim 10^4$. Компенсировать такую скважность возможно с помощью увеличения мощности непрерывной накачки в 100 раз. Однако, увеличение мощности накачки обычно влечет за собой пропорциональный рост количества шумовых фотонов в выходном сигнале, источником которых является процесс спонтанного комбинационного рассеяния [18, 22], либо сама накачка, излучение которой частично проникает в измерительные каналы даже после спектральной фильтрации. Таким образом, поиск и исследование оптических волноводов, обеспечивающих эффективную генерацию фотонных пар при фемтосекундных лазерных импульсах, средняя мощность которых находится в области микроватт, открывает дорогу для переноса данных волноводов на платформу с уже маломощной диодной накачкой, мощность которой лежит в области нескольких милливатт, что существенно снижает драматическое влияние шумовых фотонов.

3. Экспериментальная установка. В качестве нелинейной среды для генерации бифотонов использовалось одномодовое ФКВ (NL-PM 750, NKT Photonics) с двумя длинами волн нулевой дисперсии вблизи 750 и 1270 нм. Данное ФКВ обладает малой эффективной площадью моды $A_{\text{eff}} \approx 2$ мкм, что объясняет высокое значение его коэффициента нелинейности $\gamma \sim 95$ (Вт км) $^{-1}$ [31]. Спектральная зависимость дисперсии групповых скоростей (ДГС) $\beta^{(2)}(\lambda)$ представлена на рис. 1а. На рисунке 1б изображена рассчитанная на основе ДГС зависимость длин волн генерируемых фотонных пар от длины волны лазерной накачки, иллюстрирующая указанные выше возможности. Часто данную зависимость называют кривой фазового синхронизма, поскольку

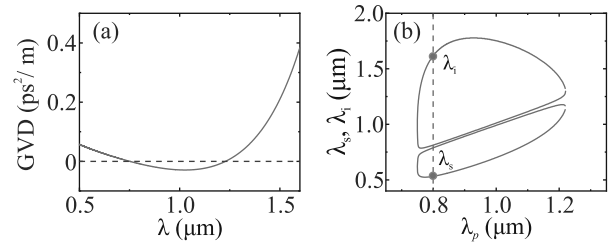


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Спектральная зависимость ДГС используемого в генерации фотонных пар оптического волокна. (б) – Зависимость длин волн фотонных пар на выходе из данного оптического волокна в зависимости от длины волны входного лазерного излучения (накачка). Точками обозначены длины волн фотонов для накачки с длиной волны вблизи 800 нм

ку ее значения определяются на основе выражений (1)–(2). Предварительный численный анализ режимов СЧВС на основе представленной дисперсионной зависимости показал, что вблизи длины волны поля накачки $\lambda_p = 0.8$ мкм в данном ФКВ могут генерироваться двухфотонные состояния света с длинами волн вблизи $\lambda_i = 1.6$ мкм (холостой фотон) и $\lambda_s = 0.5$ мкм (сигнальный фотон). Представленные результаты наглядно демонстрируют возможности генерации фотонных пар в видимом и телекоммуникационном диапазонах, а также перестройку их длин волн в обширном спектральном диапазоне с помощью сдвига длины волны возбуждающего поля. При этом с помощью небольшого сдвига λ_p можно добиться точного попадания длины волны холостого фотона в стандартный телекоммуникационный диапазон вблизи 1.55 мкм.

Принципиальная схема экспериментальной установки по генерации фотонных пар представлена на рис. 2. Генерация осуществлялась с использованием фемтосекундных лазерных импульсов от Ti:Sa-лазера (Mira-HP, Coherent) на длине волны 800 нм и частотой повторения импульсов $R_p = 76$ МГц (рис. 2а), либо с помощью непрерывного диодного лазера (LuxX 808-140, Omicron-Lasertechnik) с практически такой же длиной волны (рис. 2б). Излучение накачки заводилось в ФКВ через асферическую линзу, а его мощность контролировалась на выходе из волокна.

В случае Ti:Sa-лазера длительность фемтосекундных импульсов составляла ~ 150 фс. Далее лазерные импульсы проходили через оптическую систему на основе дифракционной решетки, линзы и нескольких зеркал, в которой с помощью фильтрации боковых компонент спектральной полосы длительность импульсов увеличивалась до ~ 500 фс. Частотная полоса лазерных импульсов на выходе Ti:Sa-

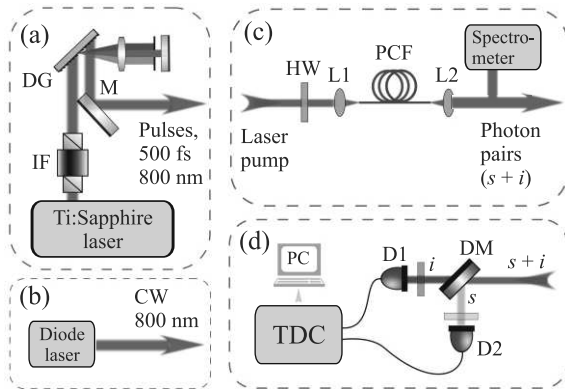


Рис. 2. (Цветной онлайн) Принципиальная схема экспериментальной установки для генерации фотонных пар. На рисунке приведены следующие обозначения: Ti:Sapphire laser – импульсный лазер накачки; IF – изолятор Фарадея; M – зеркало; DG – дифракционная решетка; P – поляризатор; HW – полуволновая пластинка; PCF – фотонно-кристаллическое волокно; L1 и L2 – асферические линзы; DM – система оптических фильтров, обеспечивающая разделения бифотонов в два канала и их фильтрацию от посторонних шумовых фотонов; D1 – детекторы одиночных фотонов видимого диапазона; D2 – детекторы одиночных фотонов ИК-диапазона, TDC – время цифровой преобразователь

лазера регулировалась с помощью дополнительной спектральной фильтрации.

Сгенерированные в результате процесса СЧВС на выходе из волокна сигнальные и холостые фотоны разделялись на два канала с помощью длинноволнового фильтра с длиной волны отсечки 850 нм, работающего в режиме дихроичного зеркала. В сигнальном измерительном канале был установлен каскад из четырех коротковолновых оптических фильтров с линиями отсечки на 750 нм (две штуки), 700 и 600 нм, обеспечивающие высокие значения оптической плотности (OD) на длине волны накачки ($OD \approx 21$ при $\lambda_p = 800$ нм). В холостом измерительном канале был установлен каскад из трех длинноволновых оптических фильтров с линиями отсечки на 1050, 1100 и 1400 нм, обеспечивающие сравнимые значения оптической плотности на длине волны накачки с учетом упомянутого выше фильтра, разделяющего бифотоны на два канала. Скорости отсчетов одиночных фотонов регистрировались с помощью однофотонных детекторов на основе лавинных фотодиодов: в сигнальном канале – детектором одиночных фотонов в видимом диапазоне (SPDM Count NIR, Laser Components), в холостом – детектором одиночных фотонов в ИК-диапазоне (ID230, IDquantique). Выходные сигналы с детекторов поступали на времяцифровой преобразователь (ID801, IDquantique), где

с помощью встроенной программируемой логической интегральной схемы численно обрабатывались. В результате данной обработки вычислялись скорости отсчетов фотонов на детекторах, а также совпадения между ними. Спектры фотонов измерялись с помощью монохроматора с детектором на основе охлаждаемой ПЗС-матрицы (S7031-1006S, Hamamatsu).

4. Результаты и их обсуждение. В первую очередь были измерены спектры сигнальных фотонов λ_s , генерируемых на выходе ФКВ для каждого режима накачки (импульсного и непрерывного), которые представлены на рис. 3а, б. Сравнение графиков рис. 3а и б показывает, что в обоих режимах спектральная форма сигнальных фотонов практически не изменяется, за исключением небольшого уменьшения ширины спектральной полосы с ≈ 1.0 нм в импульсном режиме до ≈ 0.8 нм в непрерывном режиме. Зная конкретные значения λ_s и λ_p , нетрудно найти длину волны для соответствующих холостых фотонов λ_i на основе закона сохранения энергии для СЧВС-процесса. Так при длине волны накачки $\lambda_p = 800$ нм и длине волны сигнальных фотонов $\lambda_s = 529$ нм, холостые фотоны будут находиться вблизи длины волны $\lambda_i = 1640$ нм.

Далее были проведены измерения скоростей счета фотонов для выходного излучения (см. схему на рис. 3д) для каждого режима возбуждения. Были измерены скорости счета фотонов в сигнальном канале N_s холостом канале N_i , а также скорости счета их совпадений N_{si} на выходе из ФКВ как функции усредненной мощности накачки $\bar{P}$. Результаты экспериментов для N_s и N_i представлены на рис. 3с и д. Зависимость для сигнальных фотонов с хорошей точностью аппроксимируется функцией вида $N_s(P) \propto \bar{P}^2$, как это показано на рис. 3с и д, что характерно для СЧВС-процесса. В тоже время при импульсной накачке зависимость для холостых фотонов аппроксимируется уже функцией иного вида $N_i(P) = a\bar{P} + b\bar{P}^2$ (a – константа), где сравнительно небольшой линейный вклад $a\bar{P}$ (при $\bar{P} = 4$ мВт составляет треть от всего сигнала), вероятнее всего, обусловлен шумовыми фотонами в холостом канале. Наиболее вероятным источником шума может выступать остаточное излучение от спонтанного комбинационного рассеяния света в сердцевине световода. Однако, как хорошо видно на рис. 3д, в случае непрерывной накачки скорость счета в холостом канале N_i описывается практически линейной зависимостью $N_i \propto \bar{P}$. Такая зависимость является идентификатором того, что в данном режиме основной вклад в выходном сигнале с холостого канала вносят шумовые фотоны. Увеличение при этом шумового

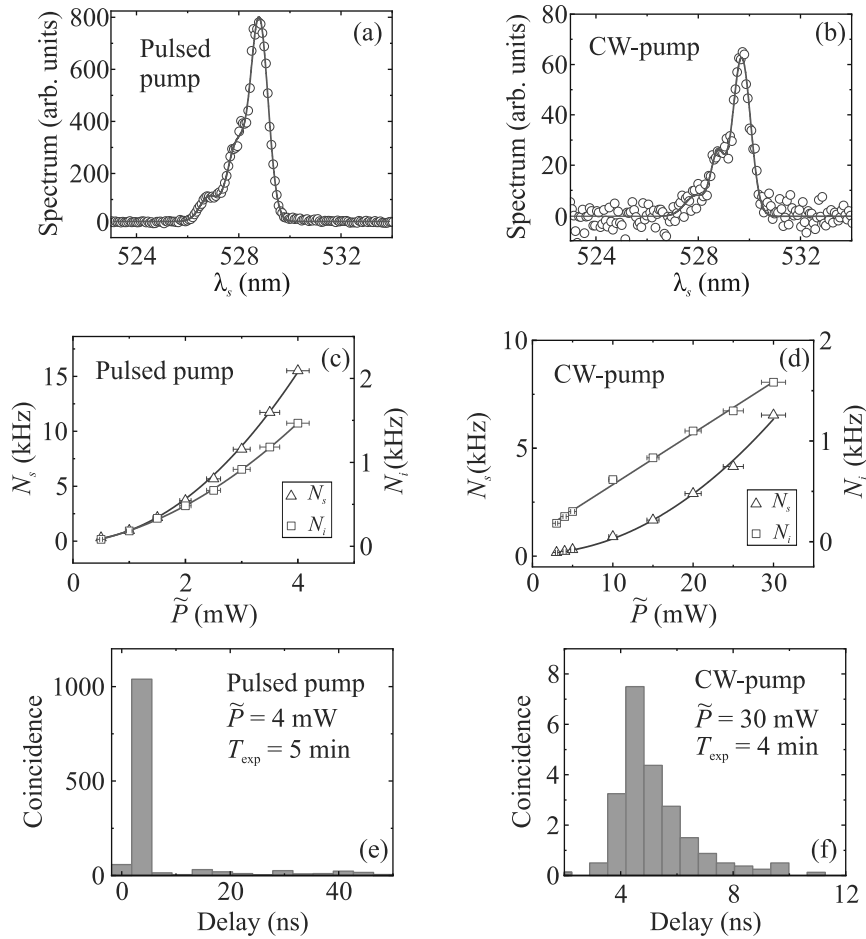


Рис. 3. (Цветной онлайн) Сравнение характеристик бифотонов в двух режимах генерации – при импульсной (а), (с), (е) и непрерывной накачке (b), (d), (f). На рисунке представлены: спектры сигнальных фотонов (а), (b); скорости счета фотонов в сигнальном и холостом каналах (с), (d); гистограммы совпадений (е), (f)

вклада можно связать с увеличением средней мощности непрерывной накачки, необходимой для получение регистрируемой в эксперименте генерации фотонных пар.

Наглядным проявлением неклассических свойств генерируемого излучения являются гистограммы для временной зависимости совпадений. На рисунке 3е, f представлены данные гистограммы, измеренные для обоих режимов возбуждения источника. В случае импульсного лазера гистограммы совпадений имеют вид отдельных столбиков с резким пиком, как показано на рис. 3е. Этот пик соответствует совпадениям отсчетов детекторов, обусловленных генерацией коррелированных по времени фотонов. Нормирование значения этого пика на значение на время измерения T_{exp} определяет скорость совпадений N_{si} . Остальные пики на гистограмме соответствуют случайным совпадениям между отсчетами детекторов. Несмотря на более высокий уровень шумов в холостом канале в случае

непрерывной накачки, совпадения между каналами по-прежнему продолжают отчетливо наблюдаться. Однако в этом случае гистограмма имеет вид одиночного пика, огибающая которого показана рис. 3f. Таким образом, ключевым отличием непрерывного режима возбуждения от импульсного при генерации фотонных пар в ФКВ является большая зашумленность сигнала в холостом (длинноволновом) измерительном канале, а также наличие одиночного пика на гистограмме совпадений.

Чтобы охарактеризовать производительность и эффективность нашего источника, мы вычислили кросс-корреляционную функцию второго порядка $g^{(2)}(\tau)$ на основе скорости измеренных совпадений отсчетов между каналами N_{si} . В случае импульсного режима возбуждения функцию $g^{(2)}(\tau)$ можно найти по формуле [32, 33]:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{N_{si}(\tau)R_p}{N_s N_i}, \quad (5)$$

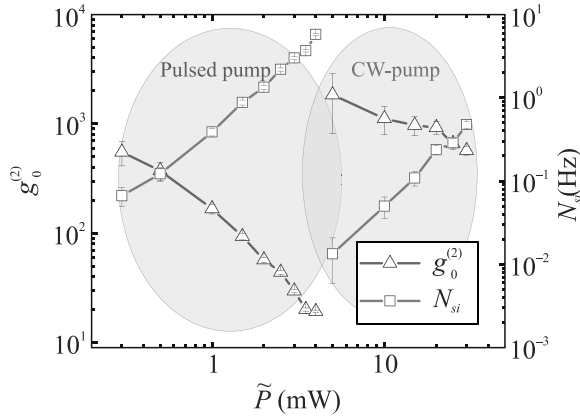


Рис. 4. (Цветной онлайн) Скорости счета совпадений фотонных пар и значения корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}(0)$ в зависимости от усредненной мощности импульсной фемтосекундной накачки ($\tilde{P} \leq 4$ мВт) и непрерывной диодной накачки ($\tilde{P} \geq 5$ мВт)

где $N_{si}(\tau)$ частота двухфотонных совпадений при заданной временной задержке между двумя событиями $\tau = t_1 - t_2$. При измерении функции $g^{(2)}(\tau)$, мы брали во внимание случай, когда $\tau = 0$, при котором достигается максимум значения $g^{(2)}$. На рисунке 4 представлены результаты измерений. Максимальное значение $g_0^{(2)} = 550$ достигается при средней мощности накачки всего 0.3 мВт, при этом пиковая мощность в импульсе накачки составляет ~ 8 Вт. Отметим, что при этом скорость генерации фотонных пар на выходе из волокна значительно превосходит скорость зарегистрированных совпадений в эксперименте ($r \gg N_{si}$). Вызвано это тем, что из-за оптических потерь в измерительных каналах экспериментальной установки не все фотонные пары детектируются. Указанные оптические потери связаны с более низкой эффективностью сбора излучения, длины волн которого расположены в разных спектральных диапазонах, на выходе из фотонно-кристаллического волокна, а также потери связаны с низкой квантовой эффективностью используемого детектора в холостом канале, которая составляла всего несколько процентов. Учитывая, что все измеряемые скорости счета пропорциональны скорости генерации бифотонов на выходе из волокна, оценить значение r можно по формуле $r = R_p/g_0^{(2)}$. Таким образом, максимальному значению скорости совпадений в импульсном режиме $N_{si} = 5$ Гц ($g_0^{(2)} = 20$) соответствует скорость генерации на выходе из волокна, равная $r \approx 4$ МГц. Стоит отметить, что скорость регистрации фотонов в предложенной схеме может быть в дальнейшем увеличена с помощью улучшения эффективности сбора междиапазонного излучения, генерируемого на вы-

ходе волокна, и его сопряжения со стандартными волокнами, а также с помощью использования в холостом канале детектора с более высоким значением квантовой эффективности.

В случае непрерывной накачки корреляционную функцию $g^{(2)}$ мы вычисляли с помощью другого выражения как [28]:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{N_{si}(\tau)}{N_s N_i T_b}, \quad (6)$$

где T_b – это временной интервал, в течение которого регистрируются совпадения.

Анализируя выражение (6), становится очевидным, что с ростом величины T_b значения функции пропорционально убывают. Следовательно, для максимизации $g_0^{(2)}$ необходимо обеспечить регистрацию скорости совпадений в минимально доступном временном интервале. Одним из факторов, ограничивающих данную минимизацию в эксперименте, является временное разрешение (джиттер) используемых детекторов в измерительных каналах. Используемые в наших экспериментах однофотонные детекторы обладают временным разрешением $T_{j,s} = 1.0$ нс в сигнальном канале и $T_{j,i} = 0.2$ нс в холостом канале, приводя к соответствующему уширению временного распределения $N_{si}(\tau)$ на рис. 3f. Использование детекторов с более низкими значениями времени T_j , например, на основе сверхпроводящих нанопроводов с $T_j \sim 20$ пс, позволит значительно увеличить максимальные значения $g_0^{(2)}$. Таким образом, чтобы исключить влияние детекторов при вычислении $g_0^{(2)}$, мы использовали в своих расчетах T_b , равное 81 пс, которое соответствует времени дискретизации используемого время-цифрового преобразователя.

Экспериментальные зависимости N_{si} и вычисленные на их основе значения $g_0^{(2)}$ представлены также на рис. 4. Значения скорости совпадений N_{si} находились на основе гистограмм путем суммирования отсчетов во временном интервале 1.6 нс. Максимальное значение $g_0^{(2)} \approx 2000$ достигается при мощности непрерывной накачки всего 5 мВт. Найденное значение $g_0^{(2)}$ сравнимо с данными, полученными при непрерывной накачке волокна с подвесной сердцевинной в работе с использованием сверхпроводящих детекторов [28]. Максимальное значение скорости совпадений в непрерывном режиме $N_{si} = 0.4$ Гц ($g_0^{(2)} = 560$). Учитывая соотношение между N_{si} и r , полученное в импульсном режиме возбуждения при небольшом шумовом сигнале на той же самой установке, можем оценить максимальное r для непрерывного режима, равным ~ 0.3 МГц.

Таким образом, была продемонстрирована генерация междиапазонных бифотонов с использованием фотонно-кристаллического волокна с непрерывной накачкой. Использование фотонно-кристаллического волокна с нестандартным дисперсионным профилем, характеризуемым двумя длинами нулевой дисперсии, обеспечило генерацию фотонных пар в видимом и телекоммуникационном диапазонах на длинах волн вблизи 0.5 и 1.6 мкм. Сплошная кварцевая сердцевина в сочетании с малой модовой площадью волокна упростили использование маломощного непрерывного лазера в качестве накачки и обеспечили скорость генерации, сравнимую с импульсными фемтосекундными лазерными источниками. Последнее обстоятельство представляет высокий интерес для создания малогабаритных интегральных источников бифотонов.

Авторы выражают благодарность профессору А. М. Желтикову за поддержку и ценные обсуждения.

Финансирование работы. Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (Регистрационный номер НИОКТР 121020400113-1).

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

1. Д. Н. Клышко, Успехи физических наук **158**(6), 327 (1989).
2. P.-A. Moreau, E. Toninelli, T. Gregory, and M. J. Padgett, Nat. Rev. Phys. **1**(6), 367 (2019).
3. S. Magnitskiy, D. Agapov, and A. Chirkin, Opt. Lett. **47**(4), 754 (2022).
4. A. Vallés, G. Jiménez, L. J. Salazar-Serrano, and J. P. Torres, Phys. Rev. A **97**(2), 023824 (2018).
5. F. Schlawin, K. E. Dorfman, and S. Mukamel, Acc. Chem. Res. **51**(9), 2207 (2018).
6. Z. He, Y. Zhang, X. Tong, L. Li, and L. V. Wang, Nat. Commun. **14**(1), 2441 (2023).
7. M. Minnegaliev, K. Gerasimov, and S. Moiseev, JETP Lett. **117**(11), 865 (2023).
8. C. Jones, D. Kim, M. T. Rakher, P. G. Kwiat, and T. D. Ladd, New J. Phys. **18**(8), 083015 (2016).
9. D. A. Kalashnikov, A. V. Paterova, S. P. Kulik, and L. A. Krivitsky, Nat. Photonics **10**(2), 98 (2016).
10. X. Lu, Q. Li, D. A. Westly, G. Moille, A. Singh, V. Anant, and K. Srinivasan, Nat. Phys. **15**(4), 373 (2019).
11. A. Leontyev and G. K. Kitaeva, JETP Lett. **112**, 269 (2020).
12. P. A. Prudkovskii, JETP Lett. **114**, 173 (2021).
13. K. Katamadze, A. Pashchenko, A. Romanova, and S. Kulik, JETP Lett. **115**(10), 581 (2022).
14. K. Katamadze, N. Borshchevskaya, I. Dyakonov, A. Paterova, and S. Kulik, Phys. Rev. A **92**(2), 023812 (2015).
15. O. Ermishev, M. Smirnov, A. Khairullin, and N. Arslanov, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **86**(12), 1502 (2022).
16. M. V. Chekhova, S. Germanskiy, D. B. Horoshko, G. K. Kitaeva, M. I. Kolobov, G. Leuchs, C. R. Phillips, and P. A. Prudkovskii, Opt. Lett. **43**(3), 375 (2018).
17. L. Wang, C. Hong, and S. Friberg, Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics **3**(5), 346 (2001).
18. J. Rarity, J. Fulconis, J. Dulligall, W. Wadsworth, and P. S. J. Russell, Opt. Expr. **13**(2), 534 (2005).
19. C. Söller, B. Brecht, P. J. Mosley, L. Y. Zang, A. Podlipensky, N. Y. Joly, P. S. J. Russell, and C. Silberhorn, Phys. Rev. A **81**(3), 031801 (2010).
20. K. Petrovnin, M. Smirnov, I. Fedotov, A. Voronin, I. Latypov, A. Shmelev, A. Talipov, T. Matveeva, A. Fedotov, S. Moiseev, and A. M. Zheltikov, Laser Phys. Lett. **16**(7), 075401 (2019).
21. N. Petrov, A. Voronin, A. Fedotov, and A. Zheltikov, Phys. Rev. A **100**(3), 033837 (2019).
22. G. P. Agrawal, J. Opt. Soc. Am. B **28**, A1 (2011).
23. G. P. Agrawal, *Fiber-optic communication systems*, John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, U.S. (2012).
24. J.-H. Kim, Y. S. Ihn, Y.-H. Kim, and H. Shin, Opt. Lett. **44**, 447 (2019).
25. A. A. Shukhin, J. Keloth, K. Hakuta, and A. A. Kalachev, Phys. Rev. A **101**, 053822 (2020).
26. A. M. Желтиков, Успехи физических наук **177**(7), 737 (2007).
27. K. Garay-Palmett, D. B. Kim, Y. Zhang, F. A. Domínguez-Serna, V. O. Lorenz, and A. B. U'Ren, J. Opt. Soc. Am. B **40**, 469 (2023).
28. J. Hammer, M. V. Chekhova, D. R. Häupl, R. Pennetta, and N. Y. Joly, Phys. Rev. Res. **2**, 012079 (2020).
29. J. Fulconis, O. Alibart, W. Wadsworth, P. S. J. Russell, and J. Rarity, Opt. Express **13**(19), 7572 (2005).
30. A. Migdall, S. V. Polyakov, J. Fan, and J. C. Bienfang, *Single-photon generation and detection: physics and applications*, Academic Press, Elsevier, Amsterdam (2013).
31. NKT Photonics, Nonlinear Fibers Datasheet, <https://www.nktphotonics.com/products/optical-fibers-and-modules/nonlinear-photon-crystal-fibers/>
32. M. Cordier, P. Delaye, F. Gérôme, F. Benabid, and I. Zaquine, Sci. Rep. **10**(1), 1650 (2020).
33. O. A. Ivanova, T. S. Iskhakov, A. N. Penin, and M. V. Chekhova, Quantum Electronics **36**(10), 951 (2006).