Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 5, с. 271 – 279

Метод прямой генерации многомерных бифотонных состояний с поляризационно-частотной квантовой запутанностью

М. А. Смирнов[1], *А. М. Смирнова, О. А. Ермишев, К. С. Мельник, С. А. Моисеев*

Казанский квантовый центр, Казанский национальный исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева-КАИ, 420111 Казань, Россия

Поступила в редакцию 26 июня 2025 г.
После переработки 22 июля 2025 г.
Принята к публикации 4 августа 2025 г.

Мы предлагаем подход к прямой генерации в микроструктурированном волокне многомерного бифотонного состояния, объединяющего поляризационную и частотную квантовую запутанность световых мод видимого и инфракрасного диапазона. Показана возможность управления поляризационными состояниями и выравнивания амплитуд всех генерируемых спектральных мод без существенного снижения скорости генерации. Обсуждаются перспективы использования многомерных бифотонных состояний в оптической квантовой обработке и квантовых коммуникациях.

DOI: 10.31857/S0370274X25090057, EDN: DHOFPH

1. Введение. Оптические методы генерации и контроля квантовых состояний света в многомерном гильбертовом пространстве с размерностью d ($d > 2$) (фотонных кудитов), дают исследователям альтернативную платформу для реализации оптических квантовых вычислений и квантовых коммуникаций по сравнению с методами, использующими фотонные кубиты ($d = 2$) [1]. Высокая размерность фотонных кудитов позволяет одновременно выполнять несколько операций в управлении их квантовыми состояниями [2]. Кроме того, использование таких состояний в коммуникациях дает значительные преимущества не только в увеличении информационной емкости, но и в повышении устойчивости к шумам [3]. Существующие технологии генерации запутанных фотонов включают ряд экспериментальных методов, которые позволяют подготавливать и контролировать различные состояния кудитов, использовать различные степени свободы, включая поляризацию [4–6], пространственные моды поперечного поля, орбитальный угловой момент [7–9], частотные моды [10, 11], состояния временного интервала [12]. Одновременное использование многих степеней свободы дает исследователям мощный инструмент для генерации гибридных квантовых состояний света [13–16], что открывает возможности для создания новых перспективных платформ в реализации квантовых логических вентилей [17].

Частотная запутанность естественным образом создается во время генерации фотонных пар (бифотонов) в нелинейных материалах [18]. В настоящее время наиболее широко используемые методы основаны на спонтанном параметрическом рассеянии (СПР) в нелинейных кристаллах и спонтанном четырехволновом смешении (СЧВС) в оптических волокнах. Стоит отметить методы генерации квантовых состояний света с использованием резонансных взаимодействий света с веществом [19–22], которые демонстрируют интересные свойства, но остаются пока более сложными для использования на практике. В настоящее время генерация запутанных разделенных эквидистантных спектральных бифотонных мод (частотных гребенок), например, с использованием микрокольцевых резонаторов [23–25], также представляет интерес для разработки новых методов оптического квантового процессинга и квантовой памяти [26–28], поскольку это потенциально улучшает контроль отдельных состояний с использованием классических телекоммуникационных устройств [29]. Кроме того, одновременная генерация бифотонных мод в видимом и телекоммуникационном спектральных диапазонах расширяет возможности их практического применения, поскольку длинноволновый фотон может передаваться по стандартному оптоволокну на десятки километров.

Двулучепреломляющие оптические волокна значительно расширяют набор генерируемых бифотонных состояний за счет использования кросс-поляризационных СЧВС-взаимодействий. Генерация бифотонов от высококоррелированных (частотно-запутанных) до полностью факторизуемых была продемонстрирована как в фотонно-кристалличес-

[1]e-mail: maxim@kazanqc.org

ких волокнах (ФКВ, см. рис. 1a) [30, 31], так и в стан-

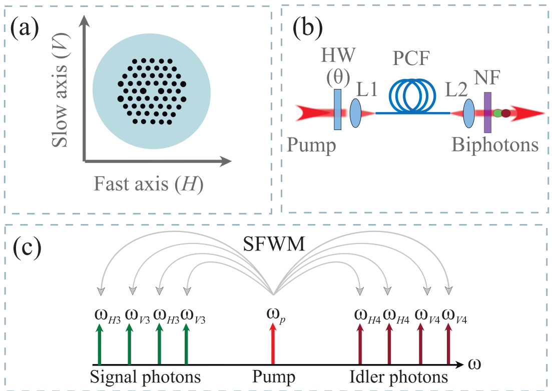

Рис. 1. (Цветной онлайн) Иллюстрация схемы генерации бифотонов в оптических волокнах (ФКВ-волокнах): (a) – ориентация быстрой и медленно осей в поперечном сечении микроструктурированного волновода; (b) – Схема преобразования частоты фотонов накачки в дочерние бифотоны (θ – угол поворота поляризации поля накачки); (c) – спектральные линии сигнальных и холостых фотонов, генерируемых в скалярных и векторных модах СЧВС

дартных оптических волокнах [32]. Дополнительная перестройка частоты испускаемых бифотонов, охватывающая большую часть видимого и ближнего инфракрасного диапазонов (500–1600 нм), за счет переключения между различными поляризационными фазовыми режимами в ФКВ, была показана теоретически [30, 31] и затем продемонстрирована экспериментально [33–35]. Важно отметить, что бифотонные состояния в этих случаях создаются в определенном поляризационном режиме, тем самым расширяя возможности управления квантовым состоянием. В частности, экспериментально была продемонстрирована генерация поляризационно-запутанных состояний с использованием схем с конфигурацией петли Саньяка [36, 37]. Эти гибридные состояния называют двухцветными состояниями Белла [13, 14].

Повышение размерности бифотонного состояния при сохранении гибридной структуры запутанности является важной и сложной экспериментальной задачей, в том числе в случае использования оптических волокон. В качестве общих ограничений можно выделить сильный разброс генерируемых частот, а также разницу в эффективности генерации для разных режимов фазового согласования. В связи с этим, для получения источников с разными типами запутанности (см. работы [36–38]) использовались интерферометрические схемы, для которых характерно последовательное прохождение лазерной накачки по одному и тому же оптическому волокну в противоположных направлениях. Однако, насколько известно авторам статьи, на сегодняшний день не было продемонстрировано метода генерации многомерных гибридно-запутанных состояний в прямой схеме, при которой излучение накачки генерирует бифотоны при однократном прохождении через образец. В настоящей статье мы предлагаем именно такой прямой метод генерации бифотонных состояний с гибридной поляризационно-частотной квантовой запутанностью большой размерности в двулучепреломляющих оптических волокнах. Показываем, что данный метод позволяет одновременно управлять многомерными частотно-поляризационными состояниями бифотонов с помощью простого поворота поляризации накачки на входе в двулучепреломляющее оптическое волокно с подходящим дисперсионным профилем, и выравнивать амплитуды бифотонных состояний, не уменьшая эффективность их генерации. Мы также демонстрируем численные и экспериментальные результаты анализа предлагаемого метода генерации.

2. Гибридные состояния в двулучепреломляющих оптических волокнах. СЧВС представляет собой нелинейный параметрический процесс, при котором два фотона высокоинтенсивного лазерного излучения (накачки) преобразуются в два дочерних фотона (бифотон, запутанные фотоны, фотонная пара). Принципиальная оптическая схема генерации в оптическом волокне представлена на рис. 1b. В случае двулучепреломляющих волокон нелинейное взаимодействие может происходить между фотонами, распространяющимися в одной или разных поляризационных модах вдоль медленной и быстрой осей волокна (s-ось и f-ось). Эффективно СЧВС процесс протекает на частотах, связанных между собой законом сохранения энергии, а также при выполнении условия фазового согласования между взаимодействующими фотонами: [39, 40]:

$$\omega_3 + \omega_4 = \omega_1 + \omega_2, \tag{1}$$

$$\begin{aligned} &\beta_{q1}(\omega_1) + \beta_{q2}(\omega_2) = \\ &= \beta_{q3}(\omega_3) + \beta_{q4}(\omega_4) + 2b_{\{q\}}\gamma\,(P_{q1} + P_{q2}), \end{aligned} \tag{2}$$

где $\omega_{1,2}$ – круговые частоты накачки; $\omega_{3,4}$ – круговые частоты дочерних фотонов, которые принято называть сигнальным и холостым; $\beta_{qj}(\omega_j) = n_{qj}\ \omega_j/c$ – функции постоянных распространения, где индекс qj относит их к одной из двух поляризационных мод волокна, распространяющихся с направлением вдоль s- или f-оси волокна, n_q – эффективный показатель преломления моды; P_{qi} – пиковая мощность накачки на входе в волокно в соответствующей поляризационной моде, $\gamma = 2\pi n_2/\lambda A_{\text{eff}}$ – коэффициент нелинейности волокна, где n_2 – нелинейный показатель преломления, A_{eff} – эффективная модовая площадь волокна, λ – длина волны накачки; значение коэффициента b_m зависит от типа нелинейного взаимодействия. При анализа также используют функцию фазовой расстройки вида $\Delta\beta_{\{q\}} = \beta_{q1}(\omega_1)+\beta_{q2}(\omega_2)-\beta_{q3}(\omega_3) - \beta_{q4}(\omega_4) - 2b_{\{q\}}\gamma\ (P_{q1} + P_{q2})$.

Волновая функция бифотонного поля каждого из поляризационных режимов $|\psi\rangle_{\{q\}}$ будет иметь вид [32, 40]:

$$|\psi\rangle_{\{q\}} \propto \iint d\omega_s\, d\omega_i\ F_{\{q\}}(\omega_s,\omega_i) \times \times \widehat{a_{q_3}}^{\dagger}(\omega_s)\ \widehat{a_{q_4}}^{\dagger}(\omega_i)\, |0\rangle_{q_3} |0\rangle_{q_4}\,, \tag{3}$$

где $\widehat{a_{q_3}}^{\dagger}(\omega_s)$ и $\widehat{a_{q_4}}^{\dagger}(\omega_i)$ – операторы рождения с их нижними индексами, указывающими на поляризационную моду вдоль s- или f-оси волокна (условно обозначим как H и V); $|0\rangle_{q_3}$ и $|0\rangle_{q_4}$ – начальные состояния в соответствующих поляризационных модах; $F_{\{q\}}(\omega_s,\omega_i)$ – это функция совместной спектральной амплитуды (ССА) бифотонного поля, определяющая спектральный профиль и частотные корреляции выходного квантового поля. ССА функция зависит от параметров оптического волокна (его дисперсии и длины), частоты, а также от поляризации поля накачки и записывается в виде [32, 40]:

$$F_{\{q\}}(\omega_3,\omega_4) = = \int d\omega_1 \alpha(\omega_1)\alpha(\omega_3+\omega_4-\omega_1)\phi_{\{q\}}(\omega_3,\omega_4), \tag{4}$$

где функция фазового синхронизма $\phi_{\{q\}}(\omega_3,\omega_4) = \operatorname{sinc}(\Delta\beta_{\{q\}}L/2)\exp(i\Delta\beta_{\{q\}}L/2)$ зависит от длины волокна L, дисперсии оптических осей волокна; $\alpha(\omega_p)$ – функция спектральной огибающей накачки.

При выполнении фазового синхронизма одновременно для нескольких различных конфигураций поляризационных мод результирующий гамильтониан системы $\hat{H}_{\text{Hybrid}} = \sum_{\{q\}} \hat{H}_{\{q\}}$, где $\hat{H}_{\{q\}} \propto \chi^{(3)} \int_V dV (\hat{E}^{(-)}_{q3}\hat{E}^{(-)}_{q4}\hat{E}^{(+)}_{q1}\hat{E}^{(+)}_{q2} + \text{H.c.})$ – гамильтониан для отдельного СЧВС-процесса [41], $\hat{E}^{(-)}_{qj}$ – оператор электрического поля. Учитывая первый порядок теории возмущений в рассматриваемом случае, мы можем представить волновую функцию как суперпозицию генерируемых состояний для каждого из операторов взаимодействия как:

$$|\psi\rangle_{\text{Hybrid}} \approx |\text{vac}\rangle + \sum_{\{q\}} c_{\{q\}}\, |\psi\rangle_{\{q\}}\,, \tag{5}$$

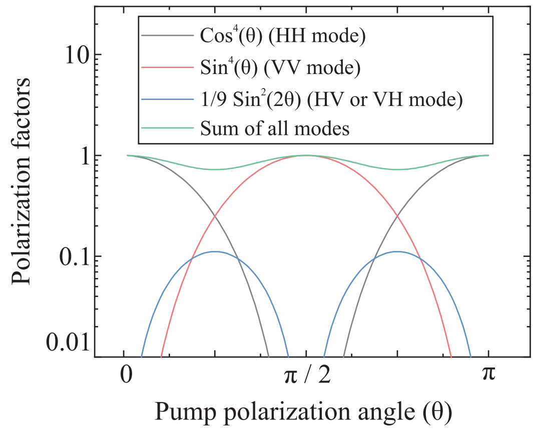

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость поляризационных множителей спектральных мод бифотонов от угла поворота поля накачки θ

где $c_{\{q\}}$ представляет собой комплексные весовые коэффициенты, $\sum_{\{q\}} |c_{\{q\}}|^2 = 1$. Эти коэффициенты пропорциональны параметрам оптического волокна (L, γ), а также мощности накачки в соответствующей поляризационной моде накачки (P_{q1}, P_{q2}). В общем виде можем записать, что $c_{\{q\}} \propto b_{\{q\}}\gamma\sqrt{P_{q_1}P_{q_2}}L$. Для скалярного СЧВС процесса, протекающего вдоль f-оси волокна (H-поляризация), мы можем записать $c_{H1,H2,H3,H4} \propto \gamma P_0 \cos^2(\theta)$. Для упрощения далее будем записывать индексы поляризационных мод только для генерируемых фотонов. Здесь $P_0 = P_{q_1} + P_{q_2}$ и представляют собой суммарную мощность накачки, θ – угол между ее поляризацией и f-осью волокна. Аналогично для скалярного процесса, протекающего вдоль s-оси волокна (V-поляризация), мы можем записать $c_{V,V} \propto \gamma P_0 \sin^2(\theta)$. Для векторных СЧВС процессов коэффициенты будут иметь вид $c_{H,V}, c_{V,H} \propto \frac{1}{3}\gamma P_0 \sin(2\theta)$, где коэффициент $\frac{1}{3}$ связан с более низкой эффективностью векторного взаимодействия [42], по сравнению со скалярным. Таким образом, итоговый вектор волновой функции для бифотонов в произвольном векторном состоянии будет иметь вид:

$$\begin{aligned}
|\psi(\theta)\rangle_{\text{Hybrid}} &\approx |\text{vac}\rangle + (\gamma P_0 L)B \iint d\omega_3\, d\omega_4 \times \\
&\times \Big[\cos^2(\theta) F_{H3,H4}(\omega_3,\omega_4)\ \widehat{a_{H_3}}^{\dagger}(\omega_3)\ \widehat{a_{H_4}}^{\dagger}(\omega_4)\, |0\rangle_{H_3} |0\rangle_{H_4} \\
&+ \frac{1}{3}\sin(2\theta) F_{H3,V4}(\omega_3,\omega_4)\ \widehat{a_{H_3}}^{\dagger}(\omega_3)\ \widehat{a_{V_4}}^{\dagger}(\omega_4)\, |0\rangle_{H_3} |0\rangle_{V_4} \\
&+ \frac{1}{3}\sin(2\theta) F_{V3,H4}(\omega_3,\omega_4)\ \widehat{a_{V_3}}^{\dagger}(\omega_3)\ \widehat{a_{H_4}}^{\dagger}(\omega_4)\, |0\rangle_{V_3} |0\rangle_{H_4} \\
&+ \sin^2(\theta) F_{V3,V4}(\omega_3,\omega_4)\ \widehat{a_{V_3}}^{\dagger}(\omega_3)\ \widehat{a_{V_4}}^{\dagger}(\omega_4)\, |0\rangle_{V_3} |0\rangle_{V_4} \Big],
\end{aligned} \tag{6}$$

где B – общий множитель, в котором мы объединили все прочие константы. Параметр центральной частоты накачки ω_{p0} задан неявно и содержится внутри функции ССА в подынтегральном выражении. Размерность гильбертового пространства волновой функции в выр. (6), описывающей гибридную квантовую запутанность, является произведением запутанности между поляризационной и частотной степенями свободы. Необходимо отметить, что для того, чтобы квантовая запутанность от разных поляризационных мод проявлялась на выходе из волокна, необходимо, чтобы однофотонные состояния на разных модах выходили из волокна в одинаковые моменты времени относительно импульса накачки, другими словами, их временные профили перекрывались [43]. Кроме того, могут обеспечиваться условия для реализации еще двух векторных взаимодействий, при которых фотоны накачки распространяются в одной поляризационной моде, а генерируемые фотоны – в другой (см. работы [30, 31]). Для упрощения мы не учитываем эти вклады в итоговом выражении (6). Энергетическая диаграмма генерации одновременно в нескольких СЧВС режимах представлена на рис. 1c.

Параметры бифотонов, генерируемых в этом случае, становятся зависимыми от поляризации и длины волны накачки. Энергетический спектр $I(\omega)$ генерируемых сигнальных фотонов $\langle\psi|\widehat{N_{q3}}|\psi\rangle$, можно найти применяя оператор $\widehat{N_{q3}}(\omega_{q3}) = \int d\omega_4[\widehat{a_{H_4}}^{\dagger}(\omega_4)\widehat{a_{H_4}}(\omega_4) + \widehat{a_{V_4}}^{\dagger}(\omega_4)\widehat{a_{V_4}}(\omega_4)]$ к ур. (6):

$$\begin{aligned} I(\omega_3,\theta) &= (\gamma P_0 L)^2 B^2 \times \\ \times \int d\omega_4 \Bigg[&\cos^4(\theta)|F_{H3,H4}(\omega_3,\omega_4)|^2 + \\ &+ \frac{1}{9}\sin^2(2\theta)|F_{H3,V4}(\omega_3,\omega_4)|^2 + \\ &+ \frac{1}{9}\sin^2(2\theta)|F_{V3,H4}(\omega_3,\omega_4)|^2 + \\ &+ \sin^4(\theta)|F_{V3,V4}(\omega_3,\omega_4)|^2\Bigg]. \end{aligned} \tag{7}$$

Аналогично, интегрируя по переменной ω_4, можем найти спектр холостых фотонов $I(\omega_3,\theta)$. Анализируя выражения (6)–(7), мы можем выделить два множителя в каждом слагаемом: первый множитель, зависящий от типа векторного взаимодействия; второй множитель, зависящий от дисперсионного профиля конкретного двулучепреломляющего оптического волокна. В том случае, если волокно позволяет обеспечить генерацию одновременно в разных модах при одной и той же длине волны накачки, появляется возможность для прямой генерации бифотонов в произвольном запутанном поляризационном состоянии. При этом управление состоянием бифотонов может осуществляться путем изменения поляризации самой накачки. На рисунке 2 показана зависимость поляризационных множителей в выражении (7) от угла поворота поляризации накачки θ на входе в волокно. При распространении по волокну накачки с поляризацией вдоль одной из оптических осей ($\theta = 0,\ \pi/2$) происходит генерация только в результате одного из скалярных типов СЧВС, как следствие, фотоны в паре генерируются в одной поляризационной моде. Однако, характер генерации существенно меняется при значениях $\theta = \pi/4,\ 3\pi/4$, поскольку генерация может происходить одновременно в 4 поляризационных модах, а именно, парных поляризационных комбинациях сигнальных и холостых фотонов. Важно отметить, что при этом вклады от скалярных и векторных режимов СЧВС в общую генерацию становятся сравнимы по величине.

Проанализировать степень частотной запутанности бифотона возможно с помощью разложения его волновой функции по модам Шмидта как $F(\omega_3,\omega_4) = \sum_n \sqrt{\lambda_n}\psi_n(\omega_3)\phi_n(\omega_4)$, где коэффициенты λ_n и функции $\psi_n(\omega_3)$ и $\phi_n(\omega_4)$ представляют собой собственные значения и собственные функции соответствующих интегральных уравнений [44]. Оценить размерность Гильбертова пространства отдельной поляризационной моды можно сделать с помощью параметра Шмидта $K_m = 1/\sum_n \lambda_{m,n}^2$, где индекс m относит к соответствующему поляризационному состоянию. В случае, когда бифотоны, генерируемые в разных поляризационных модах, являются невырожденными по частоте, при вращении поляризации накачки на входе в волокно будет меняться и количество спектральных мод. Для того, чтобы оценить соответствующее изменение эффективной размерности Гильбертова пространства, с учетом нормировки введем модифицированный параметр вида:

$$K(\theta) = \frac{[\sum_m \xi_m^2(\theta)]^2}{\sum_m \sum_n \xi_m^4(\theta)\lambda_{m,n}^2} \tag{8}$$

где функция $\xi_m(\theta)$ представляет собой поляризационные множители соответствующей моды в выражении (6). Так, например, для HH-моды функция имеет вид $\xi_m(\theta) = \cos^2(\theta)$.

В общем случае, частоты фотонов, генерируемых в разных режимах СЧВС в условиях вырожденной по частоте накачки, либо сильно разделены в спектральном диапазоне, либо вовсе не пересекаются между собой, обеспечивая генерацию только в одном из режимов СЧВС, поддерживаемых в конкретном волокне.

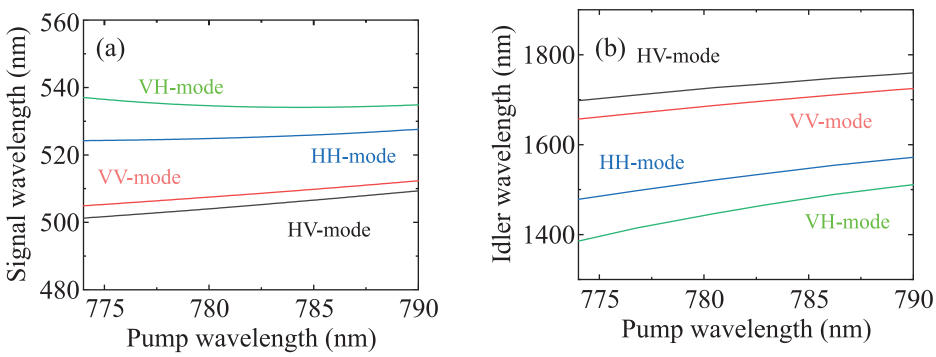

Рис. 3. (Цветной онлайн) Кривые фазового согласования в рассматриваемом ФКВ. Зависимость длин волн генерируемых сигнальных (a) и холостых (b) фотонов от длины волны входного лазерной накачки

Однако, как будет показано ниже, используя специальные ФКВ, обладающие “петлевой” формой кривых фазового согласования СЧВС, можно обеспечить условия для генерации бифотонов одновременно для несколько типов скалярного и векторного взаимодействия. Такая генерация позволяет выравнивать спектральные компоненты волновой функции бифотонов в выражении (6) и, тем самым, позволяет повысить эффективность управления поляризационными состояниями бифотонов, степенью их квантовой запутанности на выходе волокна.

Для численного моделирования использовалась модель волокна с эффективным показателем преломления, параметры которого были выбраны на основе наилучшего соответствия с экспериментальными данными для двулучепреломляющего волокна с петлевой кривой фазового согласования, как сообщалось в предыдущих исследованиях [34, 35]. В наших расчетах мы использовали ступенчатую модель, в которой оптическое волокно представляет собой сердцевину с эффективным радиусом r_{eff}, ее индекс равен индексу плавленого кварца $n_s(\omega)$, а индекс оболочки рассчитывается как $n_{\text{clad}} = f + (1 - f)\ n_s(\omega)$ [40, 45] (f – доля воздуха, заполняющего сердцевину). Значения используемых параметров модели были следующими: $r_{\text{eff}} = 1.299$ мкм и $f = 0.289$ для света, поляризованного вдоль быстрой оси волокна, $r_{\text{eff}} = 1.294$ мкм и $f = 0.307$ для света, поляризованного вдоль медленной оси волокна. Используя приближение гексагональной структуры воздушных отверстий одинакового размера, мы оценили диаметр воздушного отверстия диаметром $d \approx 0.73$ мкм и расстояние между отверстиями $\Lambda \approx r_{\text{eff}}$ [34]. Важной особенностью нашей модели, подобранной на основе многочисленных экспериментальных данных [34, 35], является то, что она описывает перестройку бифотонов в очень широком диапазоне одновременно для нескольких поляризационных режимов.

Для нашего волокна мы выделили 4 режима фазового синхронизма, которые поддерживают генерацию междиапазонных бифотонов при близких значениях длины волны накачки: две скалярные моды для накачки, поляризованной вдоль одной из оптических осей волокна (HH-мода и VV-мода); две векторные моды, наблюдаемые при использовании накачки, поляризованной под углом $\pi/4$ градусов к осям (HV-мода и VH-мода). Зависимости длин волн генерируемых сигнальных и холостых фотонов от длины волны лазерной накачки представлены на рис. 3a и b соответственно. Особенностью петлевых мод в этой модели является то, что для бифотонов видимого диапазона эти моды близки друг к другу. Как показано на рис. 3, эти моды могут обеспечивать бифотонные состояния со структурой мод, состоящей из 8 отдельных спектральных линий (похожих на частотную гребенку) вблизи 520 и 1600 нм.

Оценим временную различимость, вызванную дисперсией групповых скоростей, для генерируемых на выходе из волокна четырех базовых поляризационных состояний. Оценка была проведена в терминах эффективной длины генерации L_{eff}, имеющей смысл длины оптоволокна, на протяжении которой временные профили рожденных фотонов и фотонов импульсной накачки сохраняют взаимное перекрытие. При таком определении значение L_{eff} выражается как $L_{\text{eff}} = \tau_p/|(1/u_j(\omega_j) - 1/u_p(\omega_p))|$, где τ_p – длительность импульсов накачки, $u_p(\omega_p)$ – групповая скорость фотонов накачки, $u_j(\omega_j)$ – максимальная групповая скорость среди всех генерируемых в результате процесса СЧВС фотонов. Максимальная разница групповых скоростей, найденных из модели волокна, возникает между холостой линией HV-моды (1726 нм) и накачкой (780 нм), для которых значение $1/(u_i(\omega_i)) - 1/(u_p(\omega_p)) = 0.5$ пм/см. Таким образом, для коротких лазерных импульсов, типичная длительность которых в наших экспери-

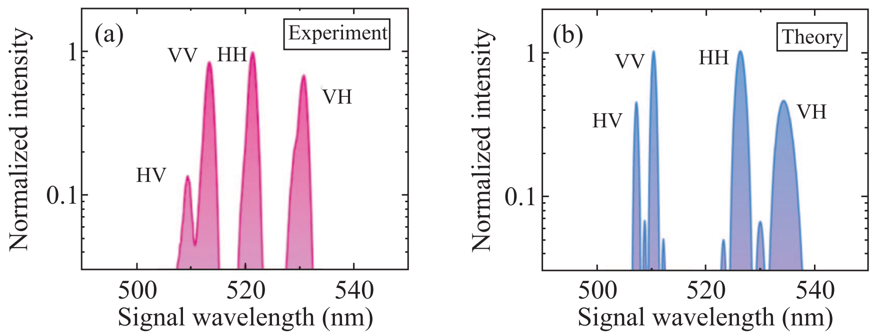

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Экспериментальный спектр сигнальных фотонов, сформированных на выходе используемого ФКВ. Каждая линия соответствует отдельной моде СЧВС. (b) – Вычисленный спектр сигнальных фотонов на основе модели. Параметры накачки: центральная длина волны $\lambda_p = 786$ нм; направление поляризации $\theta = \pi/4$

ментах составляет ~ 1 пс, значение L_{eff} для четырех базовых состояний составит 2 см. Заметим также, что в случае более протяженных импульсов накачки, например, длительностью ~ 100 пс, значение L_{eff} увеличится и уже составит 200 см. Это важное требование к оптическому волокну в рамках рассматриваемого метода генерации.

Если длина волокна будет превышать данное ограничение, то гибридной запутанности при прямом способе лазерного возбуждения может и не быть. В таком случае, спектральное разделение поляризационных состояний будет полезно, например, при их использовании для передачи информации через оптоволоконные линии связи благодаря возможности внутриволоконного частотного мультиплексирования (см. работу [46]). По нашим оценкам, при передаче сгенерированных бифотонов через 1 км стандартного оптоволокна сигнальные фотоны в видимой области (длина волны около 520 нм) будут разделены во времени на ~ 5 нс, а холостые фотоны – на ~ 1 нс. Этого достаточно для их надежного разделения при регистрации однофотонными детекторами на основе лавинных фотодиодов, для которых типичные значения фазового дрожания выходного сигнала (“джиттера”) находятся в субнаносекундной временной области.

Таким образом, мы описали подход, суть которого заключается в возможности прямой генерации многомерных двухфотонных состояний с гибридной поляризационно-частотной запутанностью в оптических волокнах. При этом важной особенностью экспериментальных методов на основе данного подхода является способность к управлению состоянием с помощью простого поворота поляризацией накачки. Для практического использования данной модальности необходимо обеспечить условия для генерации поляризационных состояний с близкими несущими оптическими частотами. На основе численных методов мы показали, что такая генерация также возможна и реализуется в ФКВ с петлевой зависимостью фазового синхронизма. Для экспериментальной демонстрации подхода ниже представлены спектры гибридных состояний, полученных в ФКВ указанного типа.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение. Экспериментальная установка показана на рис. 1b. В качестве нелинейной среды для генерации бифотонов использовался одномодовый ФКВ (NL-PM 750, NKT Photonics) с двумя длинами волн нулевой дисперсии около 750 и 1270 нм. Этот ФКВ имеет малую эффективную площадь моды $A_{\text{eff}} \approx 2$ мкм и высокое значение коэффициента нелинейности $\gamma \sim 95\,(\text{Вт км})^{-1}$ [47]. Кривые фазового синхронизма данного ФКВ имеют петлевую форму, что делает его ценным ресурсом для квантовой инженерии, обеспечивая условия для генерации различных бифотонных состояний [31, 34, 35, 40]. Генерация осуществлялась с использованием фемтосекундных лазерных импульсов от Ti:Sa лазера (Mira-HP, Coherent) на длине волны 780 нм и частотой повторения импульсов $R_p = 76$ МГц (рис. 1a). Излучение накачки вводилось в PCF через асферическую линзу, а его мощность регулировалась на выходе волокна. В случае Ti:Sa лазера длительность фемтосекундного импульса составляла ~ 150 фс. Затем лазерные импульсы проходили через оптическую систему на основе дифракционной решетки, линзы и нескольких зеркал, в которой длительность импульса увеличивалась до ~ 500 фс за счет фильтрации боковых компонент спектральной полосы. Частотная полоса лазерных импульсов на выходе Ti:Sa лазера регулировалась дополнительной спектральной фильтрацией.

На рисунке 4a показан измеренный спектр сигнальных фотонов на выходе оптоволоконного источника. В спектре присутствуют 4 отдельные линии сигнальных фотонов, соответствующие различным

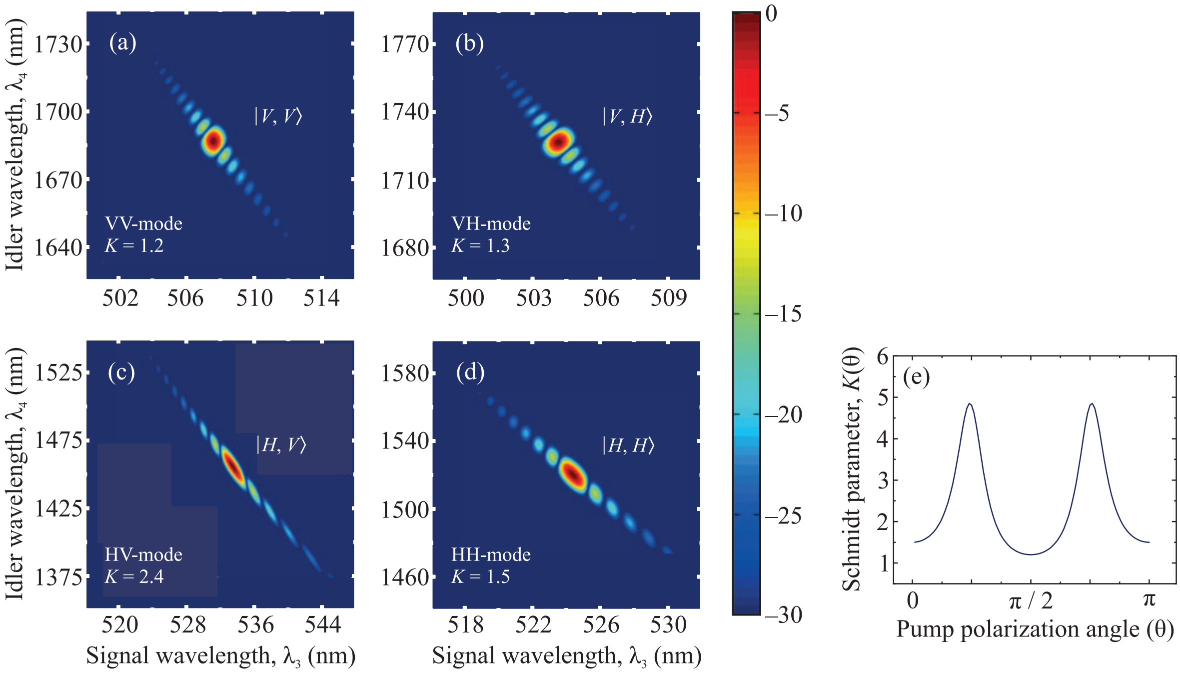

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a)–(d) – Совместная спектральная интенсивность $|F(\omega_3,\omega_4)|^2$ для различных поляризационных мод поддерживаемых в рассматриваемом оптическом волокне длиной $L = 1$ см ($\lambda_p = 780$ нм). (e) – Зависимость модифицированного параметра Шмидта $K(\theta)$ от направления поляризации накачки у входа в волокно θ

поляризационным модам. HH-, VV- и HV-моды имеют сопоставимые по величине амплитуды, однако линия, соответствующая VH-моде (см. рис. 4a), имеет амплитуду на порядок меньше остальных. Важно отметить, что все четыре моды одновременно присутствуют в выходном сигнале источника только при условии $\theta = \pi/4$. В противном случае, когда направление поляризации совпадает с одной из осей волокна, мы наблюдаем только линии, соответствующие скалярному СЧВС-преобразованию (HH- или VV-моды).

Для сравнения на рис. 4b представлены численные расчеты, выполненные на основе выражения (7) и данных модели в приближении квазимонохроматической накачки ($\theta = \pi/4$, $L = 1$ см). Как видно из сравнения графиков рис. 4a, b, экспериментальные спектры находятся в хорошем согласии с численными расчетами. На рисунке 4b видно, что линии для различных мод отличаются между собой значением амплитуды A и полуширины $\Delta\omega_3$. Отличие в амплитудах связано с угловой зависимостью и эффективностью для разных поляризационных мод согласно выражениям (6)–(7).

Разница в полуширине связана с различием групповых скоростей соотношением $\Delta\omega_3 \propto [\beta_{q3}^{(1)}(\omega_3) - \beta_{q4}^{(1)}(\omega_4)]^{-1}$, где $\beta_{qj}^{(1)}(\omega) = d\beta_{qj}(\omega)/d\omega$ [48]. При этом, можно заметить, что чем больше частотная отстройка частоты сигнального фотона от накачки $\Omega = \omega_3 - \omega_1$, тем меньше значения параметра $\Delta\omega_3$. Результат измерения спектра в нашем эксперименте является сверткой истинного спектра источника и аппаратной функции прибора. В связи с этим, узкие линии, ширина которых меньше разрешения прибора, будут значительно "проседать" в спектре относительно более широкополосных линий, что мы и наблюдаем на при мере линии VH-моды на рис. 4a.

Скорость генерации бифотонов R на выходе из волокна зависит от спектра фотонов как $R(\theta) \propto \int d\omega_3\ I(\omega_3,\theta)$. Используя это, мы получили следующее соотношение $R(\pi/4) \approx 3/5\ R(0)$ для наших экспериментальных условий. Учитывая данные из нашей предыдущей работы [35], где мы измерили и оценили яркость нашего источника $R(0)$ для скалярного режима генерации HH-моды ($g_0^2 = 20$), была сделана оценка скорости генерации для спектров на рис. 4, которая составила $R(\pi/4) \approx 2$ МГц.

На рисунках 5a–d представлена спектральная карта совместной спектральной интенсивности (ССИ) для каждой из поляризационных мод. Расчеты проводились с использованием постоянных распространения $\beta_q(\omega)$, найденных на основе вышеупомянутой модели волокна, для волокна длиной $L = 1$ см и ширины полосы накачки $\Delta\lambda_p = 1$ нм. Значение параметра K_m также указано для каждого взаимодействия на соответствующих графиках рис. 5a–d. Параметр K_m имеет значения, близкие к единице, что означает относительно высокую степень чистоты для каждого отдельного СЧВС-взаимодействия. Нами была проведена оценка модифицированного параметра Шмидта для рассчитанных состояний согласно выражению (8) и построена его угловая зависимость, которая представлена на рис. 5e. Благодаря тому, что генерируемые состояния, хоть и близки по частотам друг к другу, но являются невырожденными, вместе с переключением состояния происходит и модуляция параметра $K(\theta)$. Максимальное значение $K(\theta)$ достигает в точке $\pi/4$, в которой и возникает гибридное состояние, в котором все члены в выражениях (3) и (5) имеют ненулевые, сравнимые по величине коэффициенты. Значение $K(\theta)$ меняется в пределах от 1 до ≈ 6, т.е. от практически чистого двухфотонного состояния без квантовой запутанности до многомерного запутанного состояния (рис. 5e, зеленая кривая). Причем этому процессу сопутствует также и переключение поляризационного состояния: при $\theta = 0$ генерируются бифотоны только в $|HH\rangle$ моде; при $\theta = \pi/2$ генерируются бифотоны только в $|VV\rangle$; при $\theta = \pi/4$ бифотоны генерируются сразу в 4 модах ($|HH\rangle$, $|HV\rangle$, $|VH\rangle$, $|VV\rangle$). Такой подход в управлении размерностью многомерного состояния существенно отличается своей простотой от методов перестройки на основе сдвига частоты, поскольку вращение поляризацией лазерного излучения является более доступной и легкой манипуляцией.

Таким образом, мы показали возможность генерации многомерных бифотонных состояний с гибридной поляризационно-частотной квантовой запутанностью, а также способ управления этим состоянием. Ключевой особенностью этого метода является прямая генерация квантовых состояний с возможностью управления простым поворотом поляризации накачки. Мы продемонстрировали, что данный метод может быть экспериментально реализован с помощью двулучепреломляющих оптических волокон с подходящим дисперсионным профилем. Экспериментальные результаты показали хорошее согласие с предложенной теорией для многорежимного СЧВС процесса. Предложенный метод открывает принципиально новые возможности приготовления квантово-запутанного двухфотонного состояния света, а также одновременного управления его различными физическими степенями свободы.

Финансирование работы. Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (Регистрационный номер НИОКТР 125012300688-6).

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

1. M. Erhard, M. Krenn, and A. Zeilinger, Nat. Rev. Phys. **2**(7), 365 (2020).
2. Y. Wang, Z. Hu, B. C. Sanders, and S. Kais, Front. Phys. **8**, 589504 (2020).
3. D. Cozzolino, B. Da Lio, D. Bacco, and L. K. Oxenløwe, Advanced Quantum Technologies **2**(12), 1900038 (2019).
4. A. Burlakov, M. Chekhova, O. Karabutova, D. Klyshko, and S. Kulik, Phys. Rev. A **60**(6), R4209 (1999).
5. A. V. Burlakov and M. V. Chekhova, JETP Lett. **75**, 432 (2002).
6. Y. I. Bogdanov, R. F. Galeev, S. P. Kulik, G. A. Maslennikov, and E. V. Moreva, JETP Lett. **82**, 164 (2005).
7. A. Mair, A. Vaziri, G. Weihs, and A. Zeilinger, Nature **412**(6844), 313 (2001).
8. D. Turaykhanov, D. Akatev, I. Latypov, A. Shkalikov, and A. Kalachev, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **84**, 304 (2020).
9. D. Turaykhanov, D. Akat?Ev, A. Vasiliev, F. Ablayev, and A. Kalachev, Phys. Rev. A **104**(5), 052606 (2021).
10. D. Kalashnikov, V. Karasev, K. Katamadze, S. Kulik, and A. Solov?ev, JETP **108**, 33 (2009).
11. K. G. Katamadze, A. V. Pashchenko, A. V. Romanova, and S. P. Kulik, JETP Lett. **115**(10), 581 (2022).
12. H.-H. Lu, M. Liscidini, A. L. Gaeta, A. M. Weiner, and J. M. Lukens, Optica **10**(12), 1655 (2023).
13. S. Ramelow, L. Ratschbacher, A. Fedrizzi, N. Langford, and A. Zeilinger, Phys. Rev. Lett. **103** (25), 253601 (2009).
14. S. Francesconi, A. Raymond, R. Duhamel, P. Filloux, A. Lemaître, P. Milman, M. Amanti, F. Baboux, and S. Ducci, Photonics Research **11**(2), 270 (2023).
15. H.-H. Lu, M. Alshowkan, K. V. Myilswamy, A. M. Weiner, J. M. Lukens, and N. A. Peters, Opt. Lett. **48**(22), 6031 (2023).
16. C. Vendromin, J. Sipe, and M. Liscidini, Phys. Rev. A **111**(4), 043711 (2025).
17. H.-H. Lu, J. M. Lukens, M. Alshowkan, B. T. Kirby, and N. A. Peters, Optica Quantum **2**(4), 282 (2024).
18. Д. Н. Клышко, Успехи физических наук **158**(6), 327 (1989).
19. P. Kolchin, Phys. Rev. A **75**, 033814 (2007).
20. W. Wasilewski, T. Fernholz, K. Jensen, L. S. Madsen, H. Krauter, C. Muschik, and E. S. Polzik, Opt. Express **17**, 14444 (2009).
21. H. Krauter, C. A. Muschik, K. Jensen, W. Wasilewski, J. M. Petersen, J. I. Cirac, and E. S. Polzik, Phys. Rev. Lett. **107**, 080503 (2011).

22. E. S. Moiseev, A. Tashchilina, S. A. Moiseev, and A. I. Lvovsky, New J. Phys. **22**, 013014 (2020).
23. C. Reimer, M. Kues, P. Roztocki, B. Wetzel, F. Grazioso, B. E. Little, S. T. Chu, T. Johnston, Y. Bromberg, L. Caspani, D. J. Moss, and R. Morandotti, Science **351**(6278), 1176 (2016).
24. X. Lu, Q. Li, D. A. Westly, G. Moille, A. Singh, V. Anant, and K. Srinivasan, Nat. Phys. **15**(4), 373 (2019).
25. I. N. Chuprina, N. S. Perminov, D. Y. Tarankova, and A. A. Kalachev, Laser Phys. Lett. **15**, 105104, (2018).
26. H.-K. Lau, H. Qiao, A. A. Clerk, and T. Zhong, Phys. Rev. Lett. **134**(5), 053602 (2025).
27. H. An, Z. Li, and M. Hosseini, APL Quantum **2**, 026134 (2025).
28. S. A. Moiseev, M. M. Minnegaliev, K. I. Gerasimov, E. S. Moiseev, A. D. Deev, and Y. Y. Balega, Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195**(5), 455 (2025).
29. M. Kues, C. Reimer, J. M. Lukens, W. J. Munro, A. M. Weiner, D. J. Moss, and R. Morandotti, Nat. Photonics **13**(3), 170 (2019).
30. N. Petrov, A. Voronin, A. Fedotov, and A. Zheltikov, Phys. Rev. A **100**(3), 033837 (2019).
31. K. Garay-Palmett, D. B. Kim, Y. Zhang, F. A. Domínguez-Serna, V. O. Lorenz, and A. B. U'Ren, JOSA B **40**(3), 469 (2023).
32. B. J. Smith, P. Mahou, O. Cohen, J. Lundeen, and I. Walmsley, Opt. Express **17**(26), 23589 (2009).
33. D. De la Torre-Robles, F. Dominguez-Serna, G. L. Osorio, A. B. U'Ren, D. Bermudez, and K. Garay-Palmett, Sci. Rep. **11**(1), 18092 (2021).
34. M. A. Smirnov, I. V. Fedotov, A. M. Smirnova, A. F. Khairullin, A. B. Fedotov, and S. A. Moiseev, Opt. Lett. **49**, 3838 (2024).
35. A. Khairullin, A. Smirnova, N. Arslanov, A. Fedotov, S. Moiseev, I. Fedotov, and M. Smirnov, JETP Lett. **119**(5), 345 (2024).
36. J. Fulconis, O. Alibart, J. L. O'Brien, W. J. Wadsworth, and J. G. Rarity, Phys. Rev. Lett. 99(12), 120501 (2007).
37. J. Chen, K. F. Lee, X. Li, P. L. Voss, and P. Kumar, New J. Phys. **9**(8), 289 (2007).
38. A. Riazi, E. Y. Zhu, D. Xu, and L. Qian, npj Quantum Inf. **10**(1), 38 (2024).
39. J. Fulconis, O. Alibart, W.Wadsworth, P. S. J. Russell, and J. Rarity, Opt. Express **13**(19), 7572 (2005).
40. K. Garay-Palmett, H. McGuinness, O. Cohen, J. Lundeen, R. Rangel-Rojo, A. U'ren, M. Raymer, C. McKinstrie, S. Radic, and I. Walmsley, Opt. Express **15**(22), 14870 (2007).
41. J. Chen, X. Li, and P. Kumar, Physical Review A–Atomic, Molecular, and Optical Physics **72**(3), 033801 (2005).
42. G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, in *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*, Springer, Berlin Heidelberg (2000), p. 195.
43. Y.-H. Kim, S. P. Kulik, and Y. Shih, Phys. Rev. A **62**(1), 011802 (2000).
44. C. Law, I. A. Walmsley, and J. Eberly, Phys. Rev. Lett. **84**(23), 5304 (2000).
45. K. Saitoh and M. Koshiba, J. Light. Technol. **23**(11), 3580 (2005).
46. K. Sulimany and Y. Bromberg, npj Quantum Inf. **8**(1), 4 (2022).
47. NKT Photonics, *Nonlinear Fibers Datasheet, https://www.nktphotonics.com/products/optical-fibers-andmodules/ nonlinear-photonic-crystal-fibers/.*
48. O. Alibart, J. Fulconis, G. Wong, S. Murdoch, W. Wadsworth, and J. Rarity, New J. Phys. **8**(5), 67 (2006).