Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 12, с. 970 – 975

Согласованная система квантовой памяти в кристалле $^{143}Nd:Y^{7}LiF_4$ и однофотонного источника на основе спонтанного параметрического рассеяния

Р. А. Ахмеджанов[+], *Л. А. Гущин*[+], *И. В. Зеленский*[+1)], *И. З. Латыпов*[*], *В. А. Низов*[+], *Н. А. Низов*[+], *Д. А. Собгайда*[+]

[+]*Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, 603950 Н. Новгород, Россия*

[*]*Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, 420029 Казань, Россия*

Поступила в редакцию 10 марта 2025 г.
После переработки 17 апреля 2025 г.
Принята к публикации 1 мая 2025 г.

Продемонстрировано хранение сигнала однофотонного источника, использующего спонтанное параметрическое рассеяние в периодически поляризованном кристалле MgO : PPLN, в квантовой памяти на основе атомной частотной гребенки в изотопически чистом кристалле $^{143}Nd:Y^{7}LiF_4$.

DOI: 10.31857/S0370274X25060184, EDN: OKKUXL

1. Введение. Квантовая память, способная работать с сигналом на уровне одного фотона, является важным элементом для развития современных квантовых технологий [1, 2]. В частности, возможность хранения неклассических состояний света однофотонных источников представляет большой интерес для реализации концепции квантовых повторителей и создания протяженных квантовых коммуникаций [3–6]. Перспективной средой для создания квантовой памяти в настоящее время считаются кристаллы, допированные редкоземельными ионами [7–10]. Они сочетают удобство работы с твердотельными средами с большим временем жизни когерентности, необходимым для реализации эффективной долговременной памяти. Среди различных подходов к реализации квантовой памяти [11–16] нами был выбран протокол на основе атомной частотной гребенки (*atomic frequency comb*, AFC) [17, 18], обладающий рядом достоинств и относительной простотой реализации. Ячейкой памяти в этом случае является среда с профилем поглощения в виде эквидистантных пиков – AFC. Оптический импульс поглощенный (записанный) такой средой высвечивается (считывается) через время, обратное периоду гребенки.

Нами использовался изотопически чистый кристалл $Y^{7}LiF_4$, допированный ионами $^{143}Nd^{3+}$. Ранее мы исследовали оптическую память на основе AFC в таком кристалле как с использованием “ярких” многофотонных импульсов [19–21], так и с ослабленными лазерным излучением со средним числом фотонов в импульсе порядка 1 [22]. Настоящая работа посвящена исследованию возможности использования данной памяти для хранения сигнала однофотонного источника.

При работе с однофотонными источниками существует ряд особенностей. Во-первых, это вероятностный характер излучения. Во-вторых, сложность согласования спектра источника и квантовой памяти, характеристики которой, как правило, заданы параметрами конкретного перехода. Для генерации одиночных фотонов мы использовали хорошо зарекомендовавший себя подход на основе спонтанного параметрического рассеяния в нелинейных кристаллах [23]. В этом случае фотоны рождаются в кристалле парами, один из которых можно использовать в качестве оповещения. Регистрация фотона в канале оповещения свидетельствует о наличии в тот же момент фотона в сигнальном канале. Это обеспечивает возможность регистрации событий в узком интервале времени, а также повышение отношения сигнал/шум. В работе использовался периодически поляризованный кристалл ниобата лития, допированный оксидом магния MgO : PPLN. Использование периодически поляризованных кристаллов обеспечивает перестройку частоты источника в широких пределах [24] с помощью изменения температуры. Это позволяет настроить источник на рабочий переход квантовой памяти. Однако, существенной проблемой остается согласование ширины спектров источника и памяти. Характерная ширина сигнального кана-

1)e-mail: zelensky@ipfran.ru

ла источников с MgO : PPLN составляет ~ 100 ГГц [25] (для кристаллов длиной в 20–30 мм), в то время как рабочий диапазон памяти, в нашем случае, составляет около 100 МГц. Таким образом, для сопряжения требуется спектральная фильтрация в ~ 1000 раз. Для решения этой задачи нами была реализована двухступенчатая система фильтрации сигнального канала с помощью эталонов Фабри–Перо до необходимых 100 МГц и согласованная фильтрация канала подтверждения.

2. Эксперимент. Схема эксперимента представлена на рис. 1. Для реализации квантовой памяти использовался изотопически чистый кристалл ^{143}Nd : Y^{7}LiF$_4$ (содержание изотопа ^{7}Li $\sim$ 99.7 %), с концентрацией ионов Nd 0.005 ат. % (содержание ^{143}Nd^{3+} $\sim$ 96.5 %) длиной 5 мм, вырезанный вдоль оси *c*. Кристалл был помещен в оптический криостат и охлажден до температуры ~ 4 K. AFC создавалась на одной из линий перехода $^4I_{9/2}(1) \rightarrow {}^4F_{3/2}(1)$ (длина волны 867 нм). Оптические переходы в изотопически чистых кристаллах отличаются небольшим неоднородным уширением порядка 100 МГц и хорошо разрешаются на фоне друг друга (см. рис. 2c), что позволяет выделить нужную рабочую линию. AFC создавалась методом выжигания провалов в неоднородной линии поглощения (см., например, [21]). Для выжигания использовалось излучение одночастотного титан-сапфирового лазера, модулированное с помощью акустооптического модулятора (AOM). Часть излучения лазера из неиспользуемого 0-го порядка AOM отводилось на измеритель длин волн. Петля обратной связи с помощью ПИД-регулятора позволяла стабилизировать частоту лазерного излучения с точностью около 2 МГц. Как показано в [22], в кристалле ^{143}Nd : Y^{7}LiF$_4$ можно использовать для создания AFC и записи излучение разной поляризации. Такой подход позволяет практически без потерь совместить лучи лазера и однофотонного источника на поляризационном делителе. Для регистрации сигналов использовались сверхпроводящие однофотонные детекторы с эффективностью $\sim 85-90$ %, собственный шум которых не превышал 50 имп/с и был мал по сравнению с другими шумами.

Для генерации одиночных фотонов лазер накачки (длина волны 532 нм) фокусировался с помощью 150 мм линзы в периодически поляризованный кристалл ниобата лития с периодом 7.237 мкм и длиной 30 мм, допированный оксидом магния MgO : PPLN. Ширина перетяжки составляла ~ 100 мкм и была рассчитана исходя из оптимального соотношения скорости генерации и эффективности оповещения [26]. Фотон накачки распадался на два фотона:

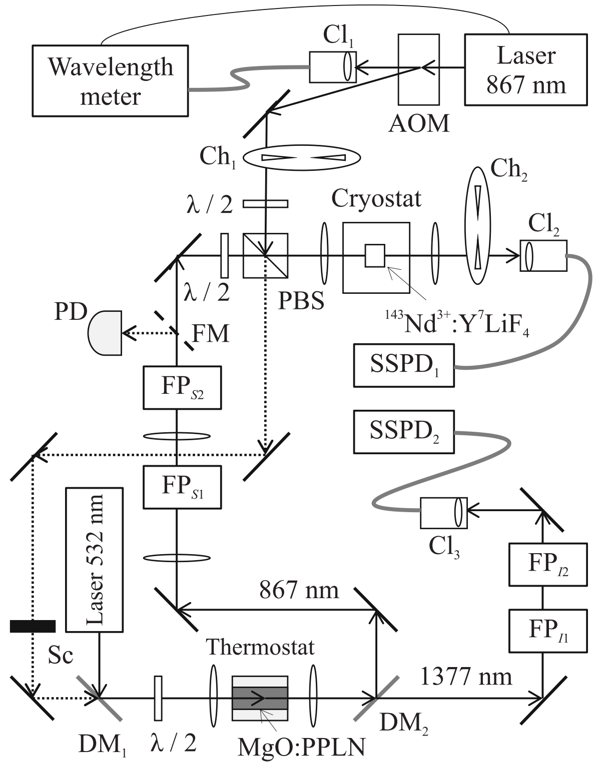

Рис. 1. Схема установки: AOM – акустооптический модулятор; Cl – коллиматор; Ch – оптический прерыватель пучка (чоппер); $\lambda/2$ – полуволновая пластинка; PBS – поляризационный делитель; PD – фотодиод; FM – откидное зеркало; FP – эталон Фабри–Перо; SSPD – сверхпроводящий однофотонный детектор; Sc – экран; DM – дихроичное зеркало, толстыми серыми линиями показаны оптические волокна

сигнальный фотон ($\sim$867 нм) и фотон оповещения (~ 1377 нм), частоты которых определяются условиями частотного синхронизма и связаны законом сохранения энергии:

$$\nu_p = \nu_S + \nu_I, \tag{1}$$

где ν_p , ν_S, ν_I – частоты накачки, сигнального излучения и оповещающего излучения.

Кристалл был помещен в термостат, длина волны генерации λ могла перестраиваться в пределах нескольких нм с помощью изменения температуры T. Для уточнения коэффициентов расчетной (линейной) зависимости $\lambda(T)$ были проведены измерения по методике, аналогичной использованной в работе [25]. Излучение лазера с известной длиной волны совмещалось с излучением однофотонного источника, отражалось от дифракционной решетки, коллимировалось в одномодовое волокно и детектировалось фотодетектором. После этого излучение лазера перекрывалось и подбиралась температура MgO : PPLN, соответствующая максимуму сигнала. Эксперимент проводился с двумя длинами волн (и положениями решетки). Результаты измерений показали температурную зависимость 0.44 нм на градус для сигнального канала и температуру, соответствующую рабочей длине волны квантовой памяти, 46.1°C.

Для сопряжения источника с квантовой памятью использовалась двухступенчатая система спектральной фильтрации сигнального канала, состоящая из термостабилизированного перестраиваемого эталона FP_{s1} с областью свободной дисперсии (FSR, *free spectral range*) 20 ГГц, аппаратной шириной около 1.5 ГГц и коэффициентом пропускания 80 % и термостабилизированного конфокального интерферометра FP_{s2} с аппаратной шириной около 100 МГц. Интерферометр FP_{s2} настраивался в режим подавления нечетных мод при этом FSR был равен 6 ГГц, а коэффициент пропускания 80–90 %. Термостабилизация обеспечивала пассивную стабильность эталона FP_{s1} в пределах полуширины линии на времени ~ 1 ч, а FP_{s2} ~ 15 мин. Для настройки фильтров часть излучения лазера 867 нм заводилась в однофотонный источник через дихроичное зеркало, где совмещалось с излучением накачки 532 нм. Во время настройки основной ход луча перекрывался с помощью поворотного зеркала и сигнал регистрировался с помощью фотодиода.

Возможность контроля частоты фильтров с использованием вспомогательного излучения лазера удобна как для первичной настройки, так и периодической подстройки фильтров в процессе длительных измерений, необходимых для получения статистически значимых результатов. Однако для корректной работы необходимо было убедиться, что такая настройка обеспечивает необходимую точность. Для этого с помощью однофотонного источника была реализована спектроскопия внутренней структуры перехода $^4\mathrm{I}_{9/2}(1) \to {}^4\mathrm{F}_{3/2}(1)$ в кристалле $^{143}\mathrm{Nd:Y^7LiF_4}$ и проверена точность настройки на требуемую линию. Частота сигнала однофотонного источника сканировалось перестройкой частоты интерферометра FP_{s2}, которая могла изменяться в пределах FSR подачей напряжения на пьезоэлемент. Особенностью измерений являлось то, что в схеме присутствовал эталон FP_{s1}, имеющий ширину линии пропускания 1.5 ГГц. Центральная частота FP_{s1}, могла перестраиваться в пределах нескольких ГГц с помощью изменения напряжения на пьезоэлементе (полная перестройка в пределах FSR осуществляется с помощью изменения температуры). На рисунке 2a показаны результаты измерений при различной центральной частоте эталона FP_{s1} (сдвиг между измерениями около 750 МГц). Суммарный (усредненный по измерениям) сигнал представлен на рис. 2b. На рисунке 2c представлен характерный спектр поглощения перехода $^4\mathrm{I}_{9/2}(1) \to {}^4\mathrm{F}_{3/2}(1)$. Соответствующие друг другу спектральные области выделены фоном, стрелкой показана рабочая линия. Видно, что спектры соответствуют друг другу с учетом размытия за счет конечной ширины сигнала однофотонного источника (около 100 МГц). Измерения также показали, что настройка источника с использованием вспомогательного излучения лазера обеспечивает точность не хуже непосредственной настройки по спектру пропускания.

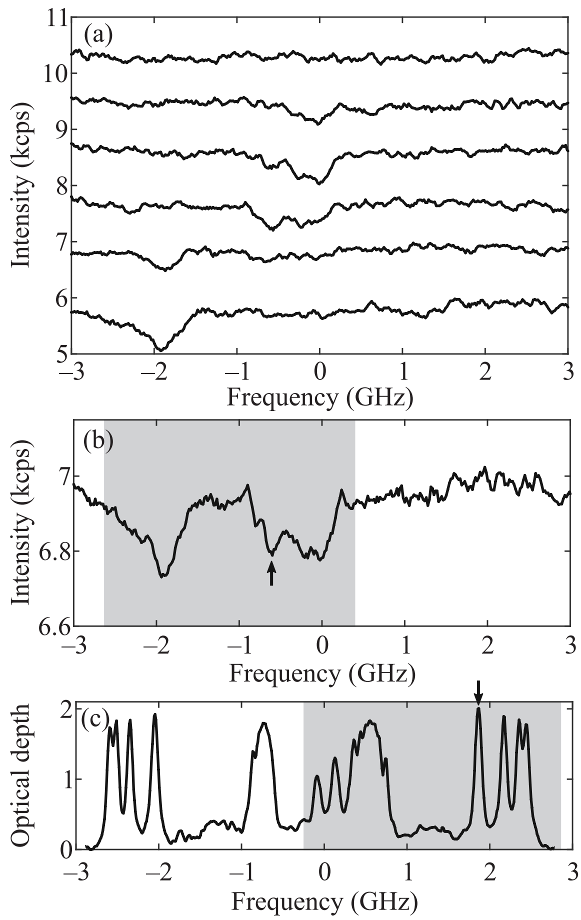

Рис. 2. (a) – Спектр пропускания сигнала однофотонного источника при различной настройке эталона Фабри–Перо FP_{s1} (линии смещены по вертикали для наглядности); (b) – суммарный спектр пропускания; (c) – спектр поглощения перехода $^4\mathrm{I}_{9/2}(1) \to {}^4\mathrm{F}_{3/2}(1)$ изотопически чистого кристалла $^{143}\mathrm{Nd:Y^7LiF_4}$ (адаптировано из [19]), выделены соответствующие друг другу спектральные области, стрелкой показана рабочая линия

Для сохранения достаточной степени корреляции между каналами и эффективности оповещения, необходима согласованная фильтрация канала оповещения, позволяющая, с одной стороны, максимально обузить его спектр, с другой стороны, обеспечить выполнение условия (1) при флуктуациях частоты накачки и спектральных характеристик фильтров. Измерения показали, что дрейф частоты лазера накачки после прогрева составляет 300 МГц в час. Таким образом, для обеспечения пассивной стабильности на временах порядка 1 ч ширина канала оповещения должна составлять около 600 МГц . Такая система фильтрации была реализована с помощью термостабилизированного перестраиваемого эталона FP_{I1} с FSR 20 ГГц, аппаратной шириной 660 МГц и коэффициентом пропускания 60 % и термостабилизированного перестраиваемого интерферометра Фабри–Перо FP_{I2} с FSR 70 ГГц аппаратной шириной 7 ГГц и коэффициентом пропускания 85 %. После фильтрации источник обеспечивал скорость генерации 100 пар фотонов в секунду при мощности накачки 3.2 мВт и 30 пар фотонов в секунду при мощности накачки 1 мВт, соответственно. Эффективность оповещения (отношение количества пар к числу фотонов оповещения) составила ~ 0.6 %.

Для настройки системы спектральной фильтрации канала оповещения была реализована процедура с использованием процесса генерации разностной частоты. Для этого в нелинейный кристалл однофотонного источника совместно с накачкой заводилось вспомогательное лазерное излучение на частоте, сигнального канала. В кристалле происходила генерация излучения на частоте равной разности частот накачки и лазера. Фильтры FP_{I1} и FP_{I2} настраивались на максимум пропускания. Частота настроенного таким образом канала оповещения удовлетворяет соотношению (1). Реализованная процедура позволяет проводить как первичную настройку, так и подстройку в процессе длительных измерений. Отметим, что при реализации быстрой, например, автоматизированной, процедуры подстройки, потенциально можно использовать систему фильтрации канала оповещения с меньшей шириной, что должно привести к увеличению эффективности оповещения.

Для создания AFC могут быть использованы различные подходы (см., например, [21]). В данной работе мы использовали последовательность монохроматических импульсов длительностью 12 нс, повторяемых через 60 нс. Спектром такой последовательности является набор эквидистантных пиков, а период AFC определятся задержкой между импульсами. Недостатком такого подхода является фиксированная форма AFC, однако он свободен от смещения луча при перестройке частоты, осуществляемой с помощью AOM, характерного для других подходов. Это упрощает пространственное совмещение выжигающего AFC и записываемого излучения.

Эксперименты показали, что для выжигания AFC с помощью используемой последовательности достаточно около 3 мс при интенсивности импульсов ~ 10 мВт. Была измерена зависимость эффективности квантовой памяти от времени с момента создания AFC до ее использования (с помощью "ярких" импульсов). Результаты представлены на рис. 3. К сожалению, непосредственно после приготовления AFC работа со слабым сигналом затруднена вследствие шума, вызванного флуоресценцией ионов Nd, возбужденных на верхний уровень в процессе создания гребенки. Шум спадает до приемлемых значений за время ~ 5 мс [22].

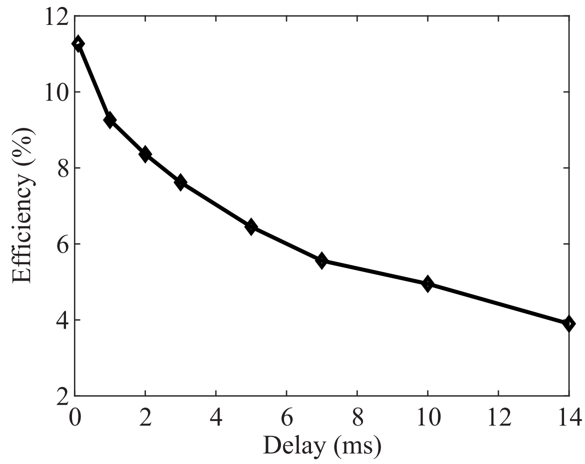

Рис. 3. Эффективность памяти в зависимости от времени после приготовления AFC

Исходя из полученных данных, был выбран следующий режим работы. С помощью AOM создавалась периодическая последовательность лазерных импульсов длиной 12 нс и периодом 60 нс. Чоппер Ch_2, работающий с частотой 46 Гц, перекрывал оптический путь в детектор одиночных фотонов. В первую половину периода при закрытом детекторе происходила подготовка памяти. Для этого открывался чоппер Ch_1 и в течение 3 мс выжигалась AFC, в последующие 5 мс происходил спад остаточной флуоресценции. Во второй половине периода при открытом детекторе происходила запись и регистрация сигнала из памяти. Средняя эффективность памяти для "ярких" импульсов, согласно зависимости, приведенной на рис. 3, в таком режиме должна быть около 4.8 %. Отметим, что в нашем случае рабочей линией (до выжигания гребенки) поглощается только треть подтвержденных фотонов из источника, что, видимо, связано с погрешностью в работе системы спектральной фильтрации. С учетом такой корректировки ожидаемая эффективность памяти для сигнала однофотонного источника при идеальном пространственном совмещении с AFC составляет 1.6 %.

Измерялась нормированная корреляционная функция между каналом подтверждения однофотонного источника и сигналом, прошедшим через квантовую память. Был реализован режим стробирования сигнала однофотонного детектора, когда регистрировались только события, происходящие в рабочее время квантовой памяти. Это позволило улучшить отношение сигнал/шум в 2 раза. Эксперимент проводился около 3 часов. Результаты измерений представлены на рис. 4. Через время 60 нс (соответствующее периоду выжигающей AFC последовательности) после записываемого импульса виден импульс эха, отношение сигнал/шум ~ 1. Эффективность памяти, оцененная по отношению числа отсчетов в сигнале эха к общему числу поступивших в память подтвержденных фотонов составила около 1 %. Это в 1.6 раза меньше, чем оценочное значение, что скорее всего связано с неидеальным пространственным согласованием сигнала однофотонного источника с квантовой памятью.

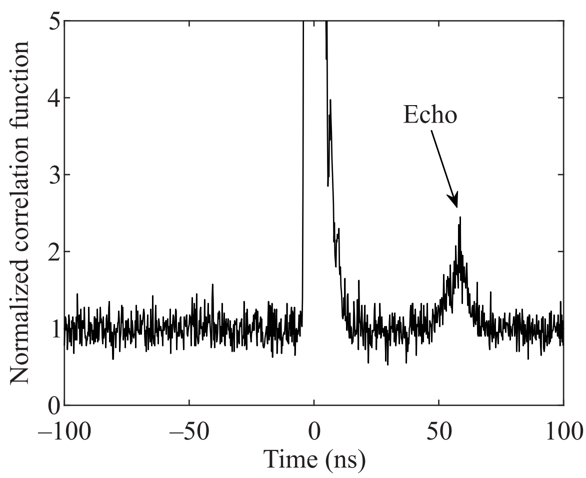

Рис. 4. Сигнал эха от записанного в квантовую память излучения однофотонного источника

3. Заключение. Продемонстрировано хранение сигнала однофотонного источника в квантовой памяти на основе атомной частотной гребенки в изотопически чистом кристалле $^{143}\mathrm{Nd}:\mathrm{Y}^7\mathrm{LiF}_4$. Для экспериментов создан источник, использующий эффект спонтанного параметрического рассеяния в периодически поляризованном кристалле MgO : PPLN, согласованный по спектру с рабочим диапазоном памяти. Для времени хранения 60 нс средняя эффективность составила ~ 1 % при отношении сигнал/шум ~ 1.

Финансирование работы. Исследование проведено в рамках программы Научного центра мирового уровня "Центр фотоники" при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

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

1. K. Heshami, D. G. England, P. C.Humphreys, P. J. Bustard, V. M. Acosta, J. Nunn, and B. J. Sussman, J. Mod. Opt. **63**, 2005 (2016).
2. D. Awschalom K. K. Berggren, H. Bernienet et al. (Collaboration), PRX Quantum **2**, 017002 (2021).
3. N. Sangouard, C. Simon , H. De Riedmatten, and N. Gisin, Rev. Mod. Phys. **83**, 33 (2011).
4. K. Azuma, S. E. Economou, D. Elkouss, P. Hilaire, L. Jiang, H. Lo, and I. Zitrin, Rev. Mod. Phys. **95**, 045006 (2023).
5. А. А. Калачев, Квантовая электроника **53**, 609 (2023).
6. S.-H. Wei, B. Jing, X.-Y. Zhang, J.-Y. Liao, C.-Z. Yuan, B.-Y. Fan, C. Lyu, D.-L. Zhou, Y. Wang, G.-W. Deng, H.-Z. Song, D. Oblak, G.-C. Guo, and Q. Zhou, Laser Photonics Rev. **16**, 2100219 (2022).
7. M. Zhong, M. P. Hedges, R. L. Ahlefeldt, J. G. Bartholomew, S. E. Beavan, S. M. Wittig, J. J. Longdell, and M. J. Sellars, Nature **517**, 177 (2015).
8. Y.-L. Hua, Z.-Q. Zhou, Ch.-F. Li, and G.-C. Guo, Chin. Phys. B **27**, 020303 (2018).
9. M. Guo, S. Liu, W. Sun, M. Ren, F. Wang, and M. Zhong, Front. Phys. **18**, 21303 (2023).
10. Zh. Tian-Xiang, L. Xiao, Zh. Zong-Quan, and L. Chuan-Feng, Nanophotonics; https://doi.org/10.1515/nanoph-2024-0487 (2025).
11. G. Heinze, C. Hubrich, and T. Halfmann, Phys. Rev. Lett. **111**, 033601 (2013).
12. J. J. Longdell, E. Fraval, M. J. Sellars, and N. B. Manson, Phys. Rev. Lett. **95**, 063601 (2005).
13. A. L. Alexander, J. J. Longdell, M. J. Sellars, and N. B. Manson, Phys. Rev. Lett. **96**, 043602 (2006).
14. M. Hedges, J. J. Longdell, Y. Li, and M. J. Sellars, Nature **465**, 1052 (2010).
15. V. Damon, M. Bonarota, A. Louchet-Chauvet, T. Chaneliere, and J.-L. Le Gouet, New J. Phys. **13**, 093031 (2011).
16. K. I. Gerasimov, M. M. Minnegaliev, S. A. Moiseev, R. V. Urmancheev, T. Chaneliere, and A. Louchet-Chauvet, Opt. Spectrosc. **123**, 211 (2017).
17. M. Afzelius, C. Simon, H. De Riedmatten, and N. Gisin, Phys. Rev. A **79**, 052329 (2009).

18. C. Clausen, I. Usmani, F. Bussieres, N. Sangouard, M. Afzelius, H. de Riedmatten, and N. Gisin, Nature **469**, 508 (2011).
19. R. A. Akhmedzhanov, L. A. Gushchin, A. A. Kalachev, S. L. Korableva, D. A. Sobgayda, and I. V. Zelensky, Laser Phys. Lett. **13**, 015202 (2016).
20. R. A. Akhmedzhanov, L. A. Gushchin, A. A. Kalachev, V. A. Nizov, V. A. Nizov, D. A. Sobgayda. and I. V. Zelensky, Laser Phys. Lett. **13**, 115203 (2016).
21. Р. А. Ахмеджанов, Л. А. Гущин, И. В. Зеленский, В. А. Низов, Н. А. Низов, Д. А. Собгайда, Изв. вузов. Радиофизика **67**, 137 (2024).
22. R. A. Akhmedzhanov, L. A. Gushchin, N. A. Nizov, V. A. Nizov, D. A. Sobgayda, and I. V. Zelensky, JETP Lett. **119**, 834 (2024).
23. M. D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, and S. V. Polyakov, Rev. Sci. Instrum. **82**, 071101 (2011).
24. S. Tanzilli, A. Martin, F. Kaiser, M. P. De Micheli, O. Alibart, and D. B. Ostrowsky, Laser Photonics Rev. **6**, 115 (2012).
25. I. Z. Latypov, A. V. Shkalikov, D. O. Akat'ev, and A. A. Kalachev, J. Phys.: Conf. Ser. **859**, 012011 (2017).
26. L. Coccia, A. Santamato, G. Vallone, and P. Villoresi, Phys. Rev. A **107**, 063712 (2023).