Письма в ЖЭТФ, том 117, вып. 11, с. 867 – 875

Реализация протокола квантовой памяти на основе восстановления сигнала подавленного эха в ортогональной геометрии на телекоммуникационной длине волны

М. М. Миннегалиев[1)], *К. И. Герасимов, С. А. Моисеев*

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

Поступила в редакцию 11 апреля 2022 г.
После переработки 26 апреля 2023 г.
Принята к публикации 29 апреля 2023 г.

В данной работе экспериментально реализован протокол оптической квантовой памяти на основе восстановления сигнала подавленного эха (ROSE) на телекоммуникационной длине волны для сигнальных световых полей с малым числом фотонов. Для этого была инициализирована долгоживущая (>1 с) линия поглощения и выбрана ортогональная геометрия распространения сигнального и рефазирующего полей. Достигнута эффективность восстановления для ортогональных компонент поляризации сигнального импульса 17 ± 1 % при времени хранения 60 мкс. Входной импульс содержал в среднем ~ 38 фотонов, а восстановленный эхо-сигнал ~ 6 фотонов при отношении сигнал-шум $= 1.3$.

DOI: 10.31857/S1234567823110113, EDN: djxudp

Оптическая квантовая память (ОКП) предназначена для хранения квантовых состояний света с последующим извлечением этих состояний по запросу в произвольный момент времени. При этом разработка эффективной многокубитовой ОКП на телекоммуникационной длине волны ($\lambda \sim 1.5$ мкм) является одной из ключевых задач в оптических квантовых технологиях [1], в значительной степени благодаря большому интересу к созданию на ее основе квантового повторителя для оптических квантовых коммуникаций на дальние расстояния [2], а также рассматривается важным модулем для создания сети квантового интернета и универсального квантового компьютера [3]. За последние два десятилетия были предложены разные протоколы эффективной записи и считывания фотонных кубитов из ячейки ОКП [4, 5]. Схема ОКП, основанная на использовании высокоэффективного обращенного фотонного эха в оптически плотной среде [6], нашла активное применение в разработке ряда протоколов ее реализации в кристаллах, активированных редкоземельными ионами [7]. Один из таких протоколов основан на восстановлении сигнала подавленного эха (*revival of silenced echo* – ROSE протокол) [8], разработка которого является предметом настоящего исследований.

Протокол ROSE близок к классической схеме двухимпульсного фотонного эха, где к сигнальному и рефазирующему импульсу добавляется второй рефазирующий импульс, восстанавливающий сигнал первичного эха, который излучается уже в неинвертированной системе [9]. Максимум ROSE-сигнала достигается, когда рефазирующие световые импульсы имеют импульсную площадь π, что совпадает с известной в ЯМР (ядерный магнитный резонанс) последовательностью Карр–Парсела [10]. Вместе с тем, в отличие от сигналов эха в последовательности Карр–Парсела, излучение первичного фотонного эха полностью подавляется в ROSE-протоколе, а в ROSE-сигнале излучается практически вся запасенная в атомах энергия при точной реализации протокола. Относительная простота экспериментальной реализации и большое время жизни квантовой когерентности ROSE-протокола привлекает внимание к его разработке в различных экспериментальных условиях. Подавление первичного эха обеспечивают разными способами, например, путем управления условиями фазового синхронизма за счет выбора направления распространения сигнального и рефазирующего лазерных полей, как было показано в работах [8, 11, 12], или с помощью дополнительного контроля рефазировки атомной когерентности [13–15]. Недавно ROSE-протокол был реализован в резонаторе в режиме согласования связи с адресной записью и считыванием сигнальных импульсов [16]. Также отметим экспериментальные разработки ROSE-протокола в интегральных структурах [17, 18].

[1)]e-mail: mansur@kazanqc.org

В экспериментальных работах [8, 11, 12, 16–18] были использованы оптические переходы некрамерсовых редкоземельных ионов тулия ($\lambda \sim 793$ нм) и европия ($\lambda \sim 580$ нм), применение которых для работы на телекоммуникационной длине волны представляется крайне затруднительным. Для практических применений большой интерес вызывает оптический переход ионов эрбия $^4I_{15/2}$–$^4I_{13/2}$, длина волны перехода которого в кристалле Y_2SiO_5 ($\lambda \sim 1.5$ мкм) лежит в окне прозрачности стандартного телекоммуникационного оптоволокна. При использовании коллинеарной геометрии распространения световых импульсов в этом кристалле ROSE протокол был реализован с наилучшей эффективностью 40 % [19, 20]. В этих работах в качестве рефазирующих импульсов лучше всего зарекомендовали себя импульсы с амплитудной и частотной модуляцией [16, 21]. Однако, даже такие импульсы не обеспечили достаточно высокой степени инверсии резонансных переходов в условиях реального эксперимента с ансамблем двухуровневых атомов, что приводило к появлению крайне нежелательного спонтанного излучения во время излучения ROSE-сигнала. Одним из способов уменьшения квантовых шумов, вызванных люминесценцией, является модификация линии поглощения неоднородно уширенного перехода, приводящая к появлению остаточной населенности возбужденных атомов лишь в спектральном диапазоне сигнального импульса [16]. Для практического использования ROSE-протокола необходимо, чтобы модифицированная линия поглощения обладала достаточно большим временем жизни. Отметим, что создание долгоживущих спектральных провалов для некрамерсовых ионов (таких, как Eu^{3+}, Pr^{3+}, ...) электронный магнитный момент которых равен 0, не является сложной задачей, поскольку сверхтонкие подуровни обладают большими временами жизни T_1, например, $T_1 = 23$ дня для ионов европия в кристалле Y_2SiO_5 [22].

Крамерсовы ионы (такие, как Er^{3+}, Nd^{3+}...) можно характеризовать эффективным электронным спином $S = 1/2$. Для этих ионов типична быстрая релаксация электронного спина, которая значительно сокращает время жизни сверхтонких состояний иона. Вместе с тем, в работах [23, 24] было показано, что переходы между электронно-ядерными подуровнями основного состояния $^{167}Er^{3+}$ в кристалле Y_2SiO_5 могут обладать большими временами жизни и спиновой когерентности (десятки и единицы секунд) при дополнительном ослаблении процессов электронной спиновой релаксации. Это возможно при помещении кристалла в большие магнитные поля ($H > 3$ Тл) и низкие температуры ($T < 1.5$ K), при которых электронный спин основного состояния практически полностью "вымораживается", так что относительно быстрая спиновая релаксация начинает слабо влиять на релаксацию ядерных спинов [23]. Оптические переходы ионов $^{167}Er^{3+}$ в кристалле Y_2SiO_5 на длине волны $\lambda \sim 1538.3$ нм (второй тип примесного центра) происходят между 8-ю нижними по энергии сверхтонкими подуровнями основного крамерсового дублета и 8-ю сверхтонкими подуровнями оптически возбужденного дублета. При этом спектр поглощения состоит из трех групп линий, соответствующих оптическим переходам с изменением проекции ядерного спина $\Delta m_I = m_I(g) - m_I(e) = -1, 0, +1$. Сверхтонкая структура в наблюдаемом спектре поглощения достаточно хорошо оптически разрешена, что позволяет поэтапно переводить весь ансамбль ионов в одно долгоживущее сверхтонкое состояние и создавать оптической накачкой высокую ядерную спиновую поляризацию [24]. Использование такого начального состояния в ансамбле ионов $^{167}Er^{3+}$ открывает большие возможности в улучшении базовых параметров ROSE-протокола, что является целью настоящего исследования.

В данной работе мы экспериментально реализовали ROSE протокол в кристалле $^{167}Er^{3+}$: Y_2SiO_5 с использованием ортогональной геометрии распространения сигнального и рефазирующих полей с подготовкой начального спектра поглощения на оптическом переходе $^4I_{15/2}(0)$–$^4I_{13/2}(0)$ ионов эрбия с целью уменьшения уровня квантовых шумов в изучаемом протоколе ОКП. Ортогональная геометрия по сравнению с коллинеарной геометрией распространения сигнального и рефазирующих импульсов обладает следующими преимуществами. Во-первых, рефазирующие импульсы испытывают меньшие искажения из-за эффектов распространения в оптически плотной среде, так как сигнальный луч может проходить рядом с торцом кристалла. Во-вторых, такая геометрия обеспечивает лучшую пространственную изоляцию от рассеянных фотонов в рефазирующем пучке. В-третьих, ортогональная геометрия наиболее удобна для дальнейшего использования резонатора для сигнального пучка.

Упрощенная схема квантовых переходов ионов $^{167}Er^{3+}$ приведена на рис. 1a. Принципиальная схема экспериментальной установки и временные последовательности используемого лазерного излучения и импульсов показаны на рис. 1b, c и 2, соответственно. Источниками лазерного излучения в экспериментальной установке служили два перестраиваемых одночастотных диодных лазера, настроен-

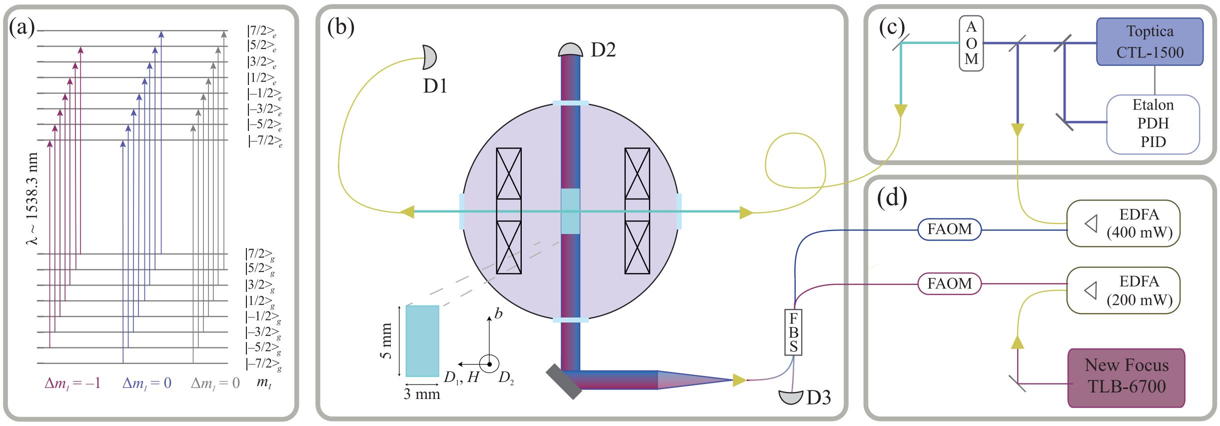

Рис. 1. (Цветной онлайн) Упрощенная схема экспериментальной установки. (a) – Схема квантовых переходов между энергетическими уровнями $^{167}Er^{3+}$. (b) – Кристалл $^{167}Er^{3+}$: Y_2SiO_5, находящийся в криостате при температуре 1.3 K и внешнем магнитном поле $H = 3.39$ Тл. Желтыми треугольниками показаны ввод/вывод излучения из оптического волокна, D-детекторы, FBS-волоконный светоделитель 50:50; AOM-акустооптический модулятор света. (c) – Модуль подготовки сигнального и зондирующего поля, часть излучения отводится в модуль *d* для модификации линии поглощения и создания рефазирующих импульсов. (d) – Модуль подготовки рефазирующих импульсов (с помощью лазера Toptica CTL-1500) и лазерного излучения для перераспределения ионов эрбия в основном состоянии (с помощью лазера New Focus TBL-6700). EDFA-эрбиевый волоконный оптический усилитель, FAOM-волоконный акустооптический модулятор света

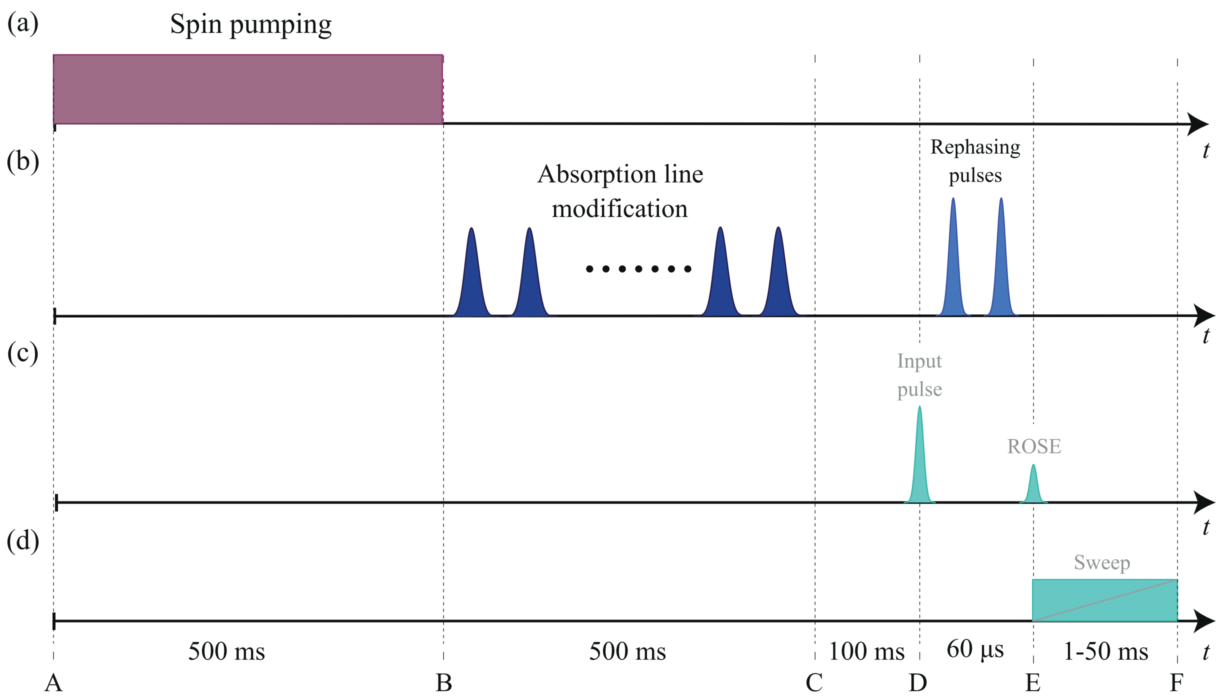

Рис. 2. (Цветной онлайн) Временная последовательность световых импульсов. (a) – Длинный импульс излучения (spin pumping), обеспечивающий перераспределение населенности между сверхтонкими подуровнями основного состояния ионов эрбия (A-B). (b) – Последовательность импульсов для инициализации начального спектра поглощения (B-C) и генерации рефазирующих импульсов (D-E). (c) – Момент запуска сигнального импульса (D) и время излучения ROSE-сигнала (E). (d) – Пробное излучение (E-F), зондирующее спектр поглощения в рабочем спектральном диапазоне

ные на длину волны $\lambda = 1538.35$ нм используемого оптического перехода ионов эрбия (второй тип примесного центра). Перераспределение населенности между сверхтонкими подуровнями основного состояния ионов эрбия осуществлялось с помощью диодного лазера (New Focus TLB-6700, рис. 1c). Излучение этого лазера модулировалось по частоте и проходило через волоконный эрбиевый усилитель (Keopsys CEFA-C-PB-LP-SM), где усиливалось до мощности ~ 80 мВт в непрерывном режиме перед попаданием излучения в криостат с кристаллом $^{167}Er^{3+}$: Y_2SiO_5. Длина волны излучения лазера была настроена на оптические переходы эрбия с переворотом ядерного спина $\Delta m_I = -1$ (показаны на рис. 1a красным цветом и на рис. 3 горизонтальной красной скобкой). Время перераспределения населенности между сверхтонкими подуровнями задавалось равным 500 мс (рис. 2a). Для формирования последовательностей световых импульсов, приведенных на рис. 2b–d, был использован другой задающий лазер (Toptica CTL-1500), частота которого с помощью сервоконтроллера (Vescent Photonics D2-125) была стабилизирована оптическим эталоном,обладающим большой резкостью ($F > 1000$) и высокой термостабильностью (< 5 МГц/°C) резонансной частоты. Последовательности сигнальных и зондирующих импульсов (рис. 2c и d соответственно) формировались из излучения задающего лазера с помощью акустооптического модулятора (AOM) (см. рис. 1c). Часть лазерного излучения дополнительно усиливалась с помощью волоконного эрбиевого усилителя (до 180 мВт перед криостатом). Усиленное излучение проходило через волоконный AOM (рис. 1d), который формировал последовательности импульсов, используемых для модификации линии поглощения и для создания рефазирующих импульсов (см. рис. 2b). Последовательности импульсов, приведенные на рис. 2, повторялись с частотой 0.5 Гц.

Кристалл $^{167}Er^{3+}$: Y_2SiO_5 ($c = 0.005\,\%$) в форме прямоугольного параллелепипеда, имеющего размеры $3 \times 3 \times 5\,мм^3$, с ребрами параллельными осям $D_1 \times D_2 \times b$ (показано во вставке рис. 1b), охлаждался до температуры 1.3 K в криостате замкнутого цикла со сверхпроводящим магнитом. Магнитное поле было направлено вдоль оси D_1 кристалла и имело величину $H = 3.39$ Тл. Сигнальный световой импульс (E_s) распространялся параллельно оси D_1 кристалла ($\mathbf{k}_{Es} \| \mathbf{D}_1 \| \mathbf{H}$, бирюзовая линия на рис. 1b) и был поляризован либо вдоль оси D_2 ($\mathbf{E}_s \| \mathbf{D}_2$), либо вдоль оси b кристалла ($\mathbf{E}_s \| \mathbf{b}$). Световые импульсы, последовательности которых приведены на рис. 2a и b, распространялись вдоль оси $\mathbf{b}$ кристалла с длиной 5 мм в этом направлении. Поляризация световых импульсов была ориентирована параллельно оси D_1 кристалла.

Для измерения входного сигнального импульса и излучаемого ROSE-сигнала был использован фотодетектор (обозначен D1 на рис. 1a) на основе лавинного фотодиода (Thorlabs APD110C/M), сигнал с которого поступал на осциллограф (Tektronix DPO 7104C). Лавинный фотодиод заменялся на сверхпроводниковый детектор одиночных фотонов (Scontel SSPD) в экспериментах с сигнальными импульсами, содержащими малое число фотонов. В этом случае в детектирующий канал был также добавлен волоконный фильтр (SKEO SK-CF55M), который не пропускал излучение с длинами волн, соответствующими люминесценции с оптического возбужденного уровня $^4I_{13/2}(0)$ на два возбужденных уровня основного мультиплета $^4I_{15/2}(n = 1; 2)$. Длины волн люминесценции на другие уровни эрбия $^4I_{15/2}(n > 2)$ находились вне рабочего спектрального диапазона детектора. Таким образом, на фотодетектор D1 попадало излучение с частотами, соответствующими резонансной линии люминесценции, совпадающей с частотным диапазоном ОКП.

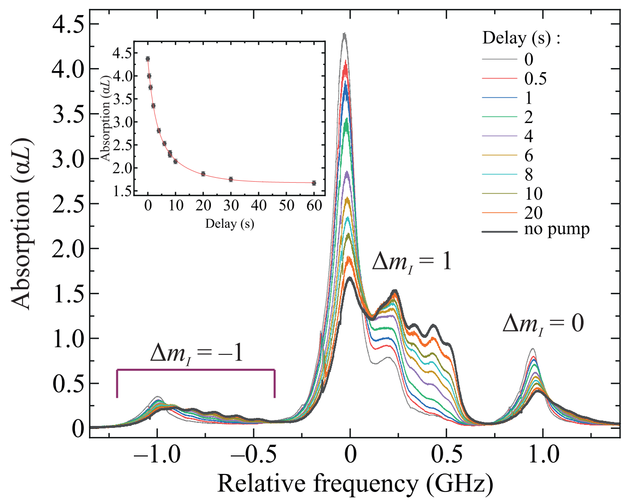

Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектр поглощения оптического перехода $^4I_{15/2}(0)$–$^4I_{13/2}(0)$ ионов эрбия (второй тип примесного центра, $\lambda \sim 1538.35$ нм, $H = 3.39$ Тл, $\mathbf{k}_{Es} \| \mathbf{D}_1 \| \mathbf{H}$, $\mathbf{E}_s \| \mathbf{D}_2$) черная сплошная кривая. Перераспределение населенности сверхтонких подуровней основного состояния преимущественно на состояние $m_I = |-7/2\rangle$ в зависимости от времени задержки B-E (в секундах) между перераспределяющим импульсом (рис. 2a) и зондирующим излучением (рис. 2d). Данная зависимость приведена в виде поведения спектра поглощения на данном оптическом переходе при разных временах задержки зондирующего излучения, а также в виде зависимости величины поглощения наиболее интенсивной линии вблизи 0 ГГц от задержки B-E (вставка в левом верхнем углу). Красной скобкой $\Delta m_I = -1$ показан спектральный диапазон сканирования перераспределяющего лазера

На рисунке 3 представлены экспериментальные данные по кинетике перераспределения населенности сверхтонких подуровней основного состояния ионов $^{167}\mathrm{Er}^{3+}$, преимущественно на состояние $m_I = | -7/2\rangle$ в зависимости от времени задержки B-E, задаваемого в секундах на рис. 2 между перераспределяющим импульсом (рис. 2a) и зондирующим (sweep) излучением (рис. 2d). Спад поглощения (населенности состояния), наблюдаемый для наиболее интенсивной линии, расположенной вблизи 0 ГГц, в зависимости от задержки подаваемого зондирующего излучения приведен на вставке рис. 3. Полученные экспериментальные данные по кинетике спада поглощения хорошо описываются суммой двух экспонент $\alpha L(\tau_{BE}) = \alpha L_{np} + A_1 e^{-\frac{\tau_{BE}}{T_{\mathrm{middle}}}} + A_2 e^{-\frac{\tau_{BE}}{T_{\mathrm{slow}}}}$, где $T_{\mathrm{middle}} \cong 2.5 \pm 0.3$ с, $T_{\mathrm{slow}} \cong 10.3 \pm 2$ с, $A_1 = 1.42$, $A_2 = 1.25$, $\alpha L_{np} = 1.67$. Результат аппроксимации представлен на графике сплошной кривой красного цвета. Стоит отметить, что измеренное время T_{slow} совпадает с хорошей точностью со значением, полученным в работе [25] в кристалле $^{167}\mathrm{Er}^{3+}$: $\mathrm{Y_2SiO_5}$ для первого примесного центра при $T = 1.6$ K в отсутствии внешнего магнитного поля.

Далее был подготовлен начальный спектр поглощения на оптическом переходе с правилом отбора $\Delta m_I = 0$ между сверхтонкими подуровнями основного и возбужденного состояниями $\Delta m_I = | -7/2\rangle$. Для этого использовалась последовательность из 2-х прожигающих лазерных импульсов, представленная на рис. 2b (B-C). Эти импульсы имели амплитудную и частотную модуляцию [16, 21], электрическое поле $\varepsilon_p(t)$ и несущая частота $\omega_p(t)$ импульсов были следующего вида:

$$\varepsilon_p(t) = \varepsilon_0 \mathrm{sech}\left(\beta(t - t_p)\right), \tag{1}$$

$$\omega_p(t) = \omega_{0,p} + \mu\beta \tanh\left(\beta(t - t_p)\right), \tag{2}$$

где $p = 1, 2$, параметры β и μ определяют длительность импульсов (β^{-1}) и его спектральную ширину ($2\mu\beta$). Такие импульсы позволяют эффективно инвертировать ансамбль атомов, резонансные частоты которых лежат в спектральном интервале $2\mu\beta$. При создании таких импульсов была учтена нелинейная передаточная функция АОМа. Для чего на вход АОМа подавалась скомпенсированная форма импульса, чтобы на его выходе интенсивность имела временную зависимость $I_p(t) \sim \varepsilon_p^2(t) = \varepsilon_0^2 \mathrm{sech}^2(\beta(t - t_p))$. Центральная частота прожигающих импульсов ($\omega_{0,p}$) задавалась левее ($p = 1$) и правее ($p = 2$) рабочего диапазона ОКП согласно:

$$\omega_{0,p} = \omega_0 + (-1)^p \tfrac{\Delta}{2}, \tag{3}$$

где ω_0 – центральная частота сигнального импульса, $\Delta = 2$ МГц – расстояние между центрами спектральных провалов, превышающим спектральную ширину импульса ($\delta\omega = 2\mu\beta = 1$ МГц, $\beta = 2\pi \times 50$ кГц и $\mu = 10$), которая соотвествует ширине приготавливаемых спектральных провалов. Воздействие последовательностью из 2-х импульсов занимало время 100 мкс и повторялась 5000 раз. Сразу после приготовления спектра поглощения наибольшая часть ионов Er находится в оптически возбужденном состоянии. Последующая люминесценция с этого состояния приводит к появлению квантового шума при одновременном излучении ROSE-сигнала. Для подавления уровня люминесценции вводится дополнительное время ожидания $\tau_W \approx 10 \cdot T_{1\mathrm{opt}}$ (где $T_{1\mathrm{opt}} \sim 10$ мс – время жизни возбужденного состояния $^4I_{13/2}(0)$), в течение которого подавляющее число ионов успевают перейти из возбужденного в основное состояние. В данном случае время ожидания τ_w составило 100 мс.

Спектр полученной структуры представлен на рис. 4a (черная кривая). Наблюдаемому пику поглощения вблизи центра линии отвечает оптическая плотность $\alpha L_{\mathrm{peak}} = 1.65$, спектральная ширина на половине высоты пика поглощения составила 250 кГц, что совпадает со спектральной шириной входного сигнального импульса. В местах просветления по бокам от центрального пика поглощения величина поглощения уменьшалась до остаточного уровня d_0, определяющего оптическую плотность $\alpha_L = 0.65$, который заметно зависит от дополнительного времени ожидания τ_w. График восстановления d_0 от времени τ_w представлен на рис. 4b. Красной сплошной линией приведен результат аппроксимации поведения d_0 в виде суммы двух экспонент с характерными временами $T_{1\mathrm{opt}} = 10$ мс и $T_1 = 600$ мс. Эти времена ($T_{1\mathrm{opt}}, T_1$) находятся в согласии с временами релаксации, приведенными в работе [25] для первого примесного центра в кристалле $^{167}\mathrm{Er}^{3+}$: $\mathrm{Y_2SiO_5}$ при температуре $T = 1.6$ K в отсутствии внешнего магнитного поля. Отношение поглощения на центральной частоте сигнального импульса (αL_{peak}) к уровню остаточного поглощения (d_0) по краям пика составило $\alpha L_{\mathrm{peak}}/d_0 = 2.5$, что позволило уменьшить уровень квантового шума, вызванного люминесценцией ионов с оставшихся частично населенными возбужденными состояниями, оптические частоты переходов которых находятся вне спектрального диапазона сигнального импульса. Вместе с тем уменьшение уровня остаточного поглощения является важной задачей, особенно при дальнейшем увеличении эффективности восстановления входного сигнала при помещении ячейки ОКП в оптический резонатор в режиме согласования связи. Для этого можно приме-

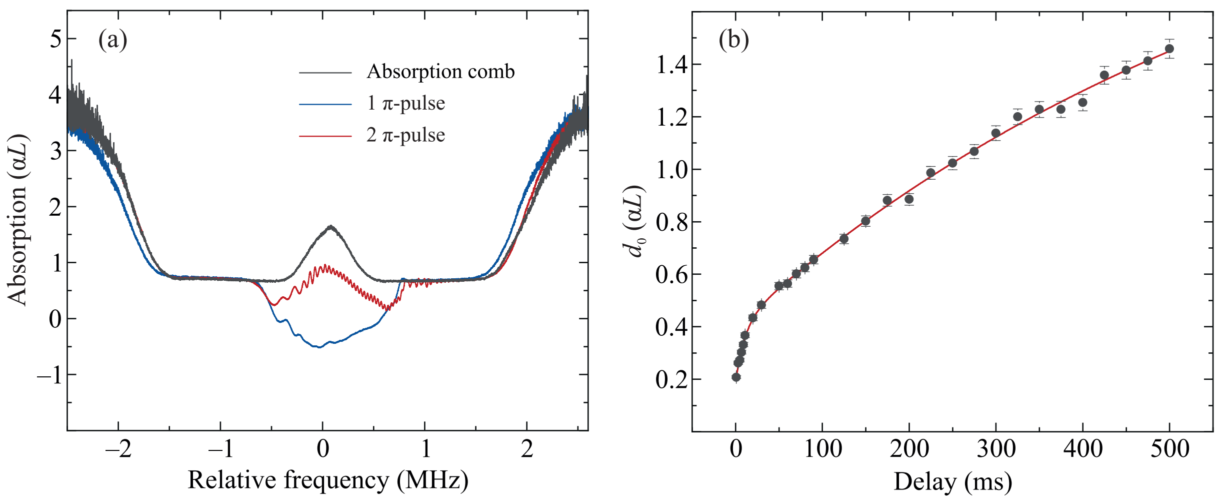

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Линия поглощения, подготовленная с использованием последовательностей лазерных импульсов, приведенных на рис. 2a, b и d без рефазирующих импульсов (черная кривая), с одним (синяя кривая) и двумя (красная кривая) рефазирующими импульсами в кристалле $^{167}\mathrm{Er}^{3+}$: $\mathrm{Y_2SiO_5}$ ($c = 0.005\,\%$, $T = 1.3\,\mathrm{K}$). (b) – Восстановление остаточного поглощения (в частотном диапазоне 1–2 МГц рис. 4a) в зависимости от дополнительного времени ожидания τ_w

нить последовательность световых импульсов, предложенную в работе [24]. Она является более сложной с точки зрения экспериментальной реализации, при этом обеспечивает довольно низкий уровень остаточного поглощения порядка $d_0 = 0.1$ без уменьшения оптической плотности в центре линии поглощения αL_{peak}.

При реализации ROSE-протокола после сигнального импульса в кристалл подавались два рефазирующих импульса с одинаковой несущей частотой, которая совпадала с центральной частотой оптического перехода ω_0. В наших экспериментах параметры рефазирующих лазерных импульсов задавались в таком же виде (ур. (1), (2)) с параметрами $\beta = 2\pi \times 50\,\mathrm{кГц}$ и $\mu = 10$, так, чтобы спектральный интервал протяжки частоты контролирующих импульсов перекрывал спектр сигнального импульса (250 кГц). После применения первого рефазирующего импульса в спектре поглощения (синяя кривая на рис. 4a) наблюдается значительная инверсия населенности оптического перехода в ансамбле ионов эрбия внутри интервала частотных отстроек от -0.5 МГц до 0.5 МГц. После воздействия второго рефазирующего импульса наблюдалось восстановление поглощения до уровня $\alpha L \sim 1.0$ внутри рабочей спектральной области сигнальных импульсов (~ 250 кГц) (см. красную кривую на рис. 4a). Этот уровень поглощения соответствовал просветлению оптического перехода, при котором нет инверсии атомного перехода. Поэтому в данных условиях не происходило усиление ROSE-сигнала при его распространении в такой среде и, соответственно, в нем не появлялись дополнительные квантовые шумы, вызываемые эффектом усиления сигнала эха.

Стоит также отметить, что внутри спектральной области сигнальных импульсов, величина поглощения остается почти постоянной при использовании контролируемых лазерных импульсов с амплитудной и частотной модуляцией, что обеспечивало сохранение временной формы эхо-сигнала. На приграничных областях спектра присутствуют области остаточного просветления, которые мало влияют на спектральную дисперсию, но вносят вклад в оптический квантовый шум, вызываемый люминесценцией ионов, находящихся в этом диапазоне спектра. Вместе с тем, благодаря подготовленной структуре линии поглощения, отношение интегральных величин поглощения областей остаточного просветления в спектральном диапазоне сигнального импульса $[-0.25\,\mathrm{МГц};\ 0.25\,\mathrm{МГц}]$ и приграничных областях спектра в диапазоне частот $[-0.75\,\mathrm{МГц};\ -0.25\,\mathrm{МГц}]$ и $[0.25\,\mathrm{МГц};\ 0.75\,\mathrm{МГц}]$ (см. рис. 4a) увеличилась в 3 раза по сравнению с аналогичными параметрами работы [20].

На рисунке 5 представлены экспериментальные данные по реализации ROSE протокола для сигнального импульса, имеющего вертикальную $\mathbf{E}_s \| \mathbf{D}_2$ или горизонтальную $\mathbf{E}_s \| \mathbf{b}$ поляризацию и содержащего около 10^8 фотонов. Временная форма сигнального импульса задавалась в виде Гауссового профиля с длительностью 4 мкс (черная кривая при $t = 0$ на рис. 5). Непоглощенная часть сигнального импульса на входе в ячейку ОКП показана красной и синей кривой для вертикальной ($\mathbf{E}_s \| \mathbf{D}_2$) и горизонтальной ($\mathbf{E}_s \| \mathbf{b}$) поляризации импульса, соответственно. Рефазирующие импульсы подавались в моменты времени $t = 15$ мкс и $t = 45$ мкс (синяя кривая на рис. 5). Эффективность восстановления сигнального импульса η определяется как отношение энергии в сигнале эха к энергии входного импульса. Эффективность восстановления сигнала в проведенных экспериментах составила 17 % для вертикальной и 15 % для горизонтальной поляризации входного импульса (красная и синяя кривая на рис. 5, соответственно) при времени хранения 60 мкс. Время когерентности оптического перехода равнялось $T_M = 123$ мкс ($x = 1.35$), где T_M – время фазовой памяти, определяемого согласно модели фазовой релаксации Мимса [26]. Эффективность восстановления сигнала в реализованном ROSE-протоколе для одинаковой импульсной площади θ_c рефазирующих импульсов, можно оценить с помощью уравнения для импульсной площади ROSE сигнала [17], решение которого имеет следующий вид в рассматриваемом случае ортогонального направления распространения сигнального и рефазирующих импульсов

$$\eta(\alpha L, \theta_c) = e^{-2\left(\frac{2\tau}{T_M}\right)^x} \sin^8 \frac{\theta_c}{2} F(\alpha L, \theta_c)^2, \qquad (4)$$

где функция $F(\alpha L, \theta) = \alpha L \frac{Sh\left\{\frac{\alpha L}{4}\sin^2\theta_c\right\}}{\left\{\frac{\alpha L}{4}\sin^2\theta_c\right\}} e^{-\frac{(1+\cos^2\theta_c)\alpha L}{4}}$ характеризует излучение сигнала эха с фазирующейся компонентой резонансной поляризации, максимум амплитуды которой в среде пропорционален $e^{-\left(\frac{2\tau}{T_M}\right)^x} \sin^4 \frac{\theta_c}{2}$. Отметим, что в пределе $\theta_c \to \pi$ (случай идеальных рефазирующих импульсов) решение (4) описывает известный случай максимально возможной эффективности ROSE-сигнала $\eta_{\max}(\alpha L) = (\alpha L)^2 e^{-\alpha L} e^{-2\left(\frac{2\tau}{T_M}\right)^x}$ [27], которая не превышает 25 % при $\alpha L = 1.65$, $T_M = 123$ мкс ($x = 1.35$), $\tau = 30$ мкс из-за влияния перепоглощения сигнала эха в среде. Анализ (4) показывает, что небольшое отклонение θ_c от π слабо влияет на эффективность протокола. Экспериментально полученные значения эффективности восстановления для двух ортогональных поляризаций световых импульсов составили $\eta(\alpha L, \theta_c) = 0.15$ и 0.17, которые соответствуют импульсной площади контролирующих импульсов $\theta_c \approx 0.7\pi$. Для проверки этого значения мы независимо оценили эффективность рефазирующих импульсов по измерению поглощения с помощью пробного излучения (рис. 4a), подаваемого на кристалл после первого и второго контролирующих импульсов, что привело к близкой величине $\theta_c \approx 0.66\pi$.

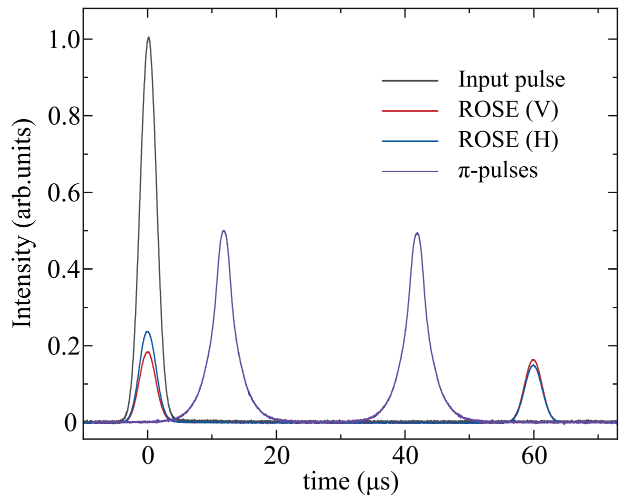

Рис. 5. (Цветной онлайн) Сигнал восстановления подавленного эха (красная и синяя кривые при $t = 60$ мкс), полученный в кристалле $^{167}Er^{3+}$: Y_2SiO_5 ($c = 0.005$ %, $\lambda \sim 1538.35$ нм, $H = 3.39$ Тл, $T = 1.3$ К). Синяя кривая соответствует горизонтальной поляризации сигнального излучения ($\mathbf{k}_{Es} \| \mathbf{D}_1 \| \mathbf{H}$, $\mathbf{E}_s \| \mathbf{b}$), красная – вертикальной поляризации ($\mathbf{k}_{Es} \| \mathbf{D}_1 \| \mathbf{H}$, $\mathbf{E}_s \| \mathbf{D}_2$). Эффективность восстановления эха составила 17 % в случае вертикальной поляризации и 15 % в случае горизонтальной поляризации для времени хранения 60 мкс. При $t = 0$ показан входной импульс (черная сплошная кривая) и его непоглощенная кристаллом часть (синяя и красная сплошные кривые для горизонтальной и вертикальной поляризации, соответственно)

Эта оценка указывает на надежность полученных результатов и вселяет уверенность на возможность дальнейшего улучшения базовых параметров ROSE-протокола и на перспективы его использования в эффективном сохранении поляризационных состояний света [28, 29].

Далее был реализован ROSE-протокол ОКП для входного сигнального импульса, который в среднем содержал $\sim$38 фотонов. На рисунке 6 представлены гистограммы отсчетов однофотонного детектора, усредненных по времени накопления 17 мин. Черная кривая при $t = 0$ мкс соответствует входному сигнальному импульсу. После применения двух рефазирующих импульсов в моменты времени $t = 15$ мкс и $t = 45$ мкс наблюдался ROSE-сигнал (красная кривая в момент времени $t = 60$ мкс), который в среднем содержал около 6 фотонов. Эффективность восстановления сигнала эха составила 15 %, что совпадает с эффективностью восстановления интенсивных импульсов (см. рис. 5). Квантовый шум за время длительности сигнала эха (4 мкс) содержал в среднем 4.5 фотона. Эти экспериментальные данные показывают, что возникающий оптический кванто-

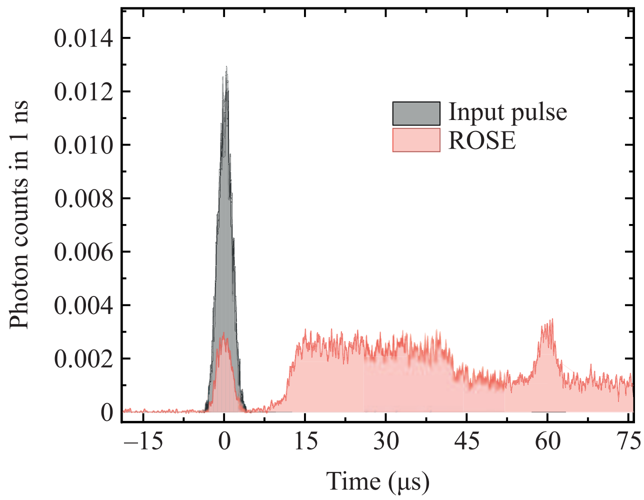

Рис. 6. (Цветной онлайн) Гистограмма отсчетов однофотонного детектора. Входной импульс ($\mathbf{k}_{Es}\|\mathbf{D}_1\|\mathbf{H}$, $\mathbf{E}_s\|\mathbf{D}_2$) показан черной гистограммой при $t = 0$ (38 фотонов в среднем за 4 мкс). Непоглощенная часть входного сигнала (гистограмма красного цвета при $t = 0$ мкс) содержала около 9 фотонов. Сигнал восстановленного эха (гистограмма красного цвета при $t = 60$ мкс, 6 фотонов в среднем за 4 мкс). Эффективность восстановления сигнала эха составила 15.9 %. Шум от спонтанного излучения за время излучения эхо сигнала (4 мкс) содержал в среднем 4.5 фотона. При использовании одного рефазирующего импульса в шуме содержалось $\sim$9.3 фотона за 4 мкс

вый шум обусловлен лишь спонтанным излучением ионов, оставшихся в возбужденном состоянии после действия двух не идеальных рефазирующих импульсов. Стоит отметить, что уменьшение эффективности восстановления входного сигнала в этой работе по сравнению с результатами работы [20] в основном связано с уменьшением времени когерентности оптического перехода и уменьшением импульсной площади рефазирующих импульсов. При этом предложенное приготовление начального состояния ионов эрбия позволило в 10 раз понизить уровень квантового шума ROSE-протокола, что открывает новые возможности в его дальнейшем совершенствовании.

В данной работе был экспериментально реализован протокол оптической квантовой памяти в модифицированной схеме восстановления сигнала подавленного эха (ROSE-протокола). Благодаря инициализации начальной линии поглощения и применения ортогональной геометрии распространения сигнального и рефазирующих полей, был уменьшен уровень оптического квантового шума, вызванный спонтанным излучением ионов находящихся в возбужденном состоянии, почти в 10 раз по сравнению с результатами работы [20], полученными для ROSE-протокола. Также стоит отметить, что реализованная схема оптической квантовой памяти позволяет сохранять произвольную поляризацию сигнального импульса. Для дальнейшего улучшения базовых параметров в сохранении сигнального импульса, в том числе, увеличения отношения сигнал-шум, можно предложить несколько способов. Во-первых, рефазирование когерентности оптического перехода можно произвести на опустошенных уровнях оптического перехода с применением дополнительных световых импульсов (например, на переходе $-|5/2\rangle_g - |5/2\rangle_e$). В работе [30] в кристалле Eu^{3+}: Y_2SiO_5 было показано, что рефазирование когерентности на смежном к сигнальному переходе и использование селективного фильтра в таком же кристалле уменьшает квантовые шумы во время излучения сигнала подавленного эха более чем в 600 раз, при этом время когерентности между сверхтонкими состояниями ионов эрбия может достигать значений порядка секунд [23]. Во-вторых, на этих переходах можно также применить последовательность радиочастотных импульсов динамической развязки [31–33], что позволит значительно увеличить время жизни ОКП, необходимой для применения в квантовом повторителе. В-третьих, увеличение эффективности восстановления входного сигнала возможно при использовании кристалла $^{167}Er^{3+}$: Y_2SiO_5 лучшего качества для увеличения времени когерентности оптического перехода. Так при схожих экспериментальных условиях в работах [23, 34] было показано, что время когерентности оптического перехода составляет $T_2 \sim 1$ мс. Дальнейшее увеличение эффективности ($\eta > 64\,\%$) возможно при помещении кристалла в оптический резонатор в режиме высокоточного согласования связи. Также отметим, что в этом кристалле были созданы интегральные структуры, такие как фотонно-кристалличсекий резонатор [35, 36] и волноводные структуры, изготовленные с помощью метода фемтосекундной лазерной печати, с волоконным вводом/выводом излучения [37]. Последние можно считать полноценным интегральным устройством ОКП, поскольку потери на прохождение составляют менее 50 %. Такие устройства могут быть успешно интегрированы в существующие линии квантовых коммуникаций.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект # 21-72-00115).

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. N. Sangouard, C. Simon, H. de Riedmatten, and N. Gisin, Rev. Mod. Phys. **83**, 33 (2011).
3. F. Bussières, N. Sangouard, M. Afzelius, H. De Riedmatten, and W. Tittel, J. Mod. Opt. **60**, 1519 (2013).
4. T. Chanelière, G. Hétet, and N. Sangouard, Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics **67**, 77 (2018).
5. A. I. Lvovsky, B. C. Sanders, and W. Tittel, Nat. Photonics **3**, 706 (2009).
6. S. A. Moiseev and S. Kroll, Phys. Rev. Lett. **87**, 173601 (2001).
7. W. Tittel, M. Afzelius, T. Chaneliére, R. L. Cone, S. Kröll, S. A. Moiseev, and M. Sellars, Laser Photonics Rev. **4**, 244 (2009).
8. V. Damon, M. Bonarota, A. Louchet-Chauvet, T. Chaneliére, and J.-L. Le Gouët, New J. Phys. **13**, 093031 (2011).
9. J. Ruggiero, J.-L. Le Gouët, C. Simon, and T. Chaneliere, Phys. Rev. A **79**, 053851 (2009).
10. H. Y. Carr and E. M. Purcell, Phys. Rev. **94**, 630 (1954).
11. M. Bonarota, J. Dajczgewand, A. Louchet-Chauvet, J.-L. Le Gouët, and T. Chanelière, Laser Phys. **24**, 094003 (2014).
12. K. I. Gerasimov, M. M. Minnegaliev, S. A. Moiseev, R. V. Urmancheev, T. Chanelière, and A. Louchet-Chauvet, Opt. Spectrosc. **123**, 211 (2017).
13. X.-X. Li, P. Zhou, Y.-H. Chen, and X. Zhang, arXiv:2203.03887v2 (2022).
14. V. Ranjan, Y. Wen, A. K. V. Keyser, S. E. Kubatkin, A. V. Danilov, T. Lindström, P. Bertet, and S. E. de Graaf, Phys. Rev. Lett. **129**, 180504 (2022).
15. A. Arcangeli, A. Ferrier, and P. Goldner, Phys. Rev. A **93**, 062303 (2016).
16. M. M. Minnegaliev, K. I. Gerasimov, R. V. Urmancheev, A. M. Zheltikov, and S. A. Moiseev, Phys. Rev. B **103**, 174110 (2021).
17. S. A. Moiseev, M. M. Minnegaliev, E. S. Moiseev, K. I. Gerasimov, A. V. Pavlov, T. A. Rupasov, N. N. Skryabin, A. A. Kalinkin, and S. P. Kulik, Phys. Rev. A **107**, 043708 (2023).
18. C. Liu, Z.-Q. Zhou, T. Zhu, L. Zheng, M. Jin, X. Liu, P.-Y. Li, J. Huang, Y. Ma, T. Tu, T.-S. Yang, C.-F. Li, and G. Guo, Optica **7**, 192 (2020).
19. J. Dajczgewand, J.-L. Le Gouët, A. Louchet-Chauvet, and T. Chanelière, Opt. Lett. **39**, 2711 (2014).
20. M. M. Minnegaliev, K. I. Gerasimov, T. N. Sabirov, R. V. Urmancheev, and S. A. Moiseev, JETP Lett. **115**, 720 (2022).
21. F. De Seze, F. Dahes, V. Crozatier, I. Lorgeré, F. Bretenaker, and J. L. Le Gouët, Eur. Phys. J. D **33**, 343 (2005).
22. F. Könz, Y. Sun, W. Thiel, L. Cone, W. Equall, L. Hutcheson, and M. Macfarlane, Phys. Rev. B Condens. Matter Mater. Phys. **68**, 1 (2003).
23. M. Rančić, M. P. Hedges, R. L. Ahlefeldt, and M. J. Sellars, Nat. Phys. **14**, 50 (2017).
24. J. S. Stuart, M. Hedges, R. Ahlefeldt, and M. Sellars, Phys. Rev. Res. **3**, L032054 (2021).
25. S. Yasui, M. Hiraishi, A. Ishizawa, H. Omi, T. Inaba, X. Xu, R. Kaji, S. Adachi, and T. Tawara, Optics Continuum **1**, 1896 (2022).
26. W. B. Mims, Phys. Rev. **168**, 370 (1968).
27. N. Sangouard, C. Simon, M. Afzelius, and N. Gisin, Phys. Rev. A **75**, 032327 (2007).
28. T.-X. Zhu, C. Liu, M. Jin, M.-X. Su, Y.-P. Liu, W.-J. Li, Y. Ye, Z.-Q. Zhou, C.-F. Li, and G.-C. Guo, Phys. Rev. Lett. **128**, 180501 (2022).
29. B. I. Bantysh, K. G. Katamadze, Y. I. Bogdanov, and K. I. Gerasimov, JETP Lett. **116**, 29 (2022).
30. Y.-Z. Ma, M. Jin, D.-L. Chen, Z.-Q. Zhou, C.-F. Li, and G.-C. Guo, Nat. Commun. **12**, 4378 (2021).
31. G. Heinze, C. Hubrich, and T. Halfmann, Phys. Rev. Lett. **111**, 033601 (2013).
32. Y. Ma, Y.-Z. Ma, Z.-Q. Zhou, C.-F. Li, and G.-C. Guo, Nat. Commun. **12**, 2381 (2021).
33. S. A. Moiseev and V. A. Skrebnev, J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys. **48**, (2015).
34. M. Rančić, *High resolution spectroscopy of erbium solids. PhD thesis*, Australian National University, Canberra (2018); doi: 10.25911/5d67b2f1ee8f3.
35. A. M. Dibos, M. Raha, C. M. Phenicie, and J. D. Thompson, Phys. Rev. Lett. **120**, 243601 (2018).
36. S. Chen, M. Raha, C. M. Phenicie, S. Ourari, and J. D. Thompson, Science **370**, 592 (2020).
37. D. Liu, P.-Y. Li, T. Zhu, L. Zheng, J. Huang, Z.-Q. Zhou, C.-F. Li, and G.-C. Guo, Phys. Rev. Lett. **129**, 210501 (2022).