

МЕЖДУНАРОДНЫЙ ГОД КВАНТОВЫХ НАУК И ТЕХНОЛОГИЙ

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Оптическая квантовая память на атомных ансамблях: физические принципы, эксперименты и возможности применения в квантовом повторителе

С.А. Моисеев, М.М. Миннегалиев, К.И. Герасимов, Е.С. Моисеев, А.Д. Деев, Ю.Ю. Балега

Изложены физические принципы оптической квантовой памяти на атомных ансамблях с ориентацией на протоколы, которые были успешно экспериментально реализованы. Среди рассматриваемых протоколов наибольшее внимание уделяется закономерностям квантовой памяти на медленном свете и фотонном эхе и их реализации в кристаллах, активированных редкоземельными ионами, обладающих большим временем жизни квантовой когерентности на оптических и спиновых переходах. Анализируются подходы и проблемы в достижении высокой эффективности и других практически значимых параметров квантовой памяти в реальных условиях проведения эксперимента. Обсуждаются пути дальнейшего совершенствования оптической квантовой памяти и возможности её применения в создании оптического квантового повторителя.

Ключевые слова: оптическая квантовая память, двух- и трёхуровневые атомные ансамбли, оптическая и спиновая когерентность, электромагнитно-индуцированная прозрачность, нерезонансный рамановский переход, расщепление Аутлера – Таунса, фотонное эхо, кристаллы с редкоземельными ионами, квантовый повторитель

PACS numbers: 03.67. – а, 42.40.Md, 42.50.Ex

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.06.039694>

Содержание

1. Введение (455).
2. Основные параметры оптической квантовой памяти (456).
3. Квантовая память на атомных ансамблях (457).
4. Протоколы квантовой памяти на трёхуровневых атомных ансамблях (459).
 - 4.1. Протокол электромагнитно-индуцированной прозрачности.
 - 4.2. Протокол Аутлера – Таунса.
 - 4.3. Протокол нерезонансного рамановского рассеяния.

5. Протоколы квантовой памяти, основанные на подходе фотонного эха (462).
 - 5.1. Фотонное эхо.
 - 5.2. Протокол обращённого фотонного эха в оптической плотной среде (CRIB протокол).
 - 5.3. Протокол на основе атомной частотной гребёнки (AFC протокол).
 - 5.4. Восстановление сигнала подавленного эха.
 6. Применение оптической квантовой памяти на фотонном эхе в протоколе квантового повторителя (471).
 7. Перспективы (472).
- Список литературы (474).

С.А. Моисеев^(1,*), М.М. Миннегалиев⁽¹⁾, К.И. Герасимов⁽¹⁾,
Е.С. Моисеев⁽¹⁾, А.Д. Деев^(2,3), Ю.Ю. Балега⁽⁴⁾

⁽¹⁾ Казанский квантовый центр,
Казанский национальный исследовательский технический
университет им. А.Н. Туполева,
ул. К. Маркса 10, 420111 Казань, Российская Федерация

⁽²⁾ Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет),
Институтский пер. 9, 141701 Долгопрудный, Московская обл.,
Российская Федерация

⁽³⁾ АО "Центр исследований и разработок" (АО "ЦИР"),
Большой Балканский пер. 20, 129090 Москва,
Российская Федерация

⁽⁴⁾ Российская академия наук,
Институт БРИКС по изучению сетей будущего,
Шэньчжэнь, Китай
E-mail: * s.a.moiseev@kazanqc.org

Статья поступила 24 апреля 2024 г.

1. Введение

Квантовая память (КП) — это устройство, позволяющее в течение определённого времени хранить квантовую информацию, задаваемую состоянием кубитов (квантовых битов) [1]. Квантовое состояние кубита представляет собой суперпозицию двух базисных состояний $|0\rangle$ и $|1\rangle$:

$$|\Psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle,$$

где α и β — амплитуды вероятности данных состояний, удовлетворяющие условию $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. Произвольному состоянию кубита соответствует точка на поверхности единичной сферы, задаваемой зенитным θ и азимутальным ϕ углами, а амплитуды вероятности задаются в виде $\alpha = \cos(\theta/2)$, $\beta = \exp(i\phi) \sin(\theta/2)$. Совокупность из нескольких кубитов может находиться в запутанном квантовом состоянии, которое является важнейшим ресурсом квантовой информатики, не

имеющим аналога в классической физике, однако такие состояния уже невозможно представить наглядной классической моделью.

В оптической КП носителями квантовых состояний часто являются однофотонные кубиты, которые при сохранении в ячейке КП переносятся на квантовые состояния стационарных кубитов (см. обзоры [2–4]). Состояния фотонных кубитов кодируются в различные степени свободы фотона, такие как поляризация [5], частота [6], пространственные [7] или временные [8] моды, орбитальный угловой момент [9, 10], фазово-временное кодирование [11]. В качестве ячейки КП используются разные физические системы, такие как холодный или тёплый атомный газ [7, 12], квантовые точки [13, 14], одиночные атомы в высокодобротном резонаторе [15, 16], резонаторные схемы [17], точечные дефекты в алмазах [18–20], кристаллы, активированные редкоземельными ионами (РЗИ) [21–24]. Каждая из этих систем, обладая своими преимуществами и недостатками, может быть наиболее интересной для решения той или иной практической задачи. В настоящем обзоре мы остановимся лишь на вариантах (протоколах) КП на атомных ансамблях, позволяющих сохранять большое число фотонных кубитов в одной ячейке КП, в которых были достигнуты значимые экспериментальные результаты, опишем физические принципы их функционирования. Наибольшее внимание будет уделено КП на кристаллах, активированных РЗИ [25, 26], обладающих большим временем жизни спиновой и оптической когерентности, что делает их перспективными для сохранения квантовых состояний оптических и микроволновых фотонов.

КП необходима для развития многих квантовых технологий. Например, КП является необходимым элементом для реализации оптического квантового повторителя [27]. Известно, что максимальная дальность передачи фотонных кубитов в стандартных оптоволоконных линиях составляет порядка 100 км [28] и становится практически невозможной для участка длиной 500 км. Квантовый повторитель позволяет решить проблему передачи квантового состояния фотонов на большие расстояния. Квантовый повторитель [29] реализует обмен квантовой запутанностью, используя квантовую телепортацию между ближайшими сегментами (см. обзоры [30–33]), где длина каждого из сегментов определяется затуханием сигнала на данном участке. КП является ключевым элементом такого повторителя, так как позволяет сохранять квантовое состояние запутанных фотонов в различных узлах квантовой сети, пока квантовая запутанность не установится между крайними узлами сети. При этом процесс установления запутанности на концах каждого отдельного сегмента может осуществляться независимо.

Важно отметить, что кроме использования в квантовом повторителе КП находят и другие важные применения. Например, устройства КП необходимы для создания универсального квантового компьютера [34], важны для изучения фундаментальных вопросов квантовой механики [35, 36], квантовой метрологии и магнитометрии [37], для применения в качестве источника [38, 39] и детектора [40] однофотонных световых полей. Последние достижения в области упомянутых приложений подробно рассмотрены в обзорах [3, 4]. Для каждого конкретного приложения могут быть важны различные базовые параметры и критерии работы КП, которые будут рассмотрены ниже.

2. Основные параметры оптической квантовой памяти

Рассмотрим основные критически важные параметры, характеризующие работу КП и отличающие её от классической памяти. Также остановимся на лучших экспериментальных значениях этих параметров, достигнутых в твердотельных системах, активированных РЗИ.

Эффективность. Под эффективностью понимают отношение среднего числа фотонов на выходе из ячейки КП к среднему числу сигнальных фотонов, посланных на её вход. В идеальном случае она должна быть равной 100 %. На данный момент наилучшая эффективность твердотельной оптической КП равна 69 %, она получена в протоколе фотонного эха на кристалле $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ [41]. Немного большее значение — 76 % достигнуто в режиме классической памяти в таком же кристалле при использовании протокола электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [42]. Эффективность КП довольно просто измеряется в эксперименте, однако важно, чтобы восстановленный сигнал находился максимально близко к квантовому состоянию подаваемого на её вход сигнального импульса. Для характеристики этого качества КП вводится критерий верности (точности) работы КП.

Верность — мера точности восстановления квантового состояния сигнального излучения. В общем случае квантовое состояние сигнального и восстановленного полей описывается их матрицами плотности ρ и ρ' соответственно, для которых верность F выражается формулой [1, 43]

$$F = \left(\text{Tr} \sqrt{\sqrt{\rho} \rho' \sqrt{\rho}} \right)^2,$$

её значение лежит в диапазоне $0 \leq F \leq 1$, от ортогональных до идентичных квантовых состояний. Существуют методы коррекции ошибок [44], позволяющие снизить требования к параметрам применяемой КП. Также существует порог верности F , ниже которого преимущества КП по сравнению с классической памятью не проявляются. В случае дискретных переменных [1] порог $F \geq 2/3$ [45], в то время как для непрерывных переменных [46] необходимо иметь $F \geq 1/2$ [47]. В работе [5] достигнута наилучшая верность 99,9 % КП при сохранении фотонных поляризационных кубитов в кристалле $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$.

Время хранения и считывание по требованию сохранённых состояний света. Для КП одним из важных критериев работы является время хранения. Так, оптическая КП в квантовом повторителе должна иметь время хранения не менее 1 мс для создания запутанности между узлами квантовой сети, удалёнными на 200 км. Увеличение расстояния между узлами требует значительно большего времени жизни КП. В работе [48] авторы показали возможность увеличения времени жизни КП вплоть до 6 часов при использовании переходов между сверхтонкими подуровнями основного состояния ионов европия в кристалле $^{151}\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$, находящемся при температуре 2 К. Для создания такой КП необходимо разработать эффективные методы переноса квантовой информации из сигнального светового поля на квантовую когерентность сверхтонких переходов ионов европия.

В работе [49], используя протокол КП на эффекте ЭИП в кристалле $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$, авторы уже продемон-

стрировали время жизни КП, равное 1 мин, однако с недостаточно высокой эффективностью и отношением сигнала к шуму. При этом увеличение времени жизни КП на спиновых переходах достигалось с помощью дополнительных радиочастотных (РЧ) импульсов. Возможность выбора произвольного момента времени в считывании записанной информации из ячейки КП является ещё одним важным её свойством, иначе КП будет обычной неуправляемой линией задержки.

Многомодовая ёмкость определяет количество фотонных кубитов, которые могут сохраняться в ячейке КП. Ёмкость в значительной степени зависит от выбранного протокола КП. В работе [8] было экспериментально продемонстрировано сохранение 1060 временных мод в кристалле $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ при использовании протокола КП на фотонном эхе. В работе [29] было показано, что сохранение N оптических мод (временных, спектральных или пространственных) в ячейке КП позволяет произвести процедуру мультиплексирования и этим увеличить в N раз скорость установления квантовой запутанности между удалёнными узлами оптических квантовых коммуникаций. Мультиплексирование предполагает применение адресной записи и считывания фотонных кубитов [50].

Рабочая длина волны и ширина полосы. Для разных приложений КП могут задействоваться различные несущие частоты фотонных кубитов. Так, для работы квантового повторителя на существующих оптоволоконных линиях связи необходимо, чтобы КП работала на телекоммуникационных длинах волн в области 1550 нм [28]. В случае КП, работающей на других длинах волн, необходима разработка квантового частотного преобразователя [51]. Для увеличения пропускной способности и уменьшения длительности операций важно использовать более короткие световые импульсы [52, 53]. Например, в работе [54] было показано, что рабочая спектральная ширина КП может достигать 50 ГГц.

Интегрируемость. Для успешности практических применений необходимо создание миниатюрных устройств КП вплоть до микро- и наноразмеров, способных к интеграции в существующие и разрабатываемые устройства. Это направление бурно развивается в последнее десятилетие (см. обзор [55]): продемонстрирована КП в оптическом волокне, активированном ионами Er^{3+} [56], создаются волноводные структуры в кристаллах, активированных РЗИ [57, 58], разрабатывается КП в наноразмерных резонаторах на мезоскопических ансамблях РЗИ [54].

Несмотря на отдельные успехи и принципиальные результаты, демонстрирующие возможность создания компактной КП, ещё остаются нерешёнными серьёзные проблемы, которые не позволяют в одной схеме достичь основных параметров КП, критически важных для практического применения. Так, надо отметить, что пока достигнутая эффективность (end to end efficiency) компактных устройств КП составляет лишь десять процентов, что хуже полученных ранее результатов для твердотельной КП и требует улучшения интегральных схем КП и поиска более совершенных протоколов КП.

Применение твердотельных носителей КП имеет большое значение для создания КП на чипе, интегрируемой в различные компактные устройства. Предельные значения эффективности, времени хранения и ёмкости КП на кристаллах, активированных РЗИ, в большой степени зависят от параметров как самих кристаллов, так и спектроскопических параметров внедрённых в них РЗИ.

При этом на базовые параметры КП и величину паразитных шумов большое влияние оказывает качество реализации используемых протоколов КП, улучшение которых в настоящее время остаётся серьёзной проблемой. Под протоколом подразумевается способ переноса фотонных кубитов в стационарные носители КП, сохранение их на необходимое время с последующим преобразованием в излучаемый фотонный кубит. В последние два десятилетия был предложен ряд протоколов КП, которые продолжают разрабатываться, в то же время большие надежды также связываются с поиском наиболее подходящих веществ, их спектроскопических параметров, способов управления квантовой когерентностью и подавления эффектов декогеренции.

3. Квантовая память на атомных ансамблях

Когерентные атомные ансамбли представляют большой интерес в качестве стационарных носителей квантовой информации по двум важным причинам. Прежде всего, в них легко достигается достаточно большая постоянная взаимодействия с фотонами, что позволяет обеспечить высокую вероятность сохранения фотона в системе атомов. Во-вторых, атомные ансамбли позволяют хранить большое число фотонных кубитов в одной ячейке КП. Вместе с тем использование большого числа атомов приводит к появлению ряда когерентных и нелинейных эффектов во взаимодействии света с атомным ансамблем [59–61], которые могут как играть большую положительную роль, так и вызывать негативные эффекты в реализации КП на ансамбле атомов.

В разработке оптической КП на резонансных атомных ансамблях большое внимание привлекло использование таких когерентных эффектов, как ЭИП и фотонное эхо, дающих возможность управлять распространением света в среде, его взаимодействием с атомами, поведением атомной когерентности. Вместе с тем возникающие когерентные и многочастичные эффекты в поведении атомного ансамбля могут сильно осложнять реализацию КП, для которой требуется реализация максимально точной обратимости во взаимодействии света с атомами. Например, хорошо известный когерентный эффект сверхизлучения Дике в генерации короткого импульса света атомным ансамблем [62–67] обеспечивает высокоэффективный перенос энергии из атомов в излучение. Такое поведение атомов представляется ценным для реализации эффективного считывания квантовой информации из атомов в излучение. Однако спонтанность и необратимый характер данного эффекта является нежелательным для оптической КП, которая должна обеспечивать когерентный контроль обратимого поведения во взаимодействии фотонов с атомным ансамблем, не приводя к появлению квантовых шумов.

Значительное усиленное взаимодействие фотонов с ансамблем атомов облегчает реализацию интерфейса между фотонами и атомами на стадиях записи и считывания квантовой информации, осуществляемых на малых временах работы КП. Однако на больших временах более слабые некогерентные взаимодействия оказывают сильное негативное влияние, среди них большую роль играют магнитные спин-спиновые взаимодействия. Разработка и применение методов подавления влияния этих взаимодействий стало одной из важнейших задач в реализации долгоживущей КП [68, 69].

Ниже мы рассмотрим свойства базовых протоколов ансамблевой КП, интенсивные теоретические и экспериментальные разработки которой относятся к двум основным группам. Первая группа включает протокол КП на ЭИП-эффекте [70–72], протокол, основанный на нерезонансном рамановском взаимодействии [73, 74] и на динамическом расщеплении резонансной линии за счёт эффекта Аутлера–Таунса (АТР протокола) [75–77]. Вторая группа протоколов основана на использовании высокообратимых схем фотонного эха [2, 26, 78], обеспечивающих обратимую динамику атомов и взаимодействующего с ними света.

Теоретическое описание различных протоколов оптической КП часто проводится на основе системы уравнений Гейзенберга–Ланжевена для медленно меняющихся полевых $\hat{a}(z, t)$ и атомных $(\sigma_-^j(t), \sigma_+^j(t), \sigma_z^j(t))$ операторов, которые в случае взаимодействия света с ансамблем двухуровневых атомов сводятся часто к системе уравнений, широко известных как квантовые уравнения Максвелла–Блоха (МБ) [59, 61], впервые введённые в работе Тито Ареки и Родольфо Банифачио [79], в связи с чем было сделано предложение [80] называть данные уравнения уравнениями Максвелла–Блоха и Ареки–Банифачио (МБ–АБ). Ниже мы запишем эти уравнения, учитывая взаимодействие атомов с модой поля, имеющей разную величину амплитуды поля в поперечном сечении светового луча, что характерно для оптических (одномодовых) волноводов:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_g \frac{\partial}{\partial z}\right) \hat{a}(z, t) = i \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N g^*(\mathbf{r}_\perp^j) \sigma_-^j(z_j, t) \delta(z - z_j),$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \sigma_-^j(t) = -\left(\frac{\gamma}{2} + i\Delta_j\right) \sigma_-^j(t) - i \frac{g(\mathbf{r}_\perp^j)}{2} \hat{a}(z_j, t) \sigma_3^j(t) + \sqrt{\gamma} \hat{F}_j(t),$$

$$(1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \sigma_3^j(t) = -i \frac{\Omega}{2} [\hat{a}^+(z_j, t) \sigma_-^j(t) - \sigma_+^j(t) \hat{a}(z_j, t)],$$

где $\sigma_\pm^j = 1/2(\sigma_1^j \pm \sigma_2^j)$, $(\sigma_+^j = (\sigma_-^j)^\dagger)$, $\sigma_{1,2,3}^j$ — изоспиновые операторы j -го атома, $(\sigma_+^j|1_j\rangle = |2_j\rangle, \sigma_-^j|2_j\rangle = |1_j\rangle, \sigma_3^j|1_j\rangle = -|1_j\rangle, \sigma_3^j|2_j\rangle = |2_j\rangle)$, полевой оператор $\hat{a}(z, t) = (1/\sqrt{2\pi}) \int dk \hat{a}_k(t) \exp[i(k - k_0)z]$, $[\hat{a}(z', t), \hat{a}^\dagger(z, t)] = \delta(z - z')$, $\gamma = 2/T_2$ — постоянная релаксации атомной когерентности и соответствующие ей силы Ланжевена $\sqrt{\gamma} \hat{F}_j(t)$ и $\sqrt{\gamma} \hat{F}_j^\dagger(t)$, свойства которых определяются некогерентными взаимодействиями атомов с модами резервуара, часто задаются корреляторами $\langle \hat{F}_j(t) \hat{F}_j^\dagger(t') \rangle = \delta(t - t')$, одинаковыми для всех атомов [61, 81], $g(\mathbf{r}_\perp) = E_0 f(\mathbf{r}_\perp) \langle \mathbf{d} \mathbf{e} \rangle / \hbar$ — однофотонная частота Раби атома, имеющего координату $\mathbf{r}_\perp$, $\mathbf{d}$ — матричный элемент дипольного перехода атома, электрическое поле световой волны (сигнальной и восстанавливаемой) задаётся оператором:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = iE_0 \mathbf{e} f(\mathbf{r}_\perp) a(z, t) \exp[-i(\omega_0 t - k_0 z)] + \text{к.с.}, \quad (2)$$

где $E_0 = (\hbar\omega_0/2\varepsilon_0\varepsilon(\omega_0)S)^{1/2}$, ω_0 и $\mathbf{k}_0 \uparrow \mathbf{z}$ — несущая частота и волновой вектор излучения, распространяющегося в световом луче с поперечным сечением $S = \pi a^2$, $v_g = \partial\omega_0/\partial k_0$, ε_0 и $\varepsilon(\omega_0)$ — диэлектрическая проницаемость вакуума и среды, $\mathbf{e}$ — вектор поляризации электрического поля фотона, поперечную структуру электрического поля описываем мембранной функцией $f(\mathbf{r}_\perp)$, которая в

одномодовом волноводе часто задаётся гауссовой функцией $f(\mathbf{r}_\perp) = \exp\{-(x^2 + y^2)/2a^2\}$, где a — рабочий радиус волокна [82]. Полагая $f(\mathbf{r}_\perp) = f(0) = 1$ в уравнениях (1), мы можем перейти к рассмотрению случая плоской световой волны, часто рассматриваемого теоретически [59]. Для простоты в МБ–АБ уравнения не включено влияние релаксационных процессов в оптическом канале, что может быть существенно при использовании оптических волноводов большой длины, а также проявляться в создаваемых интегральных волноводных структурах [83].

Система МБ–АБ уравнений решается в различных приближениях при описании широкого круга задач, включая лазерную генерацию [79, 81, 84], самоиндуцированную прозрачность [85–88], сверхизлучение Дике [62–66], фотонное эхо [86, 89–97]. Поиск точных аналитических решений нелинейной квантовой системы МБ–АБ уравнений (1) является сложной задачей. В пренебрежении атомной релаксацией (т.е. при $\gamma t \ll 1$) уравнения (1) соответствуют гамильтониану Тависа–Каммингса [98]. В случае наличия неоднородного уширения резонансного перехода атомов МБ–АБ уравнения (1) также известны как неоднородная модель Дике, для которой получен ряд точных решений в описании сверхизлучения Дике методами подстановки Бете и квантовым методом обратной задачи рассеяния (МОЗР) [67, 99, 100]. Ранее при классическом описании поля в работах Дж.Мл. Лемба [86] и Абловитца [87] было показано, что при использовании МОЗР решение нелинейных уравнений (1) сводится к решению линейного интегро-дифференциального уравнения Гельфанда–Левитана–Марченко. Однако аналитические решения данного уравнения удаётся найти лишь для солитонов, возникающих в глубине среды в результате взаимодействия входного импульса с атомами. При этом на входе в среду поведение излучения и атомов испытывает сложную переходную стадию, там формирование солитонов сочетается с нестационарными осцилляциями атомной когерентности. Учёт физических условий реального эксперимента, произвольных начальных условий среды, её многоимпульсного возбуждения ещё более осложняет применение МОЗР [101], что делает необходимым дальнейшее развитие указанного метода [102–104].

В зависимости от особенностей возникающих задач уравнение для атомной когерентности $\sigma_-^j(t)$ в системе МБ–АБ уравнений (1) может уточняться наличием дополнительных взаимодействий, уровней энергии атомов, характером неоднородного уширения резонансных линий и особенностями атомной релаксации, использованием дополнительных контролирующих лазерных и РЧ-полей, применением волноводов, резонаторов и т.д. Решаемый широкий круг задач делает актуальной разработку и других аналитических, численных подходов решения МБ–АБ уравнений (1), позволяющих получать решения с точностью, достаточной для описания существующих экспериментов (см. [105–109] и ссылки в них).

МБ–АБ уравнения (1) также являются базовой теоретической моделью описания протоколов КП, которая дополняется и модифицируется с учётом специфических особенностей реального эксперимента. Описание конкретных протоколов КП часто ориентируется на использование квантовых состояний света, содержащих небольшое число фотонов, но в качестве носителей квантовой информации рассматриваются и световые поля с

большим числом фотонов [105], и солитоны, квантовые состояния которых вызывают растущий интерес [110–115]. В связи с этим важной является универсальность поведения эффективности ансамблевой КП, так что для её изучения достаточно рассматривать световые поля классически. Однако анализ точности в работе КП с квантовыми состояниями света требует применения строго квантового подхода, учитывающего влияние квантовых флуктуаций. Задачи КП ориентированы на взаимодействие света с атомами, в котором важным является обеспечение полного (обратимого) поглощения атомами сигнальных световых импульсов без формирования солитонов на выходе среды.

После поглощения сигнальных импульсов атомы часто подвергаются дополнительному воздействию интенсивных контролирующих лазерных импульсов, использование которых позволяет управлять квантовой когерентностью атомов и произвести обратимый перевод её на долгоживущие уровни КП в соответствующие моменты времени. Из-за большой интенсивности импульсов и их нелинейного взаимодействия с атомами управление их параметрами в ячейке КП становится непростой задачей.

4. Протоколы квантовой памяти на трёхуровневых атомных ансамблях

Большое внимание в настоящее время уделяется разработке протоколов КП, основанных на эффекте ЭИП, нерезонансного рамановского рассеяния (НРР), и в последнее время усиливается интерес к протоколу КП на эффекте АТР. Эти варианты КП описываются системой уравнений (1), расширенной на трёхуровневую модель атомов с дополнительным учётом воздействия интенсивного контролирующего поля, которое характеризуется частотой Раби $\Omega_c(\mathbf{r}^j, t)$, действующего на смежном атомном переходе $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ (рис. 1). Предполагая сигнальное поле слабым и учитывая отклик атомов в линейном приближении (не учитывая слабую атомную когерентность на переходе $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$), изучаемую систему можно описать уравнениями Гейзенберга – Ланжевена для медленных переменных сигнального поля и атомов [61]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_g \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{a}(z, t) &= i \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N g^*(\mathbf{r}_\perp^j) \sigma_{12}^j(z, t) \delta(z - z_j), \\ \frac{\partial}{\partial t} \sigma_{12}^j(t) &= - \left(\frac{1}{2} \gamma_{12} + i\Delta_j \right) \sigma_{12}^j(t) + i \frac{g(\mathbf{r}_\perp^j)}{2} \hat{a}(z_j, t) + \\ &+ i\Omega_c(\mathbf{r}^j, t) \sigma_{13}^j(t) + \sqrt{\gamma_{13}} \hat{F}_{12}^j(t), \\ \frac{\partial}{\partial t} \sigma_{13}^j(t) &= - \left(\frac{1}{2\Delta_j} \gamma_{13} + i\delta_j \right) \sigma_{12}^j(t) + i\Omega_c^*(\mathbf{r}^j, t) \sigma_{12}^j(t) + \\ &+ \sqrt{\gamma_{13}} \hat{F}_{12}^j(t), \end{aligned} \quad (3)$$

где $\delta_j = [\omega_{31}^j - (\omega_s - \omega_c)]$ — отстройка рамановского резонанса, $\Delta_j = \omega_{21}^j - \omega_s$ — частотная отстройка на оптическом переходе; ω_s и ω_c — частота сигнального и контролирующего полей, ω_{mn}^j — частоты j -го атома на переходе $|m\rangle \leftrightarrow |n\rangle$; учтено, что при слабом сигнальном импульсе $\langle \sigma_z^j \rangle = \langle [\sigma_{22}(t) - \sigma_{11}(t)] \rangle \cong -\langle \sigma_{11}^j(t) \rangle = -1$ и $\sigma_z^j \cong -1$, не равные нулю корреляторы ланжевенских сил $\langle \hat{F}_{12}^j(t) \hat{F}_{21}^j(t') \rangle = \langle \hat{F}_{13}^j(t) \hat{F}_{31}^j(t') \rangle = \delta(t - t')$. В (3) также

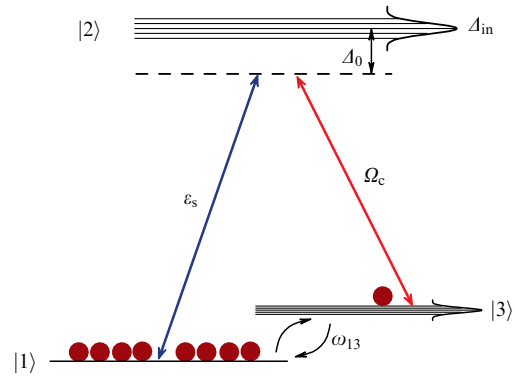


Рис. 1. Трёхуровневая схема для реализации протокола НРР, протоколы ЭИП и АТР реализуются при нулевой частотной отстройке $\Delta_0 = 0$.

учитывается возможность описания взаимодействия световых полей с атомами в одномодовом волноводе, часто используемом в разрабатываемой оптической КП [55]. В этом случае появляется зависимость в частоте Раби взаимодействия атома с сигнальным $g(\mathbf{r}_\perp^j)$ и контролирующим полями $\Omega_c(\mathbf{r}^j, t)$ от расположения атомов в поперечном сечении волновода.

Изучение распространения сигнального поля и эффективности его сохранения в системе атомов можно вести, исследуя поведение средних значений для атомной когерентности и поля. Силы Ланжевена не вносят вклад в их поведение, поскольку их средние значения равны нулю $\langle \hat{F}_{nm}^j(t) \rangle = 0$, и уравнения (3) сводятся к МБ–АБ уравнениям для трёхуровневой системы атомов, не содержащим ланжевенских сил. Однако при наличии более сложной структуры уровней, например включающей сверхтонкие и зеемановские подуровни в основном и оптически возбуждённом состояниях, влияние этих сил может быть значительным [116].

Рассматриваемые протоколы КП (ЭИП, НРР и АТР) отличаются величиной отстройки Δ_j и частоты Раби $\Omega_c(\mathbf{r}^j, t)$ в уравнениях (3). Основные свойства этих протоколов хорошо изучены в работах [70, 75–77, 117–121] в приближении плоских волн $\Omega_c(\mathbf{r}^j, t) = \Omega_c(t)$. Как правило, в реальных системах на оптическом переходе присутствует неоднородное уширение, однако в протоколах ЭИП, НРР и АТР его влияние не используется в управлении светом, может быть в значительной степени ослаблено [122] и учитываться введением эффективной постоянной затухания атомной когерентности (см. ниже).

4.1. Протокол электромагнитно-индуцированной прозрачности

ЭИП протокол реализуется для слабых сигнальных полей в узком окне прозрачности оптического перехода $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, возникающем в рассматриваемой Λ -схеме атомных переходов при наличии контролирующего поля Ω_c на смежном переходе $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$. Возникающий провал в спектре поглощения перехода $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ сопровождается резкой спектральной восприимчивостью, которая согласно (3) имеет хорошо известный вид [61, 123, 124]

$$\chi(\Delta) \sim \frac{g(\gamma_{13} + i\Delta)}{(\gamma_{13} + i\Delta)(\gamma_{12} + i\Delta) + |\Omega_c|^2}.$$

Данный эффект обусловлен расщеплением Аутлера–Таунса верхнего уровня 3 на два подуровня под действием контролирующего поля Ω_c [125] и в условиях проявления деструктивной (Фано-) интерференции возникающих двух состояний на действие сигнального импульса. Фано-интерференция реализуется при слабом контролирующем поле $\Omega_c < \gamma_{12}$, определяя характерную форму узкого спектрального провала, и сопровождается появлением так называемого тёмного состояния в условиях когерентного пленения населённостей [160, 161]. Крутая спектральная дисперсия $\chi(\Delta)$ в отсутствие поглощения приводит к появлению эффекта ЭИП, что лежит в основе ЭИП протокола КП [127].

В работе [128] исследовалось влияние неоднородного уширения, вызванного эффектом Доплера, на форму провала в спектре поглощения. Было показано, что негативное влияние эффекта Доплера на ЭИП протокол сильно ослабляется при коллинеарной геометрии распространения сигнального и контролирующего излучения и малой разнице оптических частот атомных переходов. Вместе с тем в работах [129, 130] показано, что в тёплых газовых ячейках влияние неоднородного уширения оптических переходов может отрицательно сказываться на параметрах узкого провала и на надёжности ЭИП-протокола КП из-за зависящих от скорости атомов изменений во взаимодействиях света с атомами.

В области узкого провала в поглощении происходит сильное замедление групповой скорости v_{eit} сигнального поля $\hat{a}(t - z/v_{\text{eit}})$, сильно спадающей с ростом оптической плотности и с уменьшением амплитуды контролирующего поля $v_{\text{eit}} = v_g / (1 + Ng^2/|\Omega_c|^2)$. Такое распространение света сопровождается формированием поляритонов "тёмного состояния" [117, 131, 132], основная часть энергии которых содержится в макроскопической спиновой когерентности $\sigma_{13}(t, z) = -(g/\Omega_c) \hat{a}(t - z/v_{\text{eit}})$, где $\sigma_{13}(t, z) = \sum_{j=1}^N \sigma_{13}^j(t, z_j) \delta(z - z_j)$. Оптическая компонента поляритона становится сильно ослабленной, $\sigma_{12}(t, z) = -i(1/\Omega_c)(\partial/\partial t)\hat{a}(t - z/v_{\text{eit}})$, при уменьшении групповой скорости в оптически плотной среде ($Ng^2 \gg |\Omega_c|^2$), которая может стать на много порядков меньше скорости света. При этом пространственный размер поляритонного импульса становится меньше линейных размеров атомной среды ($v_{\text{eit}}\delta t_s < L$, где δt_s — длительность импульса входного светового сигнала).

Идеальное сохранение квантового состояния поляритона реализуется при адиабатически медленном выключении контролирующего поля $\Omega_c(t) \rightarrow 0$, когда световая компонента поляритона полностью переносится в спиновую когерентность $\sigma_{13}(z)$, сопровождающемся остано-

вой поляритонного импульса [70, 117] с его преобразованием в долгоживущую атомную (спиновую) когерентность, воспроизводящую пространственную форму и квантовые свойства сигнального светового импульса. Быстрое (мгновенное) выключение контролирующего поля не вносит значимых потерь при большой исходной доле спиновой когерентности в поляритоне, что имеет место в оптически плотной резонансной среде [118], поэтому такое управление контролирующим светом стало часто применяться в ЭИП протоколе [133, 134]. Детальный анализ [74] показал, что максимальная эффективность ЭИП протокола достигается при использовании временной формы выключения/включения контролирующего поля, оптимальной для временной формы сигнального импульса, как это имеет место для КП на атоме в резонаторе. Кроме того, наибольшая эффективность достигается при восстановлении сигнального импульса в направлении, обратном к его первоначальному распространению (в обращённой геометрии), что впервые было предложено для CRIB протокола КП [78] (см. ниже). Проведённые эксперименты [135, 136] подтвердили более высокую эффективность ЭИП протокола в обращённой геометрии. Авторы работы [118] назвали обращённый вариант восстановления универсальным подходом, который оказался более эффективным и для АТР и НРР протоколов.

Наилучшие показатели ЭИП протокола достигнуты экспериментально в тёплых и лазерно-охлаждённых атомарных газах. Эффективность 92 % (для классических полей) и 67 % (для однофотонных полей) была продемонстрирована в ансамблях атомов Cs и Rb [135, 136], где достигнуто и рекордное время хранения (430 мс), но с меньшей эффективностью [137]. Базовые параметры ЭИП протокола, достигнутые в недавних работах, приведены в табл. 1. Основным драйвером разработки ЭИП протокола на атомарных газах является возможность работы при комнатных температурах и меньшая стоимость по сравнению с твёрдым телом. Однако остаётся нерешённой проблема малой спектральной ширины такой КП (≤ 10 МГц) и сложности обеспечения многомодовости при использовании других степеней свободы, включая временную и пространственную.

Недавно появился проект долгоживущей КП на ЭИП протоколе в тёплой газовой кювете, содержащей два ансамбля атомов [138]. Первый (А-) ансамбль включает трёхуровневые атомы, где сохранение сигнального импульса происходит на спиновую когерентность. Второй (Б-) атомный ансамбль представляет собой газ благородных атомов, обладающий очень большим временем жизни спиновой когерентности. После сохранения сиг-

Таблица 1. Характеристики КП на основе ЭИП протокола для ансамблей атомарных газов (т — тёплый газ, х — холодный газ, лазерное охлаждение, ОКС — ослабленное когерентное состояние, n — среднее число фотонов в импульсе)

Тип газа (т/х)	λ , нм	Эффективность (η) КП	Время хранения τ	Время жизни КП	Однофотонный уровень	Спектральная ширина	Верность	Литература
т — ^{87}Rb	795	67	100 нс	1,2 мкс	(ОКС) $n = 0,6$	~ 10 МГц	0,97	[136]
х — ^{133}Cs	895	69	4 мкс	15 мкс	(ОКС) $n \geq 0,02$	~ 1 МГц	0,85 ($n = 0,1$) 0,97 ($n = 1$)	[139]
х — ^{133}Cs	895	87		15 мкс	+	~ 3 МГц		[140]
т — ^{133}Cs	895	14 при $\tau = 0$		430 мс		~ 200 кГц		[137]
х — ^{133}Cs	895	92	1 мкс	~ 325 мкс		~ 5 МГц		[135]
т — ^{87}Rb	795	1,1 (общая)	200 нс		+	350 МГц		[141]

нального импульса в А-ансамбле Б-ансамбль вводится в резонансное обменное взаимодействие с А-ансамблем на спиновых переходах этих ансамблей подстройкой величины внешнего магнитного поля. Таким образом, обеспечивается эффективный перенос спиновой когерентности из А-ансамбля в Б-ансамбль, где она может храниться час и более после отключения резонансного обменного взаимодействия. При считывании последовательность действий воспроизводится в обратном порядке с восстановлением сигнального импульса в ЭИП протоколе. Возможность использования других протоколов на стадиях записи и считывания сигнального импульса представляет интерес для изучения других возможностей применения благородных газов в оптической КП.

ЭИП протокол был реализован и в кристаллах, активированных РЗИ [142–149], в том числе в кристалле $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$, где продемонстрировано сохранение ярких (классических) сигнальных импульсов на временных интервалах от секунд [150] до минут [49, 151]. Недавно в работе [152] ЭИП протокол был реализован с эффективностью 42 % и временем хранения 2 мкс для когерентного импульса света, содержащего в среднем один фотон. С применением техники динамической развязки время хранения было увеличено до 1,28 с, но с меньшей эффективностью — 5,6 %. Из-за появления квантового шума, сигнальный импульс содержал в себе в среднем уже 10 фотонов.

Принципы реализации ЭИП протокола получили многочисленные применения в различных физических системах. Большой интерес вызывает протокол Дуана – Лукина – Цирака – Золлера (DLCZ протокол) — спонтанной генерации квантовых запутанных состояний [153], где один из генерируемых фотонов восстанавливается из атомной среды в ЭИП протоколе. DLCZ протокол особенно активно применяется в оптических квантовых коммуникациях на большие расстояния [154–156]. Способы сильного уменьшения групповой скорости излучения в условиях ЭИП эффекта были развиты на генерацию и управление так называемыми стационарными световыми импульсами. Возможность появления стационарного светового поля была впервые показана при использовании контролирующих полей в виде стационарной стоячей световой волны [157] и для распространяющихся в обратном направлении световых полей разной частоты [158, 159], вызывающих четырёхволновое взаимодействие компонент стационарного светового поля. Последний подход получил активное развитие [160] и стал использоваться в реализации квантового процессинга одnofотонными полями [161].

Практические применения требуют дальнейшего улучшения ЭИП протокола КП и его модификаций. При его реализации в тёплых газах приходится считаться с негативным влиянием движения атомов на спиновую когерентность, необходимостью увеличения частотного интервала между спиновыми подуровнями для подавления квантовых шумов [162], возникающих из-за проявления спонтанного четырёхволнового смещения, важностью подавления потерь в общей оптической схеме [134]. Однако четырёхволновое смещение в условиях возникновения медленного света может быть использовано и для генерации квантовых состояний света [163].

4.2. Протокол Аутлера – Таунса

АТР протокол также описывается уравнениями (3), но при более сильном контролирующем поле $\Omega_c > \gamma_{12}$ [75–77],

когда эффект деструктивной интерференции ослабляется и в системе атомов возникают две отдельно стоящие линии, вызванные эффектом Аутлера – Таунса. Отличие в проявлении ЭИП и АТР было недавно продемонстрировано экспериментально [164, 165]. Эффективное сохранение сигнального импульса реализуется, как и для ЭИП протокола, в оптически плотной среде и при оптимальном выборе величины и временной формы контролирующего поля $\Omega_c(t)$, но АТР протокол уже может работать в режиме быстрой (неадиабатической) КП. Для предохранения атомов от их лишнего возбуждения на оптические уровни импульсная площадь контролирующих импульсов выбирается равной 2π . Наилучшая эффективность АТР протокола была достигнута в работе [77] для ослабленного до однофотонного уровня импульса света с длительностью 20 нс при его сохранении на спиновую когерентность рубидиевого конденсата Бозе – Эйнштейна (БЭК) при температуре $T \approx 340$ нК. Эффективность АТР протокола составила 30 % при времени хранения 15 мкс.

Возможность повышения эффективности АТР протокола связывается с увеличением оптической плотности [77], лучшей оптимизацией временной формы контролирующего импульса и с восстановлением сигнального импульса в обращённой геометрии [119], аналогично CRIB протоколу [78]. В работе [166] временная схема взаимодействия сигнального импульса, включающая два контролирующих π -импульса и обращённую геометрию восстановления когерентности [78], была применена к однородно уширенной системе $\approx 10^8$ атомов рубидия ^{87}Rb в БЭК облаке. Из-за отсутствия неоднородного уширения эта схема получила название протокола КП на эффекте сверхизлучения (СИ протокол), который был ранее предложен в работе [167]. Высокая эффективность достигалась выбором оптимальной оптической плотности атомного перехода и составляла $\alpha L \approx 9$ для сигнального светового импульса малой длительности 10 нс с экспоненциально растущей амплитудой. Надо отметить, что сигнальные импульсы такой временной формы использовались ранее при реализации микроволновой памяти на моде высокودобротного резонатора с эффективностью 90 % [168].

К сожалению, контролирующие лазерные импульсы в работе [166] были недостаточно короткими, что приводило к большим потерям когерентности из-за неполного подавления спонтанного сверхизлучательного распада атомов и уменьшило эффективность протокола до 5 %. Значительное улучшение эффективности АТР и СИ протокола может потребовать значительных изменений условий их реализации, например, помещения атомного БЭК в резонатор, использования дополнительных способов подавления и восстановления квантовой когерентности атомов за счёт контроля штарковских и зеemanовских сдвигов резонансных линий во внешних управляемых градиентах электрического и магнитного полей.

4.3. Протокол нерезонансного рамановского рассеяния

Теория КП на нерезонансном рамановском взаимодействии (НРР протокол) развита в работах [74, 120, 121]. В этом протоколе частота сигнального излучения отстроена от центра линии оптического перехода атомов на величину Δ , значительно превосходящую ширину линии Δ_{in} , так что влиянием частотных отстроек атомов Δ_j относительно центра линии можно пренебречь. Нерезонансный характер взаимодействия атомов на оптиче-

ском переходе подавляет люминесценцию, понижая квантовые шумы на частоте сигнального излучения, что делает возможным сохранять импульсы света малой длительности. Такие свойства НРР протокола были продемонстрированы при сохранении однофотонных волновых пакетов наносекундной длительности полей в фотонно-кристаллическом волноводе [169] с отношением сигнала к шуму 2,6:1 и эффективностью $27 \pm 1\%$.

В соответствии с общими свойствами КП на атомных ансамблях с λ -схемой атомных переходов [74], достижение высокой эффективности требует большой оптической плотности. Поскольку интенсивность контролирующего поля должна быть меньше частотной расстройки ($|\Omega_c|^2/\Delta^2 < 1$), то к исходной оптической плотности атомного ансамбля возникают более жёсткие требования $\alpha L \gg \Delta^2/|\Omega_c|^2$. Удовлетворение данного условия за счёт увеличения интенсивности контролирующего поля приводит к более сильной генерации спонтанно излучаемых шумовых фотонов по механизму четырёхволнового смещения [162], как и в ЭИП протоколе. Перспективным подходом для подавления этих шумов является использование оптического резонатора, настроенного в резонанс с частотой сигнального излучения и на антирезонанс с частотами шумовых фотонов [170, 171].

В недавней работе [121] был реализован НРР протокол для световых импульсов однофотонного уровня, использующий E-конфигурацию оптических переходов. Реализованная эффективность $\sim 16,7\%$ и время хранения 5 нс были достигнуты для сигнального импульса с рекордной спектральной величиной $\delta\omega_s \sim 1$ ГГц при частотной расстройке $\Delta = 9$ ГГц. Позднее, применяя обращённую геометрию восстановления сигнального импульса [78], авторы работы [172] смогли увеличить эффективность НРР протокола до $65 \pm 6\%$ с временем хранения 1 мкс, впервые превысив порог в 50 %, необходимый для реализации квантовой памяти для интенсивных световых полей. Можно ожидать, что обобщённая реализация обратимой динамики, предложенная в работе [173], позволит также эффективно изменять длину волны и длительность восстановленного сигнала.

Резонансное взаимодействие сигнальных световых полей с двухуровневыми и трёхуровневыми атомными ансамблями может использоваться в реализации других вариантов быстрой оптической КП. Теоретической разработке ряда вариантов быстрой КП посвящены работы [174–179], которые основаны на применении различных способов контроля атомной когерентности. Появление первых экспериментов позволит получить важную информацию об их специфических свойствах и возможностях сохранения коротких световых полей.

5. Протоколы квантовой памяти, основанные на подходе фотонного эха

Протоколы КП на фотонном эхе основаны на использовании возможностей восстановления макроскопической когерентности в неоднородно уширенных атомных ансамблях. Такой эффект, получивший название спинового эха, был открыт Э. Ханом [180]. Спустя 13 лет У.Х. Копвиллем и В.Р. Нагибаров показали возможность реализации фотонного эха [181], а в работе [182] С.Р. Хартман и его коллеги независимо предсказали этот эффект, построив теорию, позволившую впервые экспериментально его продемонстрировать. Ниже мы обсудим

свойства двухимпульсного (первичного) фотонного эха в оптически плотной среде и трудности его использования для запоминания квантовых состояний света. Затем перейдём к рассмотрению обратимого во времени варианта фотонного эха в оптически плотной среде [78], который позволяет восстанавливать начальное состояние сигнального поля. На основе данного подхода в последующих разделах будет обсуждаться реализация различных протоколов оптической КП.

5.1. Фотонное эхо

Формирование двухимпульсного эха показано на рис. 2, где первый импульс, в котором переносимая информация кодируется временным профилем, считается сигнальным. Данный импульс возбуждает макроскопическую когерентность, исчезающую из-за расфазировки атомов, имеющих различные частоты. Второй интенсивный рефразирующий импульс восстанавливает эту когерентность, и она приводит к появлению первичного эха в виде обращённой во времени копии сигнального импульса (см. рис. 2) [183–185]. Такие свойства у эхо-сигнала возникают, когда величина неоднородного уширения атомного перехода больше спектральной ширины сигнального импульса $\Delta_{in} \gg \delta\omega_s$, как было показано в работе [183] и подтверждено в экспериментах [184, 185]. Характерным отличием фотонного эха является возможность распространения световых импульсов в различных направлениях, что вызывает излучение первичного эха в направлении волнового вектора $\mathbf{k}_e = 2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ (где $\mathbf{k}_{1,2}$ — волновые вектора возбуждающих световых импульсов) и $\mathbf{k}_e \parallel \mathbf{k}_{1,2}$ при $\mathbf{k}_1 \parallel \mathbf{k}_2$. Также было обнаружено, что фотонное эхо может воспроизводить, или приобретать, обращённый волновой фронт сигнальных импульсов [186]. Фотонное эхо позволяет получить информацию о локальных взаимодействиях и релаксационных процессах атомов в газах и твёрдых телах, поэтому стало одним из эффективных методов оптической спектроскопии [187]. Кроме того, временные и пространственные свойства фотонного эха стали использоваться в задачах оптической обработки и хранении классической информации [188–190].

В случае, когда временная форма сигнала эха и сигнального импульса совпадают, эффективность фотонного эха определяется отношением интенсивностей сигнала эха на выходе среды длиной L к интенсивности сигнального (1-го) импульса на её входе $\eta = |\varepsilon_{echo}(L, t - 2\tau)|^2 / |\varepsilon_1(0, t)|^2$. В данном случае возникает возможность характеризовать различные параметры сигналов эха сравнением импульсных площадей сигнала $\theta_1(z)$ и эха $\theta_{echo}(z)$

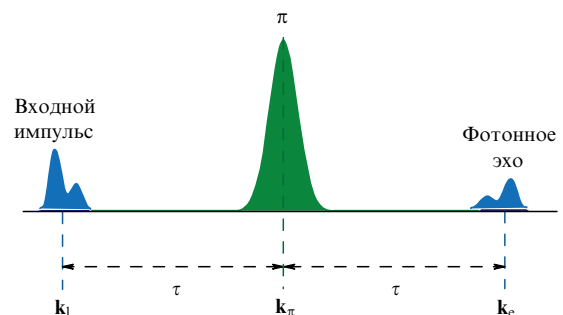


Рис. 2. Последовательность световых импульсов, участвующих в формировании первичного фотонного эха.

(где $\theta_{1, \text{echo}}(z) = d/\hbar \int dt \varepsilon_{1, \text{echo}}(z, t)$ (z — пространственная координата в атомной среде)). В работах [93, 191] экспериментально также было обнаружено, что воспроизведение временного поведения сигнального импульса и первичного эха возможно и в оптически плотных средах, что позволяет выражать эффективность восстановления сигнала эха через импульсные площади сигналов: $\eta = |\theta_{\text{echo}}(L)|^2 / |\theta_1(0)|^2$. Эти свойства импульсной площади сигналов эха позволяют существенно продвинуться в теоретическом описании оптической КП, используя уравнение для импульсной площади сигнала фотонного эха, которое было выведено для системы МБ–АБ уравнений в оптически плотной среде [97]:

$$\frac{\partial}{\partial z} \theta_{\text{echo}}(z) = \frac{\alpha}{2} \left\{ 2P_e(z, 0) \cos^2 \frac{\theta_{\text{echo}}(z)}{2} + W_e(z, 0) \sin \theta_{\text{echo}}(z) \right\}, \quad (4)$$

где α — коэффициент резонансного поглощения среды [59], $P_e(z, 0)$ — фурье-компонента фазирующей поляризации на несущей частоте, выступающая источником излучаемого эхо-сигнала, $W_e(z, 0)$ — медленно меняющаяся часть атомной инверсии, также взятая на несущей частоте сигнала. Из уравнения (4) можно найти решение для импульсной площади сигнала первичного эха [97]:

$$\theta_{\text{echo}}(z) = 2 \arctan \left[\exp \left(-\frac{2\tau}{T_2} \right) \sin \theta_1(0) \sin^2 \frac{\theta_2(z)}{2} \sinh \frac{\alpha z}{2} \right], \quad (5)$$

где имеем для импульсных площадей первого импульса $\tan [\theta_1(z)/2] = \tan [\theta_1(0)/2] \exp(-\alpha z/2)$ и второго импульса $\sin^2 (\theta_2(z)/2) = \gamma^2 / (\cosh^2(\beta - \alpha z/2) + \gamma^2)$ [85, 89], $\gamma = \tan [\theta_2(0)/2] / \sin \theta_1(0)$, $\beta = \ln \tan [\theta_1(0)/2]$. Ограничиваясь случаем слабого входного сигнального импульса ($\theta_1(0) \ll 1$) и эхо-сигнала $\theta_{\text{echo}}(z) \ll 1$, получим для эффективности его излучения:

$$\eta = \frac{|\theta_{\text{echo}}(L)|^2}{|\theta_1(0)|^2} = 4 \exp \left(-\frac{4\tau}{T_2} \right) \sin^4 \frac{\theta_2(L)}{2} \sinh^2 \frac{\alpha L}{2}. \quad (6)$$

Максимум эффективности η в (6) имеет место для импульсной площади $\theta_2(0) = \pi$, при которой $\gamma \rightarrow \infty$ и $\sin^4(\theta_2(z)/2) = 1$ во всех точках среды ($\theta_2(z) \cong \pi$) и $\eta = 4 \exp(-4\tau/T_2) \sinh^2(\alpha L/2)$, что совпадает с решением (6), полученным из решения уравнения для амплитуды сигнала первичного эха при $\theta_2(z) = \pi$. Примечательно, что максимум фотонного эха в оптически плотной среде достигается при $\theta_2(0) = \pi$, так же как и для спинового эха Хана в низкодобротном резонаторе [180], и для фотонного эха в оптически тонкой среде [181, 182]. Максимум сигнала эха возникает из-за усиления эха при его распространении в инвертированной оптически плотной среде. При этом, согласно (5) и (6), усиление может сделать эхо-сигнал интенсивнее первого возбуждающего импульса ($|\theta_{\text{echo}}(L)| > |\theta_1(0)|$), что было позднее подтверждено численными расчётами [91] и в экспериментальных работах [93, 191, 192]. Вместе с тем, согласно (5), усиление сигнала эха ограничено, так как его площадь не может превосходить π , что свойственно распространению световых импульсов в инвертированной среде [85, 101, 193].

При том что первичное эхо на выходе среды может быть сильнее сигнального импульса, в атомном ансамбле продолжает сохраняться возбуждение, вызванное

действием сигнального импульса. Поэтому воздействие дополнительных считывающих импульсов позволяет вновь считывать информацию о первом импульсе, например, в сигнале трёхимпульсного (стимулированного) эха [93]. С помощью теоремы площадей можно детально описать появление дополнительных сигналов эха в оптически плотной среде [95, 96]. Однако главным недостатком применения первичного эха в КП является не появление других сигналов эха, а его усиление при распространении в инвертированной среде, которое сопровождается спонтанным излучением фотонов, вызывающих появление квантовых шумов. Эти шумы сильно уменьшают точность восстановления квантовых состояний сигнальных полей [192, 194], делая невозможным использование первичного двухимпульсного эха в сохранении однофотонных сигнальных полей КП. Также невозможным является и использование трёхимпульсного эха, что делает необходимым разработку других способов формирования сигналов фотонного эха, не сопровождающихся появлением квантовых шумов.

Возможность реализации оптической КП на фотонном эхе была показана в работе [78], где был предложен протокол, обеспечивающий обращение динамики генерации и взаимодействия сигнала эха с атомами по сравнению с динамикой поглощения сигнального импульса в той же среде. Получивший название CRIB протокола [195–197], он затем лёг в основу разработки других протоколов КП, отличающихся способами реализации неоднородного уширения линии и восстановления атомной когерентности в такой системе атомов. Ниже рассмотрим основные свойства CRIB протокола, следуя работам [78, 198–201] и обобщениям их анализа [122, 173, 195, 202–205]. Затем обсудим разрабатываемые модификации этого протокола (GEM, AFC, ROSE, HYBRID), особенности и преимущества их реализации в резонаторных схемах, достигнутые экспериментальные результаты, решаемые актуальные задачи, проблемы достижения практически значимых параметров в данном варианте КП и перспективные направления дальнейших разработок.

5.2. Протокол обращённого фотонного эха в оптической плотной среде (CRIB протокол)

В работах [78, 198–201] CRIB протокол был предложен на примере сохранения однофотонного волнового пакета в оптически плотной среде атомов с неоднородным уширением, вызванным наличием эффекта Доплера и сверхтонким взаимодействием РЗИ в кристалле [201]. Для управления оптической атомной когерентностью использовался вспомогательный уровень, что упрощает экспериментальную реализацию CRIB протокола и его последующих модификаций и получило применение в долговременном хранении квантовой информации под названием протокола со спиновой волной (spin-wave). Для связи с проведёнными экспериментами ниже рассматривается вариант неоднородного уширения, часто реализуемый в кристаллах с РЗИ [195, 196].

На рисунках 3 и 4 изображены характерные временные и спектральные особенности CRIB протокола и выбранного способа его экспериментальной реализации, содержащего несколько стадий. Вначале создаётся узкая спектральная линия (рис. 4б) переносом (удалением) нерезонансных атомов на вспомогательные уровни и

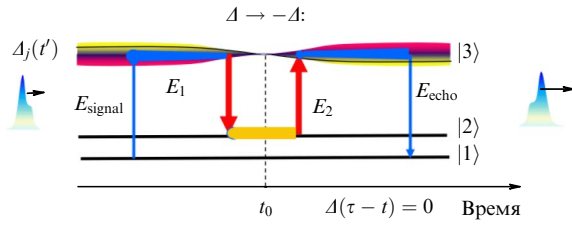


Рис. 3. Временная схема реализации CRIB протокола.

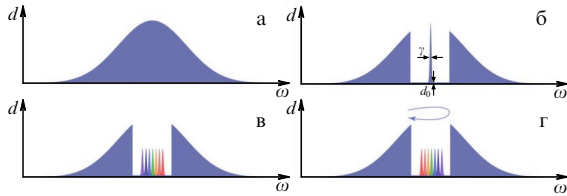


Рис. 4. Спектральная схема реализации CRIB протокола.

охлаждением образца до гелиевых температур при постановке экспериментов с РЗИ и приготовлении атомов в рабочее квантовое состояние $|\Psi_a\rangle = \prod_{j=1}^N |1_j\rangle$ (см. рис. 3, где 1_j — нижнее состояние j -го атома). Затем прикладывается внешнее электрическое/магнитное поле, вызывающее благодаря эффекту Штарка/Зеемана изменение резонансных частот рабочих атомов. Таким образом создается необходимое для CRIB протокола управление неоднородным уширением линии поглощения (рис. 4в). Внешнее поле может быть применено перпендикулярно или вдоль направления распространения сигнальных импульсов в образце [195, 196, 206]. Этим заканчивается приготовление атомной системы.

При запуске сигнального излучения (сигнала) в среду в момент времени $t = 0$ общее состояние сигнала и атомов имеет вид $|\Psi\rangle_{\text{in}} = |\psi_f\rangle \otimes |\psi_a\rangle$, где $|\psi_f\rangle$ описывает состояние сигнала, распространяющегося вдоль волнового вектора $\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_0$, несущая частота которого совпадает с центром линии атомного перехода. Длительность сигнала δt_s принимается много короче времени фазовой релаксации атомов,

$$\delta t_s \ll \frac{1}{\gamma} = T_2,$$

а его спектральная ширина меньше неоднородного уширения оптического перехода $\delta\omega_s \sim \delta t_s^{-1} \ll \Delta_{\text{in}}$. Эти условия отличают CRIB протокол от КП на медленном свете [70, 72, 207], где время жизни оптической квантовой когерентности может быть меньше длительности сигнального импульса. Ниже рассматриваем КП для слабых сигнальных импульсов, считая, что при их поглощении атомами разность населенностей атомных состояний на резонансном переходе $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ меняется пренебрежимо мало, $\langle\sigma_3^j(t)\rangle \cong -1/2$ [70, 122]. В таком случае МБ–АБ уравнения линеаризуются и совпадают с уравнениями, получающимися для волновой функции атомов и поля в случае однофотонного начального состояния сигнала [78].

В пренебрежении релаксацией и силами Ланжевена на время действия сигнала система уравнений (1) сводится к уравнениям для медленных переменных сигнального поля $\hat{a}_s(Z, \tau)$ и когерентности атомов $\sigma_-^j(\tau)$ (см. (1)), где полные их выражения имеют вид $\hat{a}_s(Z, \tau) \exp(-i(\omega_0 t - k_s z))$ и $\sigma_-^j(\tau) \exp(-i(\omega_0 t - k_s z))$. Урав-

нения удобно решать, используя переменные движущейся системы координат $Z = z, \tau = t - z/v_g$:

$$v_g \frac{\partial}{\partial Z} \hat{a}_s(Z, \tau) = i \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \Omega^*(\mathbf{r}_\perp^j) \sigma_-^j(Z_j, \tau) \delta(Z - z_j), \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \sigma_-^j(\tau) = -i \Delta_j \sigma_-^j(\tau) + i \frac{\Omega(\mathbf{r}_\perp^j)}{2} \hat{a}_s(Z_j, \tau),$$

где плотность числа фотонов на входе в среду $\langle \hat{n}_s(0, \tau) \rangle_{\text{in}} = \langle \psi_f | \hat{a}_s^\dagger(0, \tau) \hat{a}_s(0, \tau) | \psi_f \rangle$.

Наилучшие условия для переноса квантового состояния сигнала в атомы возникают, когда ширина резонансной линии, описываемая функцией распределения $G(\Delta/\Delta_{\text{in}})d\Delta$, значительно превосходит спектральную ширину сигнального импульса ($\Delta_{\text{in}} \gg \delta\omega_s$). Решая линейные уравнения (7), находим выражения для операторов поля и атомной когерентности поля после поглощения сигнала ($\tau \gg \delta t_s$):

$$\hat{a}_s(Z, \tau) = \hat{a}_s^0(0, \tau) \exp\left(-\frac{1}{2} \alpha Z\right) + i \frac{1}{2} \int_0^Z dz' \exp\left(-\frac{1}{2} \alpha(Z - z')\right) \hat{F}_a(z', \tau), \quad (8)$$

$$\sigma_-^j(\tau) = \sigma_-^j(\tau_0) \exp(-i \Delta_j(\tau - \tau_0)) + i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \Omega(\mathbf{r}_\perp^j) \hat{a}_s^0(Z_j, \Delta_j) \exp(-i \Delta_j \tau), \quad (9)$$

$$\hat{F}_a(Z, \tau) = \sum_{j=1}^N \Omega^*(\mathbf{r}_\perp^j) \sigma_-^j(\tau_0) \exp(-i \Delta_j(t - \tau_0)) \delta(Z - z_j), \quad (10)$$

где $\alpha = (\pi S \rho \langle \Omega \rangle^2 / 2 v_g) G(0)$ — коэффициент резонансного поглощения, $\hat{a}_s^0(z, \Delta) = (1/\sqrt{2\pi}) \int d\tau \hat{a}_s^0(z, \tau) \exp(i \Delta \tau)$ — фурье-компонента сигнального поля с координатой z в глубине среды, в (9) опущен член

$$- \exp(-i \Delta_j \tau) \sum_{j' (z_{j'} = z_j)} \frac{\Omega(\mathbf{r}_\perp^j) \Omega^*(\mathbf{r}_\perp^{j'})}{8} \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' \sigma_-^{j'}(\tau') \exp(i(\Delta_j - \Delta_{j'}) \tau').$$

Полагая $z_{j'} \neq z_j$, мы выделяем слагаемое, описывающее самовоздействие j -го атома, определяющее более медленный необратимый распад атомной когерентности по сравнению с коллективным откликом атома. Пренебрегая его влиянием на стадии взаимодействия с сигналом, учитываем более сильный коллективный отклик атомов. При нахождении решения мы осуществили переход от суммирования по атомам к интегрированию по неоднородному уширению атомов, находящихся вблизи точки пространства Z [59, 205].

Первое слагаемое в (8) описывает поглощение входного сигнала при достаточно большой оптической плотности ($\alpha L \gg 1$), так что его спектральные компоненты $\hat{a}_s(Z_j, \Delta_j)$ переносятся на спектральные компоненты атомной когерентности атомов (9), которая по окончании поглощения сигнала переходит в свободную эволюцию $\sigma_-^j(\tau > \delta t_s) \sim \hat{a}_s(Z_j, \Delta_j) \exp(-i \Delta_j \tau)$. На следующей стадии протокола оптическую когерентность $\sigma_-^j(\tau)$ переносим на долгоживущую спиновую когерентность $\sigma_{12}^j(\tau)$ атомного перехода $|1_j\rangle \leftrightarrow |2_j\rangle$, действуя в момент времени $t_1 > \delta t_s$ дополнительным (первым) лазерным π -импульсом. Этот импульс запускаем с волновым вектором,

параллельным сигнальному излучению, $\mathbf{k}_1 \uparrow \uparrow \mathbf{k}_s$, в резонансе с атомным переходом $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, так что он практически не поглощается в среде.

Эффективный перенос оптической когерентности на спиновую когерентность внутри всего спектра возбуждённых атомов можно осуществить, используя мощный очень короткий ($\delta t_1 \ll \delta t_s$) или же chirпированный лазерный π -импульс. Последний особенно эффективен для перевода оптической когерентности при большем разбросе частотных отстройек A_j [208, 209], благодаря чему такие импульсы нашли применение в многоимпульсном ядерном магнитном резонансе [210, 211], квантовом процессинге [212] и оптической КП [213, 214]. Перенос оптической когерентности $\sigma_-^j(\tau)$ на спиновую ($\sigma_{12}^j = i \exp(-i\varphi_1^j) \sigma_-^j$, где $\varphi_1^j = \varphi_1 + \mathbf{k}_1 \mathbf{r}_j$, φ_1 — фаза лазерного импульса) происходит в заданном интенсивном классическом поле без формирования макроскопической когерентности и, соответственно, без когерентного излучения фотонов атомами. Этим заканчивается стадия записи сигнального импульса на долгоживущие спиновые уровни атомов.

Стадия долгого хранения квантового состояния света в веществе обеспечивается максимальным подавлением фазовой релаксации спиновой когерентности. Эта задача решается использованием так называемых часовых атомных переходов [48, 215], не чувствительных к слабым локальным флуктуациям магнитных полей, а также применением многоимпульсных методов динамического усреднения влияния подобных флуктуаций [151, 216–219]. Разработка данной техники продолжает совершенствоваться с учётом особенности диполь-дипольных взаимодействий [220], их влияния в присутствии неоднородного уширения резонансного перехода [221–224].

Спустя время T хранения спиновая когерентность приобретает дополнительную фазу $\sigma_{12}^j(\tau_2) = i \exp\{-i[\varphi_1^j + \delta_0 T + \delta\phi_j(T)]\} \sigma_-^j(\tau_1)$ (δ_0 — сдвиг частоты спинового перехода, $\delta\phi_j(T)$ — случайный набег фазы у j -го атома). Далее (в момент времени τ_2) для считывания записанной информации на среду подаётся короткий ($\delta t_2 \ll \delta t_s$) второй лазерный импульс, распространяющийся уже в обратном направлении к сигнальному импульсу (с волновым вектором $\mathbf{k}_2 \uparrow \downarrow \mathbf{k}_s$). Перед действием этого импульса мы изменяем на противоположные частотные расстройки каждого атома на оптическом переходе $A_j \rightarrow -A_j$ (рис. 4г, см. выше). Для простоты рассмотрения также положим достаточно малой частоту перехода между нижними уровнями $\omega_{21} L/c \ll 1$. Данное условие обеспечивает выполнение волнового синхронизма при излучении сигнала эха в направлении, обратном к распространению сигнального импульса [199, 202]. Второй лазерный импульс преобразует имеющиеся спиновую и оптическую когерентность $\sigma_{12}^j(\tau_2)$, $\sigma_-^j(\tau_2)$ в их новые значения, которые после действия импульса ($\tilde{\tau}_2 + \delta t_2$) принимают вид ($\tilde{\tau}_2 = \tau_2 + z/v_g$):

$$\sigma_-^j(\tilde{\tau}_2 + \delta t_2) = \sigma_-^j(\tilde{\tau}_2) \cos \frac{\theta_2}{2} + i \exp(i\varphi_2^j) \sigma_{12}^j(\tilde{\tau}_2) \sin \frac{\theta_2}{2}, \quad (11)$$

$$\sigma_{12}^j(\tilde{\tau}_2 + \delta t_2) = \sigma_{12}^j(\tilde{\tau}_2) \cos \frac{\theta_2}{2} + i \exp(-i\varphi_2^j) \sigma_-^j(\tilde{\tau}_2) \sin \frac{\theta_2}{2}, \quad (12)$$

где θ_2 — импульсная площадь на атомном переходе $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, $\varphi_2^j = \varphi_2 + \mathbf{k}_2 \mathbf{r}_j$, φ_2 — фаза второго контролирующего импульса в местоположении j -го атома. Рассмотрим подробнее второе слагаемое в $\sigma_-^j(\tilde{\tau}_2 + \delta t_2)$:

$$i \exp(i\varphi_2^j) \sigma_{12}^j(\tilde{\tau}_2) \sin \frac{\theta_2}{2} = -\exp(-i\delta\phi_j(T)) \sin \frac{\theta_2}{2} \times \\ \times \exp(-i\Phi_{12}) \exp(i(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1) \mathbf{r}_j) \sigma_-^j(\tau_1), \quad (13)$$

где $\Phi_{12} = \varphi_{1,2} + \delta_0 T$ — постоянный сдвиг фазы ($\varphi_{1,2} = \varphi_1 - \varphi_2$), вносимый взаимодействием атомов с контролирующими импульсами и их эволюцией во время хранения квантовой информации в КП. Принимая во внимание $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_s$, получим дополнительный фактор в (13) $\exp(i(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1) \mathbf{r}_j) = \exp(-2i\mathbf{k}_s \mathbf{r}_j)$, учитывая который в полных операторах атомной когерентности и поля, получим для них выражения $\hat{a}_s(z, t) \exp(-i(\omega_0 t + k_s z))$ и $\sigma_-^j(t) \exp(-i(\omega_0 t + k_s z))$; множитель $\exp(-i\delta\phi_j(T))$ описывает влияние фазовых флуктуаций.

Переходя к новым переменным $Z = z$, $\tilde{\tau} = t + z/v_g$, пренебрегая малым временем пролёта фотона через среду, получаем уравнения для медленно меняющихся операторов поля сигнала эха $\hat{a}_e(Z, \tilde{\tau})$ и атомной когерентности для $\tilde{\tau} > \tilde{\tau}_R = \tilde{\tau}_2 + \delta t_2$:

$$-v_g \frac{\partial}{\partial Z} \hat{a}_e(Z, \tilde{\tau}) = i \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \Omega^*(\mathbf{r}_j) \sigma_-^j(\tilde{\tau}) \delta(Z - z_j), \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tilde{\tau}} \sigma_-^j(\tilde{\tau}) = i A_j \sigma_-^j(\tilde{\tau}) + i \frac{\Omega(\mathbf{r}_j)}{2} \hat{a}_e(Z_j, \tilde{\tau}), \quad (15)$$

где $\sigma_-^j(\tilde{\tau}_R = \tilde{\tau}_2 + \delta t_2)$ задаётся в (13), а световое поле в моде сигнала эха, излучаемого в обратном направлении сигнальному импульсу (e -мод), находится первоначально в вакуумном состоянии $|0\rangle_s$ (где $n_e(Z, \tilde{\tau}) = \langle \hat{a}_e^+(Z, \tilde{\tau}) \hat{a}_e(Z, \tilde{\tau}) \rangle = 0$ при $\tilde{\tau} < \tilde{\tau}_2$), что в представлении Гейзенберга определяет общее начальное квантовое состояние атомов и поля $|\Psi_v\rangle_{\text{in}} = |0\rangle_e \otimes |\psi_f\rangle \otimes |\psi_a\rangle$. Решая уравнения (15) и (14), получим для излучаемого сигнала эха

$$\hat{a}_e(Z, \tilde{\tau}) = -\Gamma_R(T) \sin \frac{\theta_2}{2} \exp(-i\Phi_{12}) \hat{a}_s^0(0, t_e - \tilde{\tau}) \times \\ \times \exp\left(\frac{1}{2} \alpha Z\right) \{\exp(-\alpha Z) - \exp(-\alpha L)\} + \\ + \exp\left(\frac{1}{2} \alpha(Z - L)\right) \hat{a}_{0e}(L, \tilde{\tau}) + \hat{a}_{e,a}(Z, \tilde{\tau}) \quad (16)$$

и когерентность атомов после излучения сигнала эха

$$\sigma_-^j(\tau) = -\sin \frac{\theta_2}{2} [\exp(-i\delta\phi_j(T)) - \Gamma_R(T) \times \\ \times (1 - \exp(-\alpha(L - z)))] \exp(-i\Phi_{12}) \times \\ \times \exp(iA_j(\tau - \tau_R)) \sigma_-^j(\tau_1) + \sigma_-^j(\tilde{\tau}_2) \cos \frac{\theta_2}{2} \times \\ \times \exp(iA_j(\tau - \tau_R)), \quad (17)$$

$$\sigma_{12}^j(\tau) = i \cos \frac{\theta_2}{2} \exp\{-i\delta_0(\tau - \tau_R + T) + \\ + i[\varphi_1^j + \delta\phi_j(\tau - \tau_R + T)]\} \sigma_-^j(\tau_1), \quad (18)$$

где $\Gamma_R(T) = \langle \exp(-i\delta\phi_j(T)) \rangle$ — релаксационный член, который часто имеет вид $\Gamma_R(T) \cong \exp(-\gamma_m T)$, $t_e = \tilde{\tau}_R + t_1$ — время появления сигнала эха, $\sigma_{13}^j(t_1) = i\sqrt{\pi/2}\Omega(\mathbf{r}_1^j)\hat{a}_s^0(0, A_j)\exp(-iA_j\tau_1)\exp(-(1/2)\alpha Z_j)$, второе слагаемое $\exp((1/2)\alpha(Z-L))\hat{a}_{0e}(L, \tilde{\tau})$ описывает ослабление входного поля. В нашем случае, с учётом входного состояния $|\Psi_v\rangle_{\text{in}}$, оно находится в вакуумном состоянии и потому не даёт вклада в сигнал при $z = 0$ для $\alpha L \gg 1$. Третье слагаемое $\hat{a}_{e,a}(Z, \tilde{\tau})$ связано с частью оптической атомной когерентности, оставшейся после воздействия второго контролирующего импульса, оно отвечает состоянию атомов, не связанному с действием сигнального импульса, так что не даёт вклада в сигнал эха $\langle \hat{a}_{e,a}(Z, \tilde{\tau}) \rangle = 0$, и потому мы его далее не будем принимать в расчёт. Первое слагаемое в (16) описывает излучаемый атомами сигнал эха при $Z < 0$:

$$\hat{a}_e(Z, \tau) = -\Gamma_R(T) \sin \frac{\theta_2}{2} \exp(-i\Phi_{12})\hat{a}_s^0(0, t_e - \tau) \times \{1 - \exp(-\alpha L)\}. \quad (19)$$

В отсутствие фазовой релаксации ($\Gamma_R^2(T) \cong 1$, $\delta\phi_j(T) = 0$) и при $\alpha L \gg 1$ решение $\hat{a}_e(Z, \tau) = -\sin(\theta_2/2)\exp(-i\Phi_{12})\hat{a}_s^0(0, t_e - \tau)$ отражает обратимый во времени сценарий излучения сигнала эха. При $\theta_2 = \pi$ происходит полное восстановление сигнального поля, когда вся атомная когерентность, переведённая сигналом на оптический переход $\sigma_{13}^j(\tau)$, полностью исчезает, генерируя сигнал фотонного эха. Сигнал фотонного эха приобретает фазу Φ_{12} , включающую разность фаз контролирующих лазерных импульсов $\phi_{1,2}$ и фазу, набравшую на спиновом переходе атомов за время хранения $\delta_0 T$.

Важным условием эффективного излучения сигнала эха является согласование амплитуды когерентности с величиной коэффициента поглощения среды. В работе [206] показано, что изменение баланса между величиной коэффициента поглощения и амплитудой фазирующейся поляризации, которая контролировалась путём введения масштабного фактора в инверсии атомных частот $\Delta \rightarrow -\eta\Delta$ ($\eta > 0, \eta \neq 1$) приводит к уменьшению вероятности излучения сигнала эха для рассматриваемого (поперечного характера) неоднородного уширения ($\sim 4\eta/(\eta+1)$), но не сказывается на эффективности при продольном характере неоднородного уширения, когда поглощение сигнала эха сильно подавляется.

В приведённом выше анализе свойств мы ограничивались рассмотрением случая, когда спектральная ширина сигнального импульса много меньше неоднородного уширения резонансного перехода. Однако эффективность CRIB протокола не уменьшается, если эти величины становятся сопоставимыми, $\delta\omega_s \approx \Delta_{\text{in}}$. Важным требованием остаётся полное поглощение в среде сигнального импульса, для которого среда должна иметь достаточно большую оптическую плотность на всех спектральных компонентах сигнального импульса $\alpha(\Delta)L \gg 1$ ($\alpha(\Delta)$ — коэффициент резонансного поглощения на частотной отстройке от центра линии и несущей частоты сигнала). Здесь необходимо отметить, что при распространении широкополосного сигнального импульса в среде (когда $\delta\omega_s \approx \Delta_{\text{in}}$), такой импульс испытывает сильное влияние спектральной дисперсии, что приводит к искажению его временной формы. Однако, как было показано в работе [199], в CRIB протоколе

такие дисперсионные эффекты полностью компенсируются на выходе сигнала эха из среды в силу временной обратимости данного протокола.

Конечная плотность среды ($\alpha L \ll 1$), атомная декогеренция $\Gamma_R^2(T)$ уменьшают вероятность излучения сигнала эха. Отклонение импульсной площади считывающего импульса θ_2 от π уменьшает вероятность излучения сигнала эха и оставляет часть квантовой информации в среде. При этом возникает квантовая запутанность между излучённым сигналом эха и атомной когерентностью. Как было показано для однофотонного сигнального импульса, оставшуюся спиновую когерентность можно восстановить в ещё одном сигнале эха, если подействовать на среду дополнительным считывающим лазерным импульсом с импульсной площадью π . Поле излучаемого в момент времени t_{e2} второго сигнала эха приобретает вид при $\alpha L \gg 1$: $\hat{a}_{e2}(Z, \tau) = -\Gamma_R(T + \tau_{32}) \times \cos(\theta_2/2) \exp(-i\Phi_{13})\hat{a}_s^0(0, t_{e2} - \tau)$, где τ_{32} — дополнительное время задержки, $\Phi_{13} = \phi_{1,3} + \delta_0(T + \tau_{32})$. Два излучённых сигнала эха полностью восстанавливают записанную в среде квантовую информацию при слабой релаксации атомов. Сигналы эха будут находиться в запутанном квантовом состоянии, если исходное сигнальное излучение находилось в квантовом состоянии. Изучение и использование таких режимов считывания сигнального излучения представляет интерес для эффективной генерации новых квантовых состояний света.

CRIB протокол был реализован в эксперименте, где инверсия частотной расстройки $A_j \rightarrow -A_j$ обеспечивалась за счёт переключаемого градиента электрического поля вдоль среды, вызывающего линейный эффект Штарка в кристалле с РЗИ и создающего тем самым "продольный" характер неоднородного уширения оптического перехода. На стадии записи сигнального импульса частотные расстройки задаются в виде $\Delta = \chi z$, где $-L/2 < z < L/2$. Причём для сохранения сигнального импульса необходимо, чтобы неоднородное уширение резонансного перехода превосходило спектральную ширину импульса $\chi L \gg \delta\omega_s$. Перед восстановлением сигнала эха частотная расстройка инвертируется, $\Delta = -\chi z$, что впервые было продемонстрировано в работе [196]. В численных экспериментах работы [225] было показано, что при таком варианте контроля частотных отстроек возможно достижение эффективности, близкой к 100 %, не только в обратном направлении, восстановлении сигнала, но и в прямом направлении. Этот протокол получил название CRIB/GEM протокола. Указанная возможность возникла в силу исключения эффекта поглощения атомами при распространении сигнала эха в среде благодаря тому, что резонансные полю атомы в данном случае находятся в узкой области пространства, в пределе в одной точке среды. Однако, как было затем показано [226], в силу ухода от временной обратимости в данном протоколе сигнал эха при его излучении в прямом направлении может приобретать частотное chirпирование, которое, однако, в значительной степени может быть подавлено, если время взаимодействия сигнального импульса со средой становится много больше длительности импульса.

В работах [226] и [227] было показано, что поведение эффективности GEM протокола аналогично эффективности CRIB протокола (6)–(19), где $\kappa = (2\pi^2/\chi v_g)n_0 S|g_0|^2$ выступает в качестве оптической плотности вместо αL (где n_0 — концентрация атомов, S — площадь поперечного сечения, $g_0 = \sqrt{\omega_0/2\varepsilon_0\hbar S}$ — постоянная взаимодей-

ствия фотона с атомом. GEM протокол неоднократно демонстрировался экспериментально в твёрдом теле при сохранении квантовых состояний света [197, 228]. В работе [41] была достигнута эффективность 69 % на кристалле $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ ($c = 0,005\%$) для сохранения квантовых состояний света с низким уровнем шумов. Реализация GEM протокола за счёт использования эффекта Зеемана в переключаемом градиенте магнитного поля была продемонстрирована в работах в трёхуровневых атомных газах на нерезонансном рамановском переходе [229–232]. В этих работах использовался газ паров рубидия и была достигнута эффективность 87 %, которая остаётся наилучшей в реализации оптической КП. Примечательным следствием высокоэффективного излучения сигнала эха в GEM протоколе является возможность записи сигнального поля со сложным волновым фронтом [233–235], поскольку при излучении сигнала эха в прямом направлении не возникает проблема волнового синхронизма. Поэтому CRIB/GEM протокол, наряду с ЭИП протоколом, представляет интерес для разработки оптической квантовой голографии на его основе. Недостатком GEM протокола является сложность достижения высокой оптической плотности в широком спектральном интервале $\kappa = (2\pi^2/\chi v_g)n_0|g_0|^2$, так как увеличение рабочего спектрального интервала χL за счёт повышения градиента χ уменьшает оптическую плотность среды κ .

Выше рассмотрение CRIB и GEM протоколов проводилось для слабых световых полей. Вместе с тем представляется всё более важным реализация КП для интенсивных световых полей. Например, многофотонные яркие световые поля применяются в оптических квантовых коммуникациях [236], оптическом квантовом компьютере и в нелинейной квантовой метрологии [237]. Ниже мы кратко рассматриваем особенности КП для интенсивных световых полей на фотонном эхе. Впервые этот вопрос изучался в работе [201] для сохранения интенсивных классических сигнальных полей в CRIB протоколе с использованием теоремы площадей для фотонного эха. Ограничим анализ работы [201] предположением, что два контролирующих лазерных импульса имеют импульсную площадь π , необходимую для эффективного сохранения сигнального импульса на долгоживущие спиновые состояния и последующего его восстановления.

Учитывая, что в CRIB протоколе излучение сигнала эха происходит в обратном направлении, то согласно (4) уравнение для импульсной площади $\theta_{\text{crib}}(z)$ будет иметь вид

$$-\frac{\partial}{\partial z} \theta_{\text{crib}}(z) = \frac{\alpha}{2} \left(2P_e(z, 0) \cos^2 \frac{\theta_{\text{crib}}(z)}{2} + W_e(z, 0) \sin \theta_{\text{crib}}(z) \right), \quad (20)$$

где источник излучения $P_e(z, 0) = \Gamma_R(T) \sin \theta_s(z)$ и инверсия $W_e(z, 0) = -\cos \theta_s(z)$.

Решая уравнение (20), находим $\theta_{\text{crib}}(z)$, которое на выходе среды имеет вид

$$\theta_{\text{crib}}(z=0) = 2 \arctan \left(\Gamma_R(T) \tan \frac{\theta_s(0)}{2} \times \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{1 + \tan^2(\theta_s(0)/2) \exp(-\alpha L)} \right). \quad (21)$$

Решение (21) обобщает решение (19) для сигнальных полей малой импульсной площади ($\theta_s(0) \ll 1$) и описывает возможность идеального восстановления импульсной площади сигнального импульса $\theta_{\text{crib}}(z=0) = \theta_s(0)$. Это имеет место при слабой фазовой релаксации $\Gamma_R(T) \cong 1$ и при выполнении более общих требований к оптической плотности среды: $\alpha L \gg 1$ и $\alpha L \gg \ln[\tan^2(\theta_s(0)/2)]$, которые при $\theta_s(0) \ll 1$ сводятся к одному известному условию $\alpha L \gg 1$. То есть сохранение интенсивных полей с импульсной площадью $\theta_s(0)$, близкой к π , требует использования большей оптической плотности среды.

Таким образом, теорема площадей показывает возможность и условия использования CRIB протокола для сохранения интенсивных классических полей. Следует ожидать, что решение (21) будет также отражать основные свойства в сохранении интенсивных квантовых полей. Однако для изучения квантовых свойств и запоминания таких полей, например, оптических квантовых солитонов [238], надо обращаться к решению квантовых МБ–АБ уравнений (1), аналитические решения которых пока ограничиваются поиском свойств генерируемых в глубине среды оптических солитонов [99]. Тем не менее анализ ряда свойств CRIB протокола может быть проведён в случае, когда входные интенсивные сигнальные импульсы полностью поглощаются в среде, что возможно и при квантовом описании излучения [99, 100]. При этом после окончания взаимодействия световое поле переходит в псевдовакуумное состояние (фоковский вакуум $|0\rangle$), а атомы — в возбуждённое неизлучающее состояние. Надо также отметить, что при более детальном описании, например, при рассмотрении мезоскопических атомных ансамблей с малой концентрацией атомов световое излучение не переходит полностью в псевдовакуумное состояние и в атомной среде продолжают процессы рассеяния фотонов атомами [107]. Такое состояние представляет собой вариант медленно-го поляритона, содержащего атомную и фотонную компоненты, аналогично тому что имеет место при описании медленного света [70]. Наличие фотонной компоненты поляритона будет уменьшать эффективность КП, но в оптически концентрированной среде её влияние будет незначительно [118].

Ограничиваясь привлечением макроскопических квантовых МБ–АБ уравнений, мы не учитываем более медленные процессы релаксации. Общий анализ свойств КП можно провести, используя симметрию этих уравнений CRIB протокола, осуществляя замену полевого оператора сигнального импульса $\hat{a}(z, t)$ на полевой оператор эха сигнала с сигналом $-\hat{a}_{\text{crib}}(z, t)$ (см. обсуждение (19)), инверсию частотных расстройок $\Delta_j \rightarrow -\Delta_j$ и $z \rightarrow -z$. После таких преобразований получаем уравнения для стадии излучения сигнала эха:

$$\left(-\frac{\partial}{\partial t} + v_g \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{a}_{\text{crib}}(z, t) = i \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \Omega^*(\mathbf{r}_{\perp}^j) \sigma_{-}^j(z_j, t) \delta(z - z_j),$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \sigma_{-}^j(t) = i \Delta_j \sigma_{-}^j(t) + i \frac{\Omega(\mathbf{r}_{\perp}^j)}{2} \hat{a}_{\text{crib}}(z_j, t) \sigma_3^j(t), \quad (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \sigma_{+}^j(t) = -i \Delta_j \sigma_{+}^j(t) - i \frac{\Omega^*(\mathbf{r}_{\perp}^j)}{2} \hat{a}_{\text{crib}}^+(z_j, t) \sigma_3^j(t),$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \sigma_3^j(t) = i \frac{\Omega}{2} [\hat{a}_{\text{crib}}^+(z_j, t) \sigma_{-}^j(t) - \sigma_{+}^j(t) \hat{a}_{\text{crib}}(z_j, t)].$$

Сравнивая уравнения (22) с уравнениями (1) стадии поглощения сигнального импульса, видим, что они совпадают, если в (22) поменять знак времени на обратный ($t \rightarrow -t$). Это означает, что если в качестве начального состояния будет приготовлена атомная когерентность, возникающая после поглощения сигнального импульса, но с обратным волновым вектором и фазирующаяся во времени, то уравнения (22) опишут динамику атомов и света, обратную той, которая имела место при поглощении сигнального импульса. При этом на выходе среды ($Z < 0$) будет излучаться сигнал эха в виде обращённой во времени копии сигнального поля. Такой результат обобщает возможности реализации обратимого CRIB протокола, полученные ранее в работах [173, 195, 204], на его формирование в одномодовом оптическом волноводе. Использование симметрии уравнений CRIB протокола также даёт возможность находить волновую функцию излучаемых сигналов фотонного эха для произвольно заданного начального квантового состояния сигнального импульса, как показано в работе [203]. Вместе с тем свойства и возможности эффективного многократного считывания интенсивного сигнального излучения остаются неясными.

Таким образом, реализация CRIB протокола при сохранении интенсивного сигнального импульса основана лишь на его поглощении атомами и не зависит от относительной ширины сигнального импульса и величины неоднородного уширения линии, так как в условиях сильного нелинейного взаимодействия эффекты спектральной дисперсии будут по-прежнему полностью компенсироваться в излучённом сигнале эха. Стоит здесь отметить, что решение теоремы площадей дополняет непосредственное использование симметрии квантовых МБ–АБ уравнений, проясняя характер поведения сигнала эха в среде при более общих условиях (для невысокой оптической плотности, при наличии фазовой релаксации), позволяя при этом получать аналитическое решение для интенсивных плоских волн, т.е. обобщая анализ свойств CRIB протокола. Симметрия уравнений CRIB протокола была использована также для анализа его реализации с привлечением нерезонансного рамановского подхода в работе [204]. Позднее в работе [173] было обнаружено, что применение контролирующего лазерного поля в таком варианте реализации CRIB протокола открывает возможность изменять несущую частоту сигнала эха и его длительность. Такие идеи непосредственно применимы и к реализации CRIB/GEM протокола с излучением сигнала эха в обратном направлении, и они могут работать с высокой точностью при излучении эха в прямом направлении. Многие варианты CRIB протокола ещё ждут своей экспериментальной реализации.

Надо отметить, что развитый в CRIB протоколе подход, основанный на использовании обращённой динамики восстановления сигнального импульса, позднее был успешно применён к ЭИП [74], АТР [75, 125], НРР [172] и СИ протоколам [167] (см. выше). В CRIB и GEM протоколах была продемонстрирована возможность реализации широкополосной КП на основе неоднородного уширения атомного перехода — новой степени свободы для контроля макроскопической атомной когерентности. Немного позднее были предложены другие варианты реализации неоднородного уширения и управления макроскопической когерентностью атомов, рас-

ширившие возможности реализации оптической КП. Однако эти протоколы, к описанию которых мы переходим ниже, уже отходят от точного соблюдения временной обратимости, что облегчает их экспериментальную реализацию, может увеличивать информационную ёмкость, однако вызывает проблемы в точности восстановления исходных квантовых состояний, требуя корректировки и ограничения физических условий реализации данных протоколов.

5.3. Протокол на основе атомной частотной гребёнки (AFC протокол)

В 1986 г. Дубецкий и Чеботаев в работах [239, 240] предложили и экспериментально продемонстрировали эхо-эффект в системе нелинейных осцилляторов, частоты которых имеют вид периодически отстоящих узких линий $\Delta_n = n\Delta$ с периодом Δ . После возбуждения в момент времени $t = 0$ возникающая когерентность атомов n -й группы начинает осциллировать со своей частотой $\sim \exp(-in\Delta t)$, так что в моменты времени $t_n = 2\pi n/\Delta$ фазы всех атомов вновь совпадают, приводя к автоматическому появлению сигналов. Данный эффект, названный авторами Imaginary echo, был также продемонстрирован ими экспериментально. В 2008 г. в работе [241] этот вариант неоднородного уширения линии был применён к описанной выше схеме КП на фотонном эхе вместо инверсии частотной расстройки, получив название AFC (Atomic Frequency Comb) протокол.

По сравнению с CRIB/GEM протоколом новый протокол даёт возможность значительного увеличения рабочей спектральной ширины и, соответственно, увеличения информационной ёмкости КП. Благодаря этому в настоящее время AFC протокол вызывает наибольший интерес при экспериментальной разработке квантового повторителя.

Существенные отличия относительно CRIB/GEM протоколов возникают из-за характера неоднородного уширения, из-за чего AFC протокол теряет полную обратимость в восстановлении сигнального излучения, но и даёт преимущества в его реализации. Также возникают проблемы при достижении высокой эффективности и возникает ряд новых свойств, заслуживающих внимания. На рисунке 5 представлены типичные диаграммы формирования AFC протокола в двух- и трёхуровневой схеме.

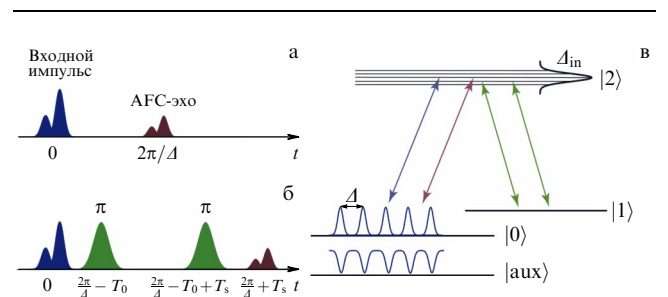


Рис. 5. (а) Временная последовательность AFC протокола в двухуровневой среде с формированием сигнала эха спустя время $t_e = 2\pi/\Delta$. (б) AFC протокол на "спиновой волне" с двумя контролирующими лазерными импульсами, позволяющими увеличить время хранения сигнала на время жизни квантовой КП за счёт сохранения сигнала на спиновой когерентности нижних уровней $|0\rangle$ и $|1\rangle$ (в), уровень $|aux\rangle$ является вспомогательным, служащим для приготовления AFC структуры.

Экспериментально реализуемая AFC структура неоднородного уширения резонансного перехода представляет собой периодическую систему из N узких пиков поглощения с заданным частотным интервалом Δ и шириной каждого пика γ , которая, как правило, значительно превосходит однородное уширение оптического перехода $\gamma > 1/T_2$. На практике AFC структура создаётся посредством хорошо разработанной техники лазерного выжигания спектральных провалов в неоднородно уширенной линии поглощения. В реализованных экспериментах спектральная ширина Δ_{afc} обычно много меньше естественного неоднородного уширения линии ($\Delta_{\text{afc}} \ll \Delta_{\text{in}}$), хотя наибольший интерес представляет как раз случай максимальной спектральной ширины Δ_{afc} . Существенным следствием создания AFC структуры является уменьшение эффективной оптической плотности резонансного перехода на фактор γ/Δ , хотя такое уменьшение в N раз меньше, чем в CRIB протоколе, при их реализации с тем же рабочим спектральным диапазоном. Тем не менее появление фактора γ/Δ может приводить к сильному уменьшению эффективности AFC протокола. Однако эти проблемы эффективности решаются помещением кристалла в оптический резонатор с оптимально выбранными параметрами при так называемом согласовании импедансов [242–246]. Описание работы AFC протокола основывается на той же системе уравнений (1), (3), (7), где учитывается характер неоднородного уширения. Остановимся на самых главных свойствах AFC протокола.

Как в любом протоколе КП на фотонном эхе, сигнальный импульс запускается в среду, имея спектральную ширину много меньше спектра созданной частотной гребёнки $\Delta_{\text{afc}} = N\Delta$, как показано на рис. 6. В условиях, когда спектр сигнала много больше ширины отдельного пика, $\delta\omega_s \gg \gamma$, во время взаимодействия такого импульса с атомами, обладающими тонкой AFC структурой узких линий, наличие данной структуры не проявляется. Этот важный (положительный) эффект обусловлен тем, что на временах длительности импульса атомы проявляют себя через усреднённую оптическую плотность перехода $(\gamma/\Delta)\alpha L$. Если она достаточно высока, $(\gamma/\Delta)\alpha L \gg 1$, то световой сигнал поглощается. AFC-структура спектра проявляется лишь позднее, когда возбуждённые атомы, осциллируя, начинают фазироваться, восстанавливая к моменту времени $t_e = 2\pi/\Delta$ макроскопическую когерентность, приводящую к генерации сигнала эха. Таким образом, сигнал эха будет излучаться автоматически в том же направлении, в котором распространялся сигнальный импульс. При этом временная форма сигнала эха повторяет временную форму сигнального импульса, без её обращения, имеющего место в CRIB протоколе.

Решение МБ–АБ уравнений для слабого узкополосного сигнала эха, излучаемого в том же направлении, при $\delta\omega_s \ll \Delta_{\text{afc}}$ даёт эффективность его излучения $(\alpha L)^2 \exp(-\alpha L)$, которая не превышает 54 % при $\alpha L = 2$, что обусловлено перепоглощением сигнала эха в среде, также отличающим данный вариант восстановления сигнала эха. Наличие фазовой релаксации атомного перехода уменьшает эту эффективность аналогично обыкновенному первичному эху, однако наибольшее негативное влияние на эффективность оказывает ограниченность резкости AFC-структуры Δ/γ [241]. Можно увеличить время жизни КП, если ввести дополнительную контролируемую дефазировку и фазировку оптической

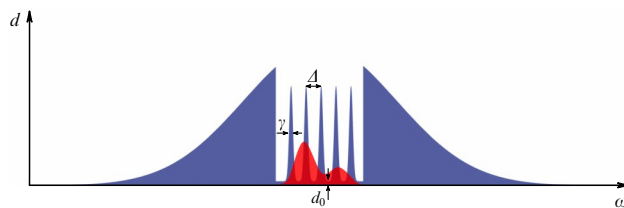


Рис. 6. Типичная AFC структура резонансных линий, приготавливаемая в естественной неоднородно уширенной линии оптического перехода, d — спектральная оптическая плотность атомного перехода. Δ — спектральный интервал между ближайшими линиями, γ — ширина линии отдельного пика, d_0 — остаточный фоновый уровень поглощения. Красным цветом обозначен спектр сигнального импульса.

атомной когерентности, например, помещая атомы во внешний градиент электрического или магнитного поля и наблюдать сигнал эха в момент времени $nt_e = 2\pi/\Delta (n = 2, 3 \dots)$ с той же эффективностью [247, 248]. Если же требуется значительно повысить эффективность и время жизни сигнала в КП, то можно перевести оптическую квантовую когерентность на спиновую когерентность, а затем вернуть её вновь, применив два контролирующих лазерных π -импульса, аналогично CRIB протоколу [78]. Такие эксперименты были реализованы недавно в работах [244, 249]. При этом максимальная эффективность AFC протокола может достигать значения, близкого к 100 %. Однако столь высокая эффективность ($> 90\%$), как было показано в работе [250], возможна, если спектральная ширина сигнала много меньше неоднородного уширения AFC структуры $\delta\omega_s \ll \Delta_{\text{afc}}$. Если же сигнальные световые импульсы имеют ширину спектра, сравнимую со спектральной шириной структуры AFC, то при излучении сигнала начинают себя негативно проявлять дисперсионные эффекты при его распространении в оптически плотной среде, уменьшая эффективность излучения и точность восстановления сигнального импульса [250]. Возникновение такого эффекта вызвано фундаментальной причиной — отсутствием строгой временной обратимости процесса излучения эхо-сигнала по отношению к процессу поглощения сигнального импульса.

В работах [251, 252] была показана возможность достижения высокой эффективности AFC протокола в некотором максимально возможном рабочем спектральном интервале частот, который лишь немного меньше спектральной ширины $\Delta_{\text{qm}} < 0,9\Delta_{\text{afc}}$. Это достигается выбором оптимальной величины спектральной ширины AFC структуры Δ_{afc} , зависящей от требуемой эффективности протокола, исходной величины неоднородного уширения линии Δ_{in} и оптической плотности перехода αL . При этом значение эффективности AFC протокола 90 % в рабочем диапазоне частот Δ_{qm} достигается за счёт почти полной компенсации спектральной дисперсии.

AFC-протокол был экспериментально реализован для разных кристаллов с РЗИ с разными длинами волн оптического перехода [249, 253–257]. В настоящее время с использованием AFC протокола было также продемонстрировано сохранение более 1000 временных мод [258], достижение высокой эффективности КП 62 % [245] и времени хранения 1 час [219]. Был продемонстрирован широкополосный AFC-протокол ($N\Delta = 6$ ГГц) [259], реализован AFC-протокол в оптическом резонаторе [245], также показана реализация AFC-протокола в интегрально-волноводной схеме в серии работ [56, 247, 260,

261]. К настоящему времени эти результаты продемонстрировали большой потенциал данного протокола при невысокой эффективности его реализации, когда отмеченные выше дисперсионные эффекты не играют существенной роли. Интенсивные разработки этого протокола активно продолжаются, открывая надежды на его использование в создании квантового повторителя. AFC структуры открывают новые возможности для управления не только описанной выше схемой оптической КП, например, в таких структурах становится возможной реализация широкополосных медленных световых импульсов [262]. Исследование свойств таких импульсов света может дать новые возможности для управления и квантового процессинга однофотонными полями. Представляет интерес реализация AFC протокола в различных физических системах, например, на электрон-ядерных спиновых переходах [263], на системе высокочастотных сверхпроводящих резонаторов [264], применение которых может иметь большое значение для создания КП для сверхпроводящего квантового компьютера.

5.4. Восстановление сигнала подавленного эха

В 2011 году появились протоколы КП на фотонном эхе, ориентированные на использование естественного неоднородного уширения атомного перехода [213, 265, 266]. Наибольшее развитие в настоящее время получил протокол [213], который известен под названием "восстановление сигнала подавленного эха" (англ. Revival Of Silenced Echo — ROSE). На рисунке 7 представлена последовательность световых импульсов ROSE протокола (в левой части рисунка представлена схема уровней). В нём к последовательности двухимпульсного фотонного эха добавляется дополнительный рефазирующий π -импульс, благодаря чему возникающий затем сигнал фотонного (ROSE) эха будет излучаться в неинвертированной системе атомов без появления квантовых шумов и становится пригодным для восстановления квантовой информации первого сигнального импульса. Таким образом, ROSE протокол основывается на принципах обычного фотонного эха, использует "естественное" неоднородное уширение среды без подготовки начального квантового состояния, что делает его наиболее простым для экспериментальной реализации. Указанные свойства протокола дают важные преимущества при его реализации. Этот протокол также позволяет реализовать широкополосную КП, используя значительную часть неоднородно уширенной линии оптического перехода.

Реализация ROSE протокола предполагает подавление первичного фотонного эха. Это можно сделать, выбирая направление распространения первого контролирующего импульса, например, ортогональное, или антипараллельное к направлению распространения сиг-

нального (первого) импульса, при которых нарушается условие фазового синхронизма для излучения первичного эха. Первичное фотонное эхо можно подавить также, вводя контролируруемую дефазировку атомной когерентности приложением переключаемого внешнего электрического (магнитного) поля [265, 267].

Для высокой эффективности и большого времени хранения в ROSE протоколе необходимы как большая оптическая плотность, так и большое время когерентности T_2 оптического перехода. Для этого кристаллы, активированные РЗИ, представляются наиболее перспективными благодаря их свойствам однородного и неоднородного уширения линий оптических переходов внутри 4f-оболочки [23]. В таблице 2 представлены результаты экспериментальной реализации ROSE протокола на таких кристаллах. В основном данный протокол был экспериментально реализован в геометрии антипараллельного распространения сигнального импульса и двух контролирующих лазерных импульсов $\mathbf{k}_1 \uparrow \downarrow \mathbf{k}_2 || \mathbf{k}_3$ [205, 213, 268–271]. В таком случае направление волнового вектора излучаемого эхо сигнала совпадает с направлением распространения входного импульса ($\mathbf{k}_e = \mathbf{k}_1$), что ведёт к перепоглощению эхо-сигнала в процессе распространения внутри среды, ограничивая максимальную эффективность протокола величиной 54 %. Отметим, что эта геометрия была также использована при реализации протокола ROSE в волноводных структурах, изготовленных методом фемтосекундной лазерной печати, в кристаллах $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ [270] и $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ [205].

В работах [214, 272] была экспериментально продемонстрирована ортогональная геометрия распространения сигнального и контролирующего полей: $\mathbf{k}_1 \perp \mathbf{k}_2 || \mathbf{k}_3$, в которой сигнал подавленного эха также излучается параллельно сигнальному импульсу. Такая геометрия позволяет сильнее подавить оптические шумы, вызываемые действием сильных лазерных импульсов, и она удобна для реализации КП в оптическом резонаторе, позволяющем значительно усилить взаимодействие сигнального поля с веществом и увеличить эффективность КП вплоть до $\eta = 100\%$. В работах [273, 274] данный протокол был реализован в оптическом резонаторе в режиме согласования связи с эффективностью восстановления входного сигнала $\eta > 21\%$ для времени хранения 36 мкс. Уменьшение эффективности было обусловлено влиянием фазовой релаксации атомов и сложностями точного согласования импедансов. При этом в работе [274] было продемонстрировано адресное считывание сигнальных импульсов из ячейки КП. Сигнальный импульс содержал в себе в среднем 5,6 фотонов для единичного отношения сигнал–шум ($\text{SNR} = 1$).

Стоит отметить, что, при всех преимуществах экспериментальной реализации ROSE протокола, создание у рефазирующих импульсов площади, близкой к π , остаётся непростой задачей. Неидеальность рефазирующих импульсов приводит к появлению дополнительных квантовых шумов в сигнале эха, которое в основном вызвано спонтанным излучением атомов. Значительное ослабление квантового шума в ROSE протоколе недавно было продемонстрировано при его реализации в четырёхуровневой схеме [276] (рис. 8). В данном случае для восстановления атомной когерентности на рабочем атомном переходе $g_2 - e_2$ использовался дополнительный смежный оптический переход. Спонтанное излучение атомов на указанном переходе блокировалось филь-

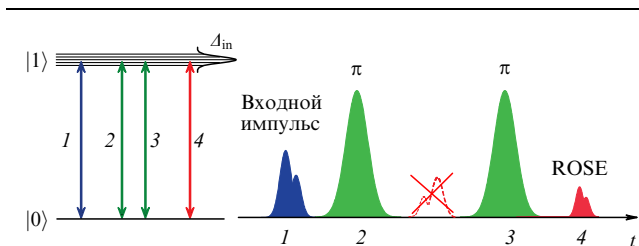


Рис. 7. Протокол КП в схеме восстановления сигнала подавленного эха (ROSE).

Таблица 2. Характеристики КП на основе ROSE протокола на кристаллах, активированных РЗИ ($c \rightarrow k_c = k_1$, v — реализация в волноводе, p — реализация в резонаторе, n — среднее число фотонов во входном импульсе, SNR — отношение сигнал к шуму)

Кристалл	λ , нм	η КП	Время хранения	Однофотонный уровень	Геометрия	Литература
$Tm^{3+}:Y_3Al_5O_{12}$	793	10 %	26 мкс	—	с	[213]
$Tm^{3+}:Y_3Al_5O_{12}$	793	12 %	40 мкс	$n = 14$ (SNR = 1)	с	[269]
$Tm^{3+}:Y_3Al_5O_{12}$	793	21 %	36 мкс	$n = 5,6$ (SNR = 1)	р	[273, 274]
$Tm^{3+}:Y_3Al_5O_{12}$	793	0,5 %	30 мкс	—	с + в	[205]
$Pr^{3+}:Y_2SiO_5$	606	20 %	15 мкс	—	с	[275]
$Eu^{3+}:Y_2SiO_5$	580	23 %	8 мкс	—	с + в	[270]
$Er^{3+}:Y_2SiO_5$	1536	12 %	82 мкс	—	с	[213]
$Er^{3+}:Y_2SiO_5$	1536	40 %	16 мкс	—	с	[271]
$Er^{3+}:Y_2SiO_5$	1536	44 %	40 мкс	$n = 340$ (SNR = 4)	с	[253]
$Er^{3+}:Y_2SiO_5$	1538	17 %	60 мкс	$n = 38$ (SNR = 1,3)	с	[272]

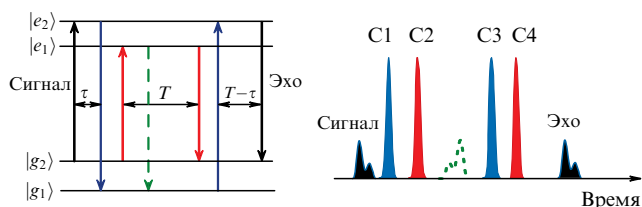


Рис. 8. Временная диаграмма световых импульсов с появлением сигнала эха и нежелательного сигнала, обозначенного зелёным цветом.

рующим кристаллом [276], благодаря чему удалось повысить отношение сигнала к шуму до 42,5 при времени хранения 22,5 мкс сигнального импульса, содержащего в среднем $\bar{n} = 1,17$ фотонов, с эффективностью протокола $\eta = 6,4$ %. Следует отметить, что в реализованной схеме КП для подавления квантовых шумов приходилось опустошить ещё один уровень g_1 , что усложняет экспериментальную реализацию этого протокола, однако достигнутые результаты определённо демонстрируют практическую значимость ROSE протокола.

6. Применение оптической квантовой памяти на фотонном эхе в протоколе квантового повторителя

В работе [29] теоретически было показано, что применение многомодовой оптической КП способно увеличить скорость генерации квантовой перепутанности на несколько порядков между узлами повторителя и снизить требования на время хранения перепутанности. Вместо генерации перепутанности между атомом и светом, как в DLCZ протоколе [153, 277], было предложено использовать внешний источник фотонных пар (бифотонов) в запутанном квантовом состоянии. Требования к КП в данном варианте повторителя заключаются в возможности записывать, хранить и восстанавливать сразу несколько независимых мод, к примеру, временных, пространственных или частотных для обеспечения соответствующего мультиплексирования. Ещё одним преимуществом такого типа повторителя является использование двухфотонной интерференции в узлах измерения состояний Белла, в отличие от однофотонной интерференции, применяемой в DLCZ протоколе. Однофо-

тонная интерференция накладывает дополнительные требования по строгой фазовой стабильности управляющих лазеров и длины волокна (интерферометра), что чрезвычайно сложно в практических приложениях для передачи квантовой информации на большие расстояния.

Внешний источник бифотонов зачастую представляет собой нелинейный кристалл, в котором реализуется эффект спонтанного параметрического рассеяния (СПР). Данный эффект представляет собой нелинейный процесс взаимодействия излучения с анизотропным кристаллом, в котором спонтанно рождается пара фотонов из одного фотона интенсивного излучения накачки. При этом квантовая запутанность может быть закодирована в различные степени свободы бифотонов, такие как поляризация, частота, пространственные или временные моды, орбитальный угловой момент, а также во временные бины (волновые пакеты однофотонных состояний) [278]. Недостаток заключается в том, что бифотоны имеют очень большую спектральную ширину (> 100 ГГц), значительно превышающую ширину полосы пропускания большинства атомных переходов, включая КП на основе кристаллов с РЗИ (1 МГц – 10 ГГц) [23]. Одним из способов согласования спектральной ширины бифотонов с рабочей полосой оптической квантовой памяти является применение узкополосной спектральной фильтрации в виде внешнего оптического элемента. Однако в таком случае значительно снижается скорость счёта совпадений фотонов генерируемых фотонных пар.

Другой подход к генерации узкополосных фотонных пар заключается в помещении нелинейного кристалла внутрь оптического резонатора, резонансные частоты которого совпадают с частотой генерируемых бифотонов [279]. В такой конфигурации спектральная ширина бифотонов уменьшается, а спектральная яркость источника увеличивается. Такая конфигурация была реализована в оптических резонаторах Фабри–Перо в разном исполнении. Однако для достижения достаточно узкой спектральной ширины линии (< 10 МГц) генерируемых фотонных пар резонаторы Фабри–Перо довольно сложны в юстировке. В этом случае удобнее использовать объёмные резонаторы кольцевого типа, с помощью которых были реализованы источники бифотонов со спектральной шириной линии до 1 МГц [279].

Стоит отметить, что для применения источника фотонных пар в протоколе квантового повторителя желательно, чтобы как минимум один из фотонов пары имел длину волны в телекоммуникационном С-диапазоне с целью минимизации потерь в оптическом волокне, в то время как второй фотон может иметь другую длину волны для хранения в КП. В работах [280, 281] применялся частотно-невыврожденный источник бифотонов, где длина волны холостого фотона $\lambda = 1436$ нм, а сигнальный фотон сохранялся в ячейке КП с рабочей длиной волны $\lambda = 606$ нм.

В качестве ячейки КП могут применяться разные среды. Вместе с тем одной из самых интересных платформ являются кристаллы, активированные РЗИ, так как их квантовые переходы обладают рядом преимуществ при экспериментальной реализации КП. РЗИ в таких кристаллах обладают исключительно узким однородным уширением линии и, соответственно, большим временем когерентности при криогенных температурах для переходов между уровнями внутри 4f конфигурации благодаря экранированию внешними 5s- и 5p-оболочками. В комбинации с большим неоднородным уширением линии оптического перехода это позволяет реализовать в таких кристаллах широкополосную оптическую КП (> 1 ГГц). Многие РЗИ имеют изотопы с ненулевым ядерным спином, который может обладать большим временем жизни квантовой когерентности. Таким образом, могут быть разработаны схемы КП в протоколе спиновой волны, использующие ядерные спиновые подуровни, время жизни которых может достигать дней, а времена когерентности — нескольких часов [48, 282].

В настоящее время основной схемой оптической КП, применяемой для квантовой телепортации квантового состояния фотона и кубита в таких кристаллах, является AFC-протокол [241]. Этот протокол подробно обсуждался нами в разделе 5.3. Достигнутые значения базовых параметров AFC протокола пока не реализованы совместно в одном устройстве КП, решение данной задачи имеет важное значение для создания практически значимой оптической КП. Тем не менее низкий уровень квантовых шумов AFC протокола и возможность его реализации на чипе в кристалле стимулирует постановку различных экспериментов по дальнейшему его совершенствованию. Далее обсуждаются работы, в которых экспериментально реализована квантовая телепортация квантового состояния фотона с применением AFC протокола.

В работе [283] была экспериментально продемонстрирована квантовая запутанность между двумя твердотельными ячейками КП. Использовались запутанные пары фотонов во временных модах, с длинами волн фотонов в каждой паре 794 нм и 1535 нм. После разделения направления распространения фотонов по длине волны они сохранялись в кристалле $\text{Tm}^{3+}:\text{LiNbO}_3$ (длина волны перехода $\lambda = 794$ нм) и в оптическом волокне, активированном ионами эрбия Er^{3+} ($\lambda = 1535$ нм). Была получена квантовая запутанность между двумя разными ячейками КП с точностью $\sim 93\%$. Из-за низкой эффективности таких ячеек КП, которая составляла 0,1 % в волокне, активированном эрбием, и 0,4 % для кристалла $\text{Tm}^{3+}:\text{LiNbO}_3$, вероятность перепутывания двух ячеек КП составила около 4×10^{-6} , что крайне мало для практического применения и стимулирует дальнейшее совершенствование данной КП.

В работе [284] было экспериментально реализовано распределение квантовой запутанности между двумя ячейками КП с оповещением результатов. Экспериментальная схема состояла из двух отдельных источников поляризационно-запутанных пар фотонов, интерферировавших на светоделителе с последующим проектированием на состояния Белла, что приводило к созданию поляризационной запутанности двух состояний, которые хранились в отдельных ячейках КП, расположенных на расстоянии 3,5 м. В качестве ячейки КП был выбран кристалл $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ (длина волны оптического перехода ионов неодима $\lambda = 880$ нм), в котором была реализована AFC структура с временем хранения 56 нс, полосой пропускания 1 ГГц, эффективностью восстановления сигнального фотона около $\eta_{\text{КП}} \approx 13\%$ и точностью восстановления квантового состояния $F_{\text{КП}} \approx 96\%$. Детектирование состояний Белла происходило с частотой 100 Гц и предвещало запутывание двух ячеек КП между собой. Итоговая частота распределения запутанности с учётом всех потерь составила 1,1 в час с точностью восстановления квантового состояния $F = 80,4\%$. Данный эксперимент наиболее близок к модулю квантового повторителя, который может быть масштабирован.

В работе [281] была экспериментально реализована квантовая телепортация на расстояние 1 км между фотонным кубитом на телекоммуникационной длине волны ($\lambda = 1,5$ мкм) и фотонным кубитом с длиной волны 606 нм, который хранился в кристалле $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$. В случае успешной интерференции двух фотонов на телекоммуникационной длине волны с последующим измерением состояния Белла вероятность телепортации кубита до (после) ячейки КП для короткого расстояния (5 м) составила $7,1 \times 10^{-2}$ ($1,2 \times 10^{-2}$), в то время как для расстояния 1 км она уменьшилась незначительно и составила $6,5 \times 10^{-2}$ ($7,5 \times 10^{-3}$). Частота успешного измерения состояния Белла составила 1 Гц при $\eta_{\text{КП}} \approx 18\%$. В данном эксперименте дополнительно была применена система обратной связи, реализующая условный фазовый сдвиг кубита, извлечённого из КП, как того требует протокол квантовой телепортации. Также было продемонстрировано мультиплексирование во времени.

Отметим, что частота повторения телепортации ограничена временем двусторонней связи между двумя узлами. Например, расстояние между узлами в 1 км соответствует времени синхронизации ~ 10 мкс, равному времени хранения КП. Благодаря временной многомодовости КП в этой работе было преодолено указанное ограничение, что позволило увеличить частоту телепортации в три раза. В отличие от работы [284], в этом эксперименте использовался только один источник запутанных фотонных пар и была продемонстрирована только телепортация между квантовым состоянием фотона на телекоммуникационной длине волны и фотоном с длиной волны 606 нм, который хранился в ячейке КП. Применение такой схемы в качестве модуля квантового повторителя потребует добавления второго источника перепутанных фотонных пар.

7. Перспективы

Выше были описаны наиболее важные характеристики КП (точность и бесшумность, эффективность, время жизни, спектральная ширина, многомодовость, рабочая

Таблица 3. Сравнительная таблица последних экспериментальных достижений в реализации КП на кристаллах, активированных РЗИ (о — КП на оптическом переходе, с — КП на долгоживущих спиновых состояниях)

Кристалл	λ , нм	η КП (о/с)	Время хранения	Время жизни КП	Однофотонный уровень	Протокол	Спектральная ширина	Извлечение по требованию	Литература
$\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$	606	62 % (о)	2 мкс	89 мкс	+	AFC + резонатор	< 2 МГц	—	[245]
$\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$	580	0,005 % (с)	60 мин	52,9 мин	—	AFC + DD	1 МГц	+	[219]
		4,5 % (о)	10 мкс	—					
$\text{Er}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$	1538	22 % (о)	0,7 мкс	—	+	AFC	5 МГц	—	[253]
$\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$	880	12,5 % (о)	0,05 мкс	—	+	AFC	1 ГГц	—	[284]
$\text{Tm}^{3+}:\text{LiNbO}_3/\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$	794/1535	2 % (о)/ 0,5 % (о)	32 нс/6 нс	—	+	AFC	10 ГГц/8 ГГц	—	[283]
$\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$	606	5,6 %	1,28 с	7,5 с	$n = 10$ (SNR = 1)	EIT + DD	100 кГц	+	[152]
		42 %	2 мкс		$n = 1$ (SNR = 3)	EIT			

длина волны, интегрируемость). В таблице 3 представлены работы по экспериментальной реализации КП на примере кристаллов, активированных РЗИ, в которых были получены наиболее значимые результаты за последние несколько лет.

На наш взгляд, для успешного применения КП в квантовом повторителе и получения значительного выигрыша в скорости распределения перепутанности за счёт использования КП необходимо обеспечить высокие значения одновременно всех базовых характеристик КП. Перечисленные ранее работы посвящены реализации лабораторной КП, в которой достигнуты высокие показатели КП только для 1–2 параметров. Ниже несколько ярких примеров для КП на основе РЗИ в кристаллах. Для КП на основе AFC протокола в $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ [245] получена высокая эффективность (62 %), но при времени хранения 2 мкс (для применения в квантовом повторителе требуются десятки секунд – минуты), с небольшой спектральной шириной (не более 2 МГц) и длиной волны 606 нм, требующей преобразования в телекоммуникационный диапазон с соответствующими 50 % потерями. Недавно был продемонстрирован AFC протокол КП в $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ (580 нм) со временем хранения 60 мин [219], но с эффективностью всего 0,005 %, где использовался протокол динамической развязки, для которого пока не доказано отсутствие влияния на точность (верность) КП. Важным примером является AFC протокол КП на основе Er^{3+} в Y_2SiO_5 , поскольку только указанный ион позволяет создать КП телекоммуникационного диапазона длин волн ($\sim 1,5$ мкм). Наилучшие показатели представлены в табл. 3 [253]. Невысокие полученные характеристики связаны с тем, что ион эрбия является крамерсовым и имеет электронный спин, это значительно усложняет процесс подготовки AFC структуры и требует работы в высоких магнитных полях ($\sim 3–7$ Тл). Подходы на основе протоколов EIT или ROSE могут демонстрировать относительно высокую эффективность (~ 40 %), но высокие значения шума в ROSE протоколе пока не позволяют говорить об использовании такой КП в квантовом повторителе (см., например, [152, 271, 274, 285]). Интересным представляется подход, состоящий в модификации ROSE протокола за счёт использования допол-

нительного уровня и дополнительной импульсной последовательности, который позволил снизить квантовые шумы приблизительно в 30 раз по сравнению со стандартным ROSE протоколом [219]. При этом такая модификация протокола привела к снижению эффективности примерно до 10 % при времени хранения 21,7 мкс.

Практически важным направлением разработки оптических протоколов КП является их реализация в резонаторных и волноводных схемах. Помещение атомного ансамбля в оптический резонатор позволяет значительно уменьшить требования к оптической плотности перехода при выполнении условия согласования импедансов (оптической плотности атомного перехода и постоянной связи моды резонатора с волноводом) [242, 286]. На этом пути достигнуты высокие эффективности в реализации AFC и ROSE протоколов [243–246, 273, 274]. Данный подход также представляется особенно перспективным для реализации КП на фотонном эхе с нерезонансным рамановским взаимодействием в кристаллах РЗИ, обладающих малой шириной оптического перехода [287], поскольку в таком случае можно будет сразу переводить фотонные кубиты на долгоживущие спиновые состояния. На указанном пути пока наилучшие результаты получены для КП с использованием конфокальных резонаторов Фабри – Перо. Применение миниатюрных кольцевых и нанопотонных резонаторов является актуальным направлением разработок [54, 261, 288, 289], где пока достигнутая эффективность КП не превышает 10 %, что требует проведения дальнейших исследований. Использование высокодобротных резонаторов может значительно облегчить реализацию оптической КП и обеспечить наиболее широкий спектральный диапазон их работы за счёт реализации нулевой спектральной дисперсии в данном диапазоне [290]. Большие надежды связываются с реализацией оптической КП в волноводах, создаваемых в кристаллах, содержащих РЗИ [54, 56, 205, 259, 291–293]. КП в такой схеме удобна для интеграции во внешние оптические волноводы. В этом новом направлении исследований необходимо решать задачи существенного увеличения эффективности КП, включая разработку неразрушающих способов контроля квантовой когерентности атомов, и технологи-

ческие проблемы изготовления качественных волноводов с необходимыми параметрами (см. обзоры [55, 294]).

Другой важной проблемой КП для применения в квантовом повторителе является то, что большинство исследователей в своих работах приводят так называемую внутреннюю эффективность, т.е. отношение числа фотонов, восстановленных из ячейки КП, например, непосредственно на выходе из кристалла или газовой ячейки, к числу фотонов непосредственно перед кристаллом или газовой ячейкой в среднем за импульс. Для построения узлов квантового повторителя важна эффективность всей оптической схемы КП, или "общая" эффективность КП (в англоязычной литературе последнее время используется термин End-to-End Efficiency). Последняя, как правило, в несколько раз или даже на несколько порядков меньше "внутренней" эффективности. Это связано со слабой интегрируемостью КП в оптоволоконные или оптические интегральные схемы, неидеальностью оптической схемы и её элементов.

Схожая проблема существует и для источников перепутанных фотонных пар (ПФП), необходимых для квантового повторителя. Поскольку КП в большинстве случаев имеет малую спектральную ширину (единицы – десятки МГц), то для получения ПФП с соответствующим спектром применяют сложную технику внутрирезонаторной генерации ПФП на основе СПР. Существующие работы [279, 295, 296] и наш опыт в данном направлении [297] показывают, что "End-to-End" спектральная яркость таких источников пока ещё остаётся низкой для их применения во многоузловых квантовых повторителях. Например, в работе [284] частота распределения запутанности с учётом всех потерь составила 1,1 в час. Такое малое значение в первую очередь обусловлено малой вероятностью генерации запутанных пар фотонов в эффекте СПР. Использование детерминированного источника запутанности, например на основе каскадного излучения квантовых точек [298 – 300], вместе с мультиплексированием должно значительно улучшить эти значения. Однако в данном случае требуется разработка оптического квантового конвертора частоты [301], который позволит управлять длиной волны излучаемых фотонов для их дальнейшего сохранения на квантовых переходах атома в ансамбле.

КП на сегодняшний день остаётся лабораторным и дорогим устройством, требующим сложных лазерных систем, криогенной и вакуумной техники, множества оптоэлектронных и оптико-механических устройств. В ближайшие несколько десятилетий КП должна пройти путь, подобно классической цифровой памяти: от памяти на магнитных сердечниках, памяти на электронных лампах и до современной полупроводниковой памяти в чипе. Для получения КП как практически значимого устройства многими научными группами ведутся широкомасштабные исследования. Перечислим наиболее важные, на наш взгляд, направления в необходимой научно-исследовательской и научно-технической работе.

1. *Протоколы.* Теоретическая и экспериментальная разработка новых и совершенствование имеющихся протоколов КП. Например, протокол AFC на спиновой волне требует методов повышения эффективности переноса когерентности с оптических переходов на электронно-ядерные и наоборот. Для ROSE протокола необходим поиск методов подавления квантового шума. Практически все протоколы требуют исследований с

целью значительного улучшения эффективности и увеличения спектральной полосы работы КП.

2. *Материаловедение.* Поиск и исследование новых материалов для КП с более высокими значениями времени когерентности используемых переходов. Для кристаллов, активированных РЗИ, перспективным направлением является применение кристаллов с изотопическим составом ионов кристалла-матрицы без ядерного спина. Для реализации перспективного нерезонансного рамановского протокола КП важным направлением является создание материалов с ультрамалым неоднородным уширением на оптическом переходе (менее 10 МГц) и большими временами когерентности на оптически-адресуемых электронно-ядерных состояниях. Для тёплых газов, как отмечалось ранее, прорывным направлением может оказаться использование "благородных" газов. Такая КП основана на каскадном переводе квантовой когерентности с атомов квантового интерфейса (фотоны – атомы) на ядерные спиновые состояния атомов благородного газа, расположенного в той же ячейке, что и атомы интерфейса. Реализация этого переноса требует большого времени, поэтому данная КП представляет интерес для заведомо долгого хранения фотонных кубитов [138].

3. *Интеграция.* Важным направлением является миниатюризация КП и её эффективная интеграция в оптоволоконные и оптические интегральные схемы [55]. Это приведёт к повышению "End-to-End" эффективности КП.

4. *Яркие источники ПФП.* Требуются работы по дальнейшему совершенствованию узкополосных источников ПФП, их интеграции с оптоволоконными схемами и КП.

5. *Совершенствование оптических и электронных элементов.* Научная и инженерная работа по улучшению параметров работы базовых оптических элементов (акустооптические и электрооптические модуляторы, резонаторы, оптические фильтры, пассивные оптические элементы и т.д.).

6. *Электроника.* Требуется разработка масштабируемого электронного комплекса управления и синхронизации всех узлов квантового повторителя.

Благодарности. Данная работа была выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Регистр. № НИОКТР 121020400113-1).

Список литературы

1. Nielsen M A, Chuang I L *Quantum Computation and Quantum Information* 10th anniv. ed. (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2010) <https://doi.org/10.1017/CBO9780511976667>
2. Chanelière T, Hétet G, Sangouard N, in *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* Vol. 67 (Eds E Arimondo, L F DiMauro, S F Yelin) (London: Academic Press, 2018) p. 77, <https://doi.org/10.1016/bs.aamop.2018.02.002>
3. Heshami K et al. *J. Mod. Opt.* **63** 2005 (2016)
4. Bussièrès F et al. *J. Mod. Opt.* **60** 1519 (2013)
5. Zhou Z-Q et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 190505 (2012)
6. Sinclair N et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 053603 (2014)
7. Pu Y-F et al. *Nat. Commun.* **8** 15359 (2017)
8. Bonarota M, Le Gouët J-L, Chanelière T *New J. Phys.* **13** 013013 (2011)
9. Nicolas A et al. *Nature Photon.* **8** 234 (2014)
10. Vashukevich E A, Golubeva T Yu, Golubev Yu M *Phys. Rev. A* **101** 033830 (2020)
11. Gündoğan M et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 230501 (2015)
12. Simon C et al. *Eur. Phys. J. D* **58** 1 (2010)

13. Kroutvar M et al. *Nature* **432** 81 (2004)
14. Buckley S, Rivoire K, Vučković J *Rep. Prog. Phys.* **75** 126503 (2012)
15. Specht H P et al. *Nature* **473** 190 (2011)
16. Maître X et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 769 (1997)
17. Tanabe T et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 043907 (2009)
18. Heshami K et al. *Phys. Rev. A* **89** 040301 (2014)
19. Poem E et al. *Phys. Rev. B* **91** 205108 (2015)
20. Maurer P C et al. *Science* **336** 1283 (2012)
21. Kunkel N, Goldner P Z. *anorg. allg. Chem.* **644** 66 (2018)
22. Goldner P, Ferrier A, Guillot-Noël O, in *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths* Vol. 46 (Eds J-C G Bunzli, V K Pecharsky) (Amsterdam: Elsevier, 2015) p. 1, <https://doi.org/10.1016/B978-0-444-63260-9.00267-4>
23. Thiel C W, Böttger T, Cone R L *J. Lumin.* **131** 353 (2011)
24. Macfarlane R M *J. Lumin.* **100** 1 (2002)
25. Alexander J et al. *Phys. Rev. B* **106** 245416 (2022)
26. Tittel W et al. *Laser Photon. Rev.* **4** 244 (2010)
27. Pu Y-F et al. *Nature Photon.* **15** 374 (2021)
28. Gisin N et al. *Rev. Mod. Phys.* **74** 145 (2002)
29. Simon C et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 190503 (2007)
30. Sangouard N et al. *Rev. Mod. Phys.* **83** 33 (2011)
31. Yan P-S et al. *Europhys. Lett.* **136** 14001 (2021)
32. Wei S-H et al. *Laser Photon. Rev.* **16** 2100219 (2022)
33. Hu X-M et al. *Nat. Rev. Phys.* **5** 339 (2023)
34. Kok P et al. *Rev. Mod. Phys.* **79** 135 (2007)
35. Clauser J F et al. *Phys. Rev. Lett.* **23** 880 (1969)
36. Brunner N et al. *Rev. Mod. Phys.* **86** 419 (2014)
37. Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L *Nature Photon.* **5** 222 (2011)
38. Stevenson R N et al. *New J. Phys.* **16** 033042 (2014)
39. Manukhova A D et al. *Phys. Rev. A* **96** 023851 (2017)
40. Imamoglu A *Phys. Rev. Lett.* **89** 163602 (2002)
41. Hedges M P et al. *Nature* **465** 1052 (2010)
42. Schraft D et al. *Phys. Rev. Lett.* **116** 073602 (2016)
43. Jozsa R J. *Mod. Opt.* **41** 2315 (1994)
44. Shor P W *Phys. Rev. A* **52** R2493 (1995)
45. Massar S, Popescu S *Phys. Rev. Lett.* **74** 1259 (1995)
46. Braunstein S L, van Loock P *Rev. Mod. Phys.* **77** 513 (2005)
47. Hammerer K et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 150503 (2005)
48. Zhong M et al. *Nature* **517** 177 (2015)
49. Heinze G, Hubrich C, Halfmann T *Phys. Rev. Lett.* **111** 033601 (2013)
50. Gerasimov K et al. *EPJ Web Conf.* **161** 01012 (2017)
51. Kumar P *Opt. Lett.* **15** 1476 (1990)
52. Petrovkin K V et al. *Laser Phys. Lett.* **16** 075401 (2019)
53. Smirnov M A et al. *Laser Phys. Lett.* **16** 115402 (2019)
54. Zhong T et al. *Science* **357** 1392 (2017)
55. Zhou Z-Q et al. *Laser Photon. Rev.* **17** 2300257 (2023)
56. Saglamyurek E et al. *Nature Photon.* **9** 83 (2015)
57. Corrielli G et al. *Phys. Rev. Applied* **5** 054013 (2016)
58. Ruskuc A et al. *Nature* **602** 408 (2022)
59. Allen L, Eberly J H *Optical Resonance and Two-Level Atoms* (New York: Wiley, 1975)
60. Macomber J D *The Dynamics of Spectroscopic Transitions: Illustrated by Magnetic Resonance and Laser Effects* (New York: Wiley, 1976); Пер. на русск. яз.: Макомбер Дж *Динамика спектроскопических переходов* (М.: Мир, 1979)
61. Scully M O, Zubairy M S *Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1997) <https://doi.org/10.1017/CBO9780511813993>
62. Dicke R H *Phys. Rev.* **93** 99 (1954)
63. Gross M et al. *Phys. Rev. Lett.* **36** 1035 (1976)
64. MacGillivray J C, Feld M S *Phys. Rev. A* **14** 1169 (1976)
65. Gross M, Haroche S *Phys. Rep.* **93** 301 (1982)
66. Андреев А В, Емельянов В И, Ильинский Ю А *УФН* **131** 653 (1980); Andreev A V, Emel'yanov V I, Il'inskii Yu A *Sov. Phys. Usp.* **23** 493 (1980)
67. Рупасов В И, Юдсон В И *ЖЭТФ* **87** 1617 (1984); Rupasov V I, Yudson V I *Sov. Phys. JETP* **60** 927 (1984)
68. West J R, Fong B H, Lidar D A *Phys. Rev. Lett.* **104** 130501 (2010)
69. Steger M et al. *Science* **336** 1280 (2012)
70. Lukin M D *Rev. Mod. Phys.* **75** 457 (2003)
71. Chen Y-H et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 083601 (2013)
72. Fleischhauer M, Lukin M D *Phys. Rev. Lett.* **84** 5094 (2000)
73. Reim K F et al. *Nature Photon.* **4** 218 (2010)
74. Gorshkov A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 123601 (2007)
75. Saglamyurek E et al. *Nature Photon.* **12** 774 (2018)
76. Rastogi A et al. *Phys. Rev. A* **100** 012314 (2019)
77. Saglamyurek E et al. *New J. Phys.* **23** 043028 (2021)
78. Moiseev S A, Kröll S *Phys. Rev. Lett.* **87** 173601 (2001)
79. Arecchi F, Bonifacio R *IEEE J. Quantum Electron.* **1** 169 (1965)
80. McNeil B *Nature Photon.* **9** 207 (2015)
81. Haken H *Laser Theory* (Berlin: Springer-Verlag, 1984) <https://doi.org/10.1007/978-3-642-45556-8>
82. Kogelnik H "Theory of optical waveguides", in *Guided-Wave Optoelectronics* (Springer Series in Electronics and Photonics, Vol. 26, T Tamir) (Berlin: Springer, 1988) p. 7, https://doi.org/10.1007/978-3-642-97074-0_2
83. Seri A et al. *Optica* **5** 934 (2018)
84. Arecchi F T, in *Quantum Optics. Proc. of the Intern. School of Physics "Enrico Fermi", Course XLII, July 31 – August 19, 1969* (Ed. R J Glauber) (New York: Academic Press, 1969) p. 57; Пер. на русск. яз.: в сб. Ареки Ф и др. *Квантовые флуктуации излучения лазера* (М.: Мир, 1974)
85. McCall S L, Hahn E L *Phys. Rev.* **183** 457 (1969)
86. Lamb G L (Jr.) *Phys. Rev. Lett.* **31** 196 (1973)
87. Ablowitz M J, Kaup D J, Newell A C *J. Math. Phys.* **15** 1852 (1974)
88. Kaup D J *Phys. Rev. A* **16** 704 (1977)
89. Hahn E L, Shiren N S, McCall S L *Phys. Lett. A* **37** 265 (1971)
90. Захаров С М, Манькин Е М *ЖЭТФ* **82** 397 (1982); Zakharov S M, Manykin E M *Sov. Phys. JETP* **55** 227 (1982)
91. Azadeh M et al. *Phys. Rev. A* **57** 4662 (1998)
92. Wang T, Greiner C, Mossberg T W *Opt. Commun.* **153** 309 (1998)
93. Wang T et al. *Phys. Rev. A* **60** R757 (1999)
94. Tsang L, Cornish C S, Babbitt W R *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 379 (2003)
95. Moiseev S A, Sabooni M, Urmancheev R V *Phys. Rev. Research* **2** 012026 (2020)
96. Urmancheev R et al. *Opt. Express* **27** 28983 (2019)
97. Моисеев С А *Оптика и спектроскопия* **62** 302 (1987); Moiseev S A *Opt. Spectrosc.* **62** 180 (1987)
98. Tavis M, Cummings F W *Phys. Rev.* **170** 379 (1968)
99. Рупасов В И *ЖЭТФ* **83** 1711 (1982); Rupasov V I *Sov. Phys. JETP* **56** 989 (1982)
100. Рупасов В И, Юдсон В И *ЖЭТФ* **86** 819 (1984); Rupasov V I, Yudson V I *Sov. Phys. JETP* **59** 478 (1984)
101. Maimistov A I et al. *Phys. Rep.* **191** 1 (1990)
102. Abeya A, Biondini G, Hoefer M A *J. Phys. A* **56** 025701 (2023)
103. Biondini G et al. *J. Math. Phys.* **60** 073510 (2019)
104. Габитов И Р, Захаров В Е, Михайлов А В *Теоретическая и математическая физика* **63** (1) 11 (1985); Gabitov I R, Zakharov V E, Mikhailov A V *Theor. Math. Phys.* **63** 328 (1985)
105. Sheremet A S et al. *Rev. Mod. Phys.* **95** 015002 (2023)
106. Guerin W, Rouabah M T, Kaiser R J. *Mod. Opt.* **64** 895 (2017)
107. Kupriyanov D V, Sokolov I M, Havey M D *Phys. Rep.* **671** 1 (2017)
108. Маликов Р Ф *Математическое моделирование кооперативных когерентных эффектов в спектроскопии* (Уфа: Гилем, 2006)
109. Андреев А В, Емельянов В И, Ильинский Ю А *Кооперативные явления в оптике. Сверхизлучение. Бистабильность. Фазовые переходы* (М.: Наука, 1988); Пер. на англ. яз.: Andreev A V, Emelyanov V I, Ilinskii Yu A *Cooperative Effects in Optics: Super-radiance and Phase Transitions* (Bristol: Institute of Physics Publ., 1993)
110. Vinh N T, Tsarev D V, Alodjants A P *J. Russ. Laser Res.* **42** 523 (2021)
111. Tsarev D V et al. *Opt. Express* **26** 19583 (2018)
112. Izumi S et al. *Sci. Rep.* **8** 2999 (2018)
113. Neergaard-Nielsen J S et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 053602 (2010)
114. Ourjoumtsev A et al. *Science* **312** 83 (2006)
115. Golubeva T Yu et al. *Laser Phys. Lett.* **16** 125201 (2019)
116. Hsu M T L et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 183601 (2006)
117. Liu N et al. *Nature Mater.* **8** 758 (2009)
118. Matsko A B et al. *Phys. Rev. A* **64** 043809 (2001)
119. Shinbrough K, Hunt B D, Lorenz V O *Phys. Rev. A* **103** 062418 (2021)
120. Nunn J et al. *Phys. Rev. A* **75** 011401 (2007)
121. Kaczmarek K T et al. *Phys. Rev. A* **97** 042316 (2018)
122. Gorshkov A V et al. *Phys. Rev. A* **76** 033806 (2007)

123. Arimondo E "V Coherent population trapping in laser", in *Progress in Optics* Vol. 35 (Ed. E Wolf) (Amsterdam: Elsevier, 1996) pp. 257–354, [https://doi.org/10.1016/S0079-6638\(08\)70531-6](https://doi.org/10.1016/S0079-6638(08)70531-6)
124. Harris S E *Phys. Today* **50** (7) 36 (1997)
125. Autler S H, Townes C H *Phys. Rev.* **100** 703 (1955)
126. Xiao F et al. *Phys. Lett. A* **327** 15 (2004)
127. Anisimov P M, Dowling J P, Sanders B C *Phys. Rev. Lett.* **107** 163604 (2011)
128. Lazoudis A et al. *Phys. Rev. A* **82** 023812 (2010)
129. Barberis-Blostein P, Bienert M *Phys. Rev. A* **79** 063824 (2009)
130. Mikhailov E E et al. *J. Mod. Opt.* **56** 1985 (2009)
131. Phillips D F et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 783 (2001)
132. Gorshkov A V et al. *Phys. Rev. A* **76** 033805 (2007)
133. Appel J et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 093602 (2008)
134. Novikova I, Walsworth R L, Xiao Y *Laser Photon. Rev.* **6** 333 (2012)
135. Hsiao Y-F et al. *Phys. Rev. Lett.* **120** 183602 (2018)
136. Ma L et al. *Nat. Commun.* **13** 2368 (2022)
137. Katz O, Firstenberg O *Nat. Commun.* **9** 2074 (2018)
138. Katz O et al. *Phys. Rev. A* **105** 042606 (2022)
139. Vernaz-Gris P et al. *Nat. Commun.* **9** 363 (2018)
140. Cao M et al. *Optica* **7** 1440 (2020)
141. Buser G et al. *PRX Quantum* **3** 020349 (2022)
142. Akhmedzhanov R et al. *Phys. Rev. B* **97** 245123 (2018)
143. Kukharchyk N et al. *Opt. Express* **28** 29166 (2020)
144. Baldit E et al. *Phys. Rev. B* **91** 144303 (2010)
145. Fan H Q et al. *Phys. Rev. A* **99** 053821 (2019)
146. Goldner Ph et al. *Phys. Rev. A* **79** 033809 (2009)
147. Turukhin A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 023602 (2001)
148. Ham B S, Shahriar M S, Hemmer P R *Opt. Lett.* **22** 1138 (1997)
149. Akhmedzhanov R et al. *J. Mod. Opt.* **53** 2449 (2006)
150. Longdell J J et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 063601 (2005)
151. Heinze G, Hubrich C, Halfmann T *Phys. Rev. A* **89** 053825 (2014)
152. Hain M, Stabel M, Halfmann T *New J. Phys.* **24** 023012 (2022)
153. Duan L-M et al. *Nature* **414** 413 (2001)
154. Liu J-L et al. *Nature* **629** 579 (2024)
155. Luo X-Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **129** 050503 (2022)
156. Yu Y et al. *Nature* **578** 240 (2020)
157. Bajcsy M, Zibrov A S, Lukin M D *Nature* **426** 638 (2003)
158. Moiseev S A, Ham B S *Phys. Rev. A* **73** 033812 (2006)
159. Moiseev S A, Ham B S *Оптика и спектроскопия* **103** 219 (2007); *Opt. Spectrosc.* **103** 210 (2007)
160. Everett J L et al. *Adv. Quantum Technol.* **2** 1800100 (2019)
161. Iakoupov I, Borregaard J, Sørensen A S *Phys. Rev. Lett.* **120** 010502 (2018)
162. Lauk N, O'Brien C, Fleischhauer M *Phys. Rev. A* **88** 013823 (2013)
163. Moiseev E S et al. *New J. Phys.* **22** 013014 (2020)
164. Giner L et al. *Phys. Rev. A* **87** 013823 (2013)
165. Tan C, Huang G *J. Opt. Soc. Am. B* **31** 704 (2014)
166. Rastogi A et al. *Phys. Rev. Lett.* **129** 120502 (2022)
167. Cong K et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **33** C80 (2016)
168. Flurin E et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 090503 (2015)
169. Sprague M R et al. *Nature Photon.* **8** 287 (2014)
170. Saunders D J et al. *Phys. Rev. Lett.* **116** 090501 (2016)
171. Nunn J et al. *Phys. Rev. A* **96** 012338 (2017)
172. Vernaz-Gris P et al. *Opt. Express* **26** 12424 (2018)
173. Moiseev E S, Moiseev S A *New J. Phys.* **15** 105005 (2013)
174. Golubeva T et al. *Eur. Phys. J. D* **66** 275 (2012)
175. Tikhonov K, Golubeva T, Golubev Yu *Eur. Phys. J. D* **69** 252 (2015)
176. Golubeva T et al. *Phys. Rev. A* **83** 053810 (2011)
177. Бережной А Д, Калачев А А *Квантовая электроника* **47** 790 (2017); *Berezhnoi A D, Kalachev A A Quantum Electron.* **47** 790 (2017)
178. Berezhnoi A D, Zakirov A I, Kalachev A A *Laser Phys. Lett.* **19** 125206 (2022)
179. Kalachev A et al. *Laser Phys.* **29** 104001 (2019)
180. Hahn E L *Phys. Rev.* **80** 580 (1950)
181. Копвиллем У Х, Нагибаров Х М *Физика металлов и металловедение* **15** 313 (1963)
182. Kurnit N A, Abella I D, Hartmann S R *Phys. Rev. Lett.* **13** 567 (1964)
183. Елютин С О, Захаров С М, Маныкин Е А *ЖЭТФ* **76** 835 (1979); *Elyutin S O, Zakharov S M, Manykin E A Sov. Phys. JETP* **49** 421 (1979)
184. Mossberg T W *Opt. Lett.* **7** 77 (1982)
185. Зуйков В А, Самарцев В В, Усманов Р Г *Письма в ЖЭТФ* **32** 293 (1980); *Zuikov V A, Samartsev V V, Usmanov R G JETP Lett.* **32** 270 (1980)
186. Штырков Е И и др. *ЖЭТФ* **81** 1977 (1981); *Shtyrkov E I et al. Sov. Phys. JETP* **54** 1041 (1981)
187. Маныкин Э А, Самарцев В В *Оптическая эхо-спектроскопия* (М.: Наука, 1984)
188. Mossberg T W, in *Conf. Proc., IEEE Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, October 17–20, 1989, Orlando, FL, USA*, p. 183
189. Lin H, Wang T, Mossberg T W *Opt. Lett.* **20** 1658 (1995)
190. Евсеев И В, Рубцова Н Н, Самарцев В В *Когерентные переходные процессы в оптике* (М.: Физматлит, 2009)
191. Sjaarda Cornish C, Babbitt W R, Tsang L *Opt. Lett.* **25** 1276 (2000)
192. Ruggiero J et al. *Phys. Rev. A* **79** 053851 (2009)
193. Lamb G L (Jr.) *Elements of Soliton Theory* (New York: Wiley, 1980)
194. Sangouard N et al. *Phys. Rev. A* **81** 062333 (2010)
195. Kraus B et al. *Phys. Rev. A* **73** 020302 (2006)
196. Alexander A L et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 043602 (2006)
197. Lauritzen B et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 080502 (2010)
198. Моисеев С А *Оптика и спектроскопия* **94** 847 (2003); *Moiseev S A Opt. Spectrosc.* **94** 788 (2003)
199. Moiseev S A, Noskov M I *Laser Phys. Lett.* **1** 303 (2004)
200. Moiseev S A, Ham B S *Phys. Rev. A* **70** 063809 (2004)
201. Моисеев С А *Изв. РАН. Сер. физическая* **68** 1260 (2004); *Moiseev S A Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **68** 1408 (2004)
202. Sangouard N et al. *Phys. Rev. A* **75** 032327 (2007)
203. Moiseev S A *J. Phys. B* **40** 3877 (2007)
204. Moiseev S A, Tittel W *New J. Phys.* **13** 063035 (2011)
205. Moiseev S A et al. *Phys. Rev. A* **107** 043708 (2023)
206. Moiseev S A, Tittel W *Phys. Rev. A* **82** 012309 (2010)
207. Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P *Rev. Mod. Phys.* **77** 633 (2005)
208. Hioe F T *Phys. Rev. A* **30** 2100 (1984)
209. Silver M S, Joseph R I, Houlst D I *Phys. Rev. A* **31** 2753 (1985)
210. Ermakov V L, Bohlen J M, Bodenhausen G J *Magn. Reson. A* **103** 226 (1993)
211. Sarkar S et al. *J. Magn. Reson.* **328** 107002 (2021)
212. Roos I, Mølmer K *Phys. Rev. A* **69** 022321 (2004)
213. Damon V et al. *New J. Phys.* **13** 093031 (2011)
214. Герасимов К И и др. *Оптика и спектроскопия* **123** 200 (2017); *Gerasimov K I et al. Opt. Spectrosc.* **123** 211 (2017)
215. Fraval E, Sellars M J, Longdell J J *Phys. Rev. Lett.* **95** 030506 (2005)
216. Viola L, Knill E, Lloyd S *Phys. Rev. Lett.* **82** 2417 (1999)
217. Souza A M, Álvarez G A, Suter D *Phys. Rev. Lett.* **106** 240501 (2011)
218. Du J et al. *Nature* **461** 1265 (2009)
219. Ma Y et al. *Nat. Commun.* **12** 2381 (2021)
220. Merkel B, Cova Fariña P, Reiserer A *Phys. Rev. Lett.* **127** 030501 (2021)
221. Moiseev S A, Skrebnev V A *J. Phys. B* **48** 135503 (2015)
222. Moiseev S A, Skrebnev V A *Phys. Rev. A* **91** 022329 (2015)
223. Миннегалиев М М и др. *Оптика и спектроскопия* **126** 9 (2019); *Minnegaliev M M et al. Opt. Spectrosc.* **126** 1 (2019)
224. Waerber A M et al. *Nat. Commun.* **10** 3157 (2019)
225. Saidasheva I S, Arslanov N M, Moiseev S A, in *6th Intern. Congress 'Basic Problems of Optics' St. Petersburg, Russia, 16–20 October, 2006*, p. 137
226. Moiseev S A, Arslanov N M *Phys. Rev. A* **78** 023803 (2008)
227. Hétet G et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 023601 (2008)
228. Alexander A L et al. *J. Lumin.* **127** 94 (2007)
229. Hosseini M et al. *Nat. Commun.* **2** 174 (2011)
230. Hosseini M et al. *Nature* **461** 241 (2009)
231. Cho Y-W et al. *Optica* **3** 100 (2016)
232. Sparkes B M et al. *Phys. Rev. X* **2** 021011 (2012)
233. Арсланов Н М, Моисеев С А *Ученые записки Казанского ун-та. Сер. Физико-математические науки* **152** (3) 27 (2010)
234. Glorieux Q et al. *Opt. Express* **20** 12350 (2012)
235. Campbell G T et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 063601 (2014)
236. Silberhorn Ch, Korolkova N, Leuchs G *Phys. Rev. Lett.* **88** 167902 (2002)
237. Tsarev D V et al. *New J. Phys.* **21** 083041 (2019)
238. Lai Y, Haus H A *Phys. Rev. A* **40** 854 (1989)

239. Дубецкий Б Я, Чеботаев В П *Изв. РАН. Сер. физическая* **50** 1530 (1986)
240. Дубецкий Б Я, Чеботаев В П *Письма в ЖЭТФ* **41** 267 (1985); Dubetskii B Ya, Chebotaev V P *JETP Lett.* **41** 328 (1985)
241. de Riedmatten H et al. *Nature* **456** 773 (2008)
242. Moiseev S A, Andrianov S N, Gubaidullin F F *Phys. Rev. A* **82** 022311 (2010)
243. Sabooni M et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 133604 (2013)
244. Jobez P et al. *New J. Phys.* **16** 083005 (2014)
245. Duranti S et al. *Opt. Express* **32** 26884 (2024)
246. Akhmedzhanov R A et al. *Laser Phys. Lett.* **13** 115203 (2016)
247. Liu D-C et al. *Phys. Rev. Lett.* **129** 210501 (2022)
248. Horvath S P et al. *Phys. Rev. Research* **3** 023099 (2021)
249. Holzapfel A et al. *New J. Phys.* **22** 063009 (2020)
250. Moiseev S A, Le Gouët J-L *J. Phys. B* **45** 124003 (2012)
251. Арсланов Н М, Моисеев С А *Квантовая электроника* **47** 783 (2017); Arslanov N M, Moiseev S A *Quantum Electron.* **47** 783 (2017)
252. Арсланов Н М, Моисеев С А *Оптика и спектроскопия* **126** 37 (2019); Arslanov N M, Moiseev S A *Opt. Spectrosc.* **126** 29 (2019)
253. Stuart J S et al. *Phys. Rev. Research* **3** L032054 (2021)
254. Cruzeiro E Z et al. *New J. Phys.* **20** 053013 (2018)
255. Akhmedzhanov R A et al. *Laser Phys. Lett.* **13** 015202 (2016)
256. Rieländer D et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 040504 (2014)
257. Akhmedzhanov R A et al. *Laser Phys. Lett.* **20** 015204 (2023)
258. Businger M et al. *Nat. Commun.* **13** 6438 (2022)
259. Saglamyurek E et al. *Nature* **469** 512 (2011)
260. Rakonjac J V et al. *Sci. Adv.* **8** eabn3919 (2022)
261. Craiciu I et al. *Optica* **8** 114 (2021)
262. Bonarota M et al. *J. Phys. B* **45** 124002 (2012)
263. Gerasimov K I, Moiseev S A, Zaripov R B *Appl. Magn. Reson.* **48** 795 (2017)
264. Matanin A R et al. *Phys. Rev. Applied* **19** 034011 (2023)
265. McAuslan D L et al. *Phys. Rev. A* **84** 022309 (2011)
266. Moiseev S A *Phys. Rev. A* **83** 012307 (2011)
267. Arcangeli A, Ferrier A, Goldner Ph *Phys. Rev. A* **93** 062303 (2016)
268. Dajczgeward J et al. *Opt. Lett.* **39** 2711 (2014)
269. Bonarota M et al. *Laser Phys.* **24** 094003 (2014)
270. Liu C et al. *Optica* **7** 192 (2020)
271. Миннегалиев М М и др. *Письма в ЖЭТФ* **115** 769 (2022); Minnegaliev M M et al. *JETP Lett.* **115** 720 (2022)
272. Миннегалиев М М, Герасимов К И, Моисеев С А *Письма в ЖЭТФ* **117** 867 (2023); Minnegaliev M M, Gerasimov K I, Moiseev S A *JETP Lett.* **117** 865 (2023)
273. Миннегалиев М М и др. *Квантовая электроника* **48** 894 (2018); Minnegaliev M M et al. *Quantum Electron.* **48** 894 (2018)
274. Minnegaliev M M et al. *Phys. Rev. B* **103** 174110 (2021)
275. Liu J et al. *Opt. Express* **32** 6986 (2024)
276. Ma Y-Z et al. *Nat. Commun.* **12** 4378 (2021)
277. Wang S, Wang M *Appl. Opt.* **63** 2608 (2024)
278. Anwar A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **92** 041101 (2021)
279. Slattey O et al. *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **124** 124019 (2019)
280. Lago-Rivera D et al. *Nature* **594** 37 (2021)
281. Lago-Rivera D et al. *Nat. Commun.* **14** 1889 (2023)
282. Rancić M et al. *Nat. Phys.* **14** 50 (2018)
283. Puigibert M G et al. *Phys. Rev. Research* **2** 013039 (2020)
284. Liu X et al. *Nature* **594** 41 (2021)
285. Minnegaliev M M et al. *AIP Conf. Proc.* **1936** 020012 (2018)
286. Afzelius M, Simon C *Phys. Rev. A* **82** 022310 (2010)
287. Moiseev S A *Phys. Rev. A* **88** 012304 (2013)
288. Kindem J M et al. *Nature* **580** 201 (2020)
289. Pak D et al. *Commun. Phys.* **5** 89 (2022)
290. Moiseev E S et al. *New J. Phys.* **23** 063071 (2021)
291. Mazelanik M et al. *npj Quantum Inf.* **5** 22 (2019)
292. Миннегалиев М М и др. *Оптика и спектроскопия* **131** 642 (2023); Minnegaliev M M et al. *Opt. Spectrosc.* **131** 602 (2023)
293. Xu Y et al. *Nat. Commun.* **12** 4453 (2021)
294. Li L, Kong W, Chen F *Adv. Photonics* **4** 024002 (2022)
295. Liu J et al. *APL Photonics* **5** 066105 (2020)
296. Moqanaki A, Massa F, Walther P *APL Photonics* **4** 090804 (2019)
297. Gerasimov K I et al., в сб. *HOLOEXPO–2023. Тезисы докладов 20-й Международной конф. по голографии и прикладным оптическим технологиям, Сочи, 12–15 сентября 2023 года* (СПб.: Санкт-Петербургский гос. электротехнический ун-т "ЛЭТИ" им. В.И. Ульянова, 2023) р. 293
298. Dousse A et al. *Nature* **466** 217 (2010)
299. Liu J et al. *Nat. Nanotechnol.* **14** 586 (2019)
300. Chopin A et al. *Commun. Phys.* **6** 77 (2023)
301. Wang X et al. *npj Quantum Inf.* **9** 38 (2023)

Optical quantum memory in atomic ensembles: physical principles, experiments, and potential of application in a quantum repeater

S.A. Moiseev^{(1,*), M.M. Minnegaliev^{(1), K.I. Gerasimov^{(1), E.S. Moiseev^{(1), A.D. Deev^{(2,3), Yu.Yu. Balega⁽⁴⁾}}}}}

⁽¹⁾ Kazan Quantum Center, Kazan National Research Technical University, ul. K. Marx 10, 420111 Kazan, Russian Federation

⁽²⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Institutskii per. 9, 141701 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation

⁽³⁾ R&D Center JSC, Bolshoi Balkanskiy per. 20, 129090 Moscow, Russian Federation

⁽⁴⁾ Russian Academy of Sciences, China Branch of BRICS Institute of Future Networks, Shenzhen, China
E-mail: *s.a.moiseev@kazanqc.org

We outline the physical principles of optical quantum memory in atomic ensembles, with the emphasis on protocols that have been successfully implemented experimentally. Among the protocols under consideration, prominence is given to the regularities of quantum memory on photon echo and slow light and to their implementations in crystals doped with rare-earth ions, which have a long quantum coherence lifetime on optical and spin transitions. We analyze the approaches and problems in achieving high efficiency and other practically significant parameters of quantum memory in real experimental conditions. Also discussed are ways to further improve optical quantum memory and the potential of its application in developing an optical quantum repeater.

Keywords: optical quantum memory, two- and three-level atomic ensembles, optical and spin coherence, electromagnetically induced transparency, non-resonant Raman transitions, Autler–Townes splitting, photon echo, crystals with rare-earth ions, quantum repeaters

PACS numbers: **03.67.–a**, 42.40.Md, 42.50.Ex

Bibliography — 301 references

Received 24 April 2024

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195** (5) 455–477 (2025)

Physics – Uspekhi **68** (5) (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.06.039694>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2024.06.039694>