Письма в ЖЭТФ, том 115, вып. 6, с. 353 – 359

Многорезонаторная квантовая память с одиночными атомами

С. А. Моисеев[+*1)], *Н. С. Перминов*[+*1)], *А. М. Желтиков*[+×○1)]

[+]*Казанский квантовый центр,*
Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ, 420111 Казань, Россия

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

[×]*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия*

[○]*Institute for Quantum Science and Engineering, Department of Physics and Astronomy,*
Texas A&M University, College Station TX 77843, USA

Поступила в редакцию 13 февраля 2022 г.
После переработки 25 февраля 2022 г.
Принята к публикации 26 февраля 2022 г.

В работе предложена квантовая память на системе резонаторов, содержащих по одному атому, при этом каждый резонатор связан с внешним волноводом через общий резонатор. Используя обратимые свойства динамики изучаемой системы наряду с методами оптимизации, найдены параметры резонаторов и взаимодействующих с ними атомов, при которых возможен эффективный перенос сигнального однофотонного волнового пакета из внешнего волновода на атомные состояния для длительного сохранения квантового состояния фотона. Обсуждаются преимущества рассматриваемой квантовой памяти и экспериментальные возможности ее реализации.

DOI: 10.31857/S1234567822060039

Введение. Создание квантовой памяти (КП) вызывает растущий интерес в связи с важностью ее применения в решении широкого круга задач квантового процессинга и коммуникаций, включая создание универсального квантового компьютера и квантового репитера [1–3]. Практически значимая долгоживущая КП должна удовлетворять ряду требований и есть основания считать, что такая память будет создана, используя уже существующие квантовые носители информации, например, редкоземельные ионы в неорганических кристаллах, где достигнуто рекордное время жизни спиновой когерентности, центры окраски в алмазе, способные работать при комнатной температуре, а также квантовые точки и стенки, хорошо интегрируемые в оптические волноводы и резонаторы [1, 4]. Вместе с тем, создание КП требует значительного улучшения способов ее реализации, например тех, которые основаны на использовании методов управления медленным светом и фотонным/спиновым эхо [5]. Один из наиболее перспективных подходов к созданию схем КП, интегрируемых во внешние устройства, предполагает применение высокодобротных резонаторов [6, 7] и систем резонаторов [8, 9], позволяющих значительно усилить взаимодействие атомов с фотонами. Недавно было показано, что система высокодобротных резонаторов, обладающая заданной периодической структурой резонансных частот, аналогичной атомным частотным решеткам [10–12], открывает возможности для работы с широкополосными сигналами, как это было продемонстрировано в экспериментах на системе микроволновых резонаторов [8, 13]. Более того, было показано [8, 14, 15], что использование даже нескольких (4-х и более) резонаторов в ячейке КП может обеспечить близкую к 100 % эффективность и высокую точность в работе с широкополосными сигнальными импульсами произвольной временной формы. Однако для существенного увеличения времени жизни в резонаторную КП необходимо интегрировать долгоживущие носители квантовой информации, например, атомные ансамбли [16], обладающие большим временем жизни когерентности электрон-ядерных спиновых переходов, способным достигать секунд, минут и даже часов [4].

В этой работе мы предлагаем многорезонаторную схему КП, где в каждом из резонаторов содержится по одному резонансному атому. Резонатор с атомом рассматривается перспективной элементарной ячейкой в реализации когерентного контроля квантовым состоянием атома и активно используется при разработке однорезонаторной КП [6, 17]. Вместе с тем, как

[1)]e-mail: s.a.moiseev@kazanqc.org; nperminov@kazanqc.org; zheltikov@physics.msu.ru

мы показываем в настоящей работе, использование системы согласованных по параметрам резонаторов, содержащих по одному атому, позволяет существенно расширить рабочий спектральный диапазон КП, увеличить ее эффективность и перейти к сохранению квантовых состояний однофотонных волновых пакетов произвольной временной формы без использования точной синхронизации во времени внешнего управляющего лазерного поля с волновым пакетом сигнального фотона, что типично для КП на резонаторе с одним атомом [17].

Теоретическая модель. Рассматриваемая нами схема КП представлена на рис. 1. КП содержит общий резонатор, соединенный с внешним волноводом и с системой из восьми высокодобротных минирезонаторов, содержащих по одному атому.

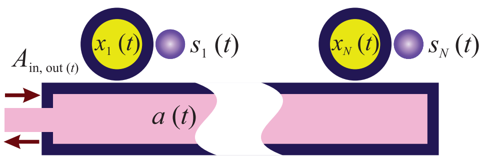

Рис. 1. (Цветной онлайн) Принципиальная схема многорезонаторной КП с одиночными атомами

Учитывая большое время жизни атомной когерентности γ_s^{-1} и большую добротность резонаторов, мы пренебрегаем затуханием в описании динамики изучаемой КП на временах, полагая $t \ll \gamma_s^{-1}$, $2Q/\omega_n$, $2Q/\omega_0$ (Q – собственная добротность резонаторов, ω_n – частоты минирезонаторов ($n = 1, \dots, N$), ω_0 – частота общего резонатора) и, используя частотные единицы, задаем Гамильтониан в виде:

$$H = \omega_0 a^+ a + \int d\omega\omega[a^+_{1,\omega} a_{1,\omega} + a^+_{2,\omega} a_{2,\omega}] + \\ + \sum_{n=1,N} \omega_n b_n^\dagger b_n + \sum_{n=1,N} \omega_n S_{z,n} + V, \quad (1)$$

где взаимодействие выбирается в приближении вращающейся волны

$$V = \sum_{n=1,N} f_n S_{+,n} b_n + g \sum_{n=1,N} a^\dagger b_n + \\ + g_{cw} \int d\omega[a^+_{1,\omega} + a^+_{2,\omega}]a + \text{h.c.}, \quad (2)$$

здесь f_n – константа связи n-го атома с модой n-го минирезонатора, g и g_{cw} – константы связи общего резонатора с модами минирезонатора и внешнего волновода, $a^\dagger$, a и $b_n^\dagger, b_n$ – бозевские операторы рождения и уничтожения моды общего резонатора и моды n-го резонатора, $a^\dagger_{m,\omega}$, $a_{m,\omega}$ – операторы рождения и уничтожения ω-й моды волновода (индекс $m = 1, 2$ соответствует падающей, отраженной волне), $S_{z,n}, S_{+,n}, S_{-,n}$ – спиновые операторы двухуровневого атома.

Ниже мы изучаем сохранение и восстановление однофотонного волнового пакета, начальное квантовое состояние которого задаем в виде $|\psi\rangle = \int d\omega f_0(\omega - \omega_0) e^{-i\omega t} a^+_{1,\omega}|0\rangle$, удовлетворяющего нормировке $\int d\omega |f_0(\omega - \omega_0)|^2 = 1$ (здесь $0\rangle$ – основное состояние мод волновода, резонаторов и атомов). Такое состояние отвечает прилету фотона к ячейке квантовой памяти в момент времени $t = 0$. С учетом Гамильтониана системы получим следующее выражение для волновой функции:

$$|\psi(t)\rangle = a_c(t) a^\dagger + \sum_{n=1,N} x_n(t) b_n^\dagger + \sum_{n=1,N} s_n(t) S_n^\dagger + \\ + \int d\omega [c_{1,\omega}(t) a^+_{1,\omega} + c_{2,\omega}(t) a^+_{2,\omega}]|0\rangle\rangle, \quad (3)$$

где $a_c(t)$ и $x_n(t)$ – амплитуды возбуждения мод основного резонатора и n-го минирезонатора, $s_n(t)$ и $c_{m,\omega}(t)$ – амплитуды вероятности возбуждения n-го атома и ω-й моды волновода.

Отметим, что волновая функция (3) справедлива для любого числа атомов и описывает распределение кванта возбуждения по различным степеням свободы изучаемой системы с сохранением полной вероятности $(|a_c(t)|^2 + \sum_{n=1,N}\{|x_n(t)|^2 + |s_n(t)|^2\} + + \int d\omega [|c_{1,\omega}(t)|^2 + |c_{2,\omega}(t)|^2] = 1)$ и не является приближенным решением для Гамильтониана (1)–(2). Переходя к медленным переменным и используя стандартный подход квантовой оптики [18], получаем систему линейных уравнений для амплитуд:

$$[\partial_t + i\Delta_n] s_n(t) + i f_n x_n(t) = 0, \quad (4)$$

$$[\partial_t + i\Delta_n] x_n(t) + i f_n s_n(t) + i g a_c(t) = 0, \quad (5)$$

$$[\partial_t + k/2] a_c(t) + i g \sum_{n=1,N} x_n(t) = \sqrt{k} A_{in}(t), \quad (6)$$

где $k = 2\pi |g_{cw}|^2$ – постоянная затухания моды общего резонатора, входное поле в волноводе определено как $A_{\text{in}}(t) = \frac{-i}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega f_0(\omega - \omega_0) e^{-i(\omega-\omega_0)t}$ и связано соотношением $A_{\text{in}}(t) + A_{\text{out}}(t) = \sqrt{k} a_c(t)$ с амплитудой возбуждения моды основного резонатора $a_c(t)$ и с выходным полем $A_{\text{out}}(t)$ [14, 18].

Ранее было показано [8, 14], что в системе связанных резонаторов в отсутствии атомов возможен высокоэффективный перенос широкополосного волнового пакета фотона в моды минирезонаторов при соблюдении условия согласования импедансов $k = 2\pi g^2/\Delta$, соответствующей практически реализуемой величине параметра кооперативности $C = g^2/(k\Delta) = 1/2\pi$. Появление излучения в минирезонаторах, в свою очередь, будет приводить к возбуждению атомов, и задача построения эффективной КП сводится к поиску параметров рассматриваемой системы, при которых возможен полный перенос состояния сигнального фотона в атомы. В этом случае для стадии полной загрузки фотона в атомы будет иметь место условие $a_c(t) = A_{\text{in}}(t)/\sqrt{k}$, благодаря чему, вводя новую переменную $x_n(t) = ix_n(t)$, получим уравнения движения:

$$[\partial_t + i\Delta_n]s_n(t) + f_n x_n(t) = 0, \tag{7}$$

$$[\partial_t + i\Delta_n]x_n(t) - f_n s_n(t) - g a_c(t) = 0, \tag{8}$$

$$\partial_t a_c(t) + g \sum_{n=1,N} x_n(t) = \frac{1}{2} k a_c(t). \tag{9}$$

Для стадии выгрузки фотона будет иметь место $A_{\text{in}}(t) = 0$ и система уравнений, описывающая излучение сигнала эха примет вид:

$$[\partial_t + i\Delta_n]s_n(t) + f_n x_n(t) = 0, \tag{10}$$

$$[\partial_t + i\Delta_n]x_n(t) - f_n s_n(t) - g a_{\text{echo}}(t) = 0, \tag{11}$$

$$\partial_t a_{\text{echo}}(t) + g \sum_{n=1,N} x_n(t) = -\frac{1}{2} k a_{\text{echo}}(t), \tag{12}$$

где мы полагаем, что выгрузка фотона начинается в момент времени $t = t_0$, при котором не равными нулю являются лишь атомные амплитуды $s_n(t_0)$.

Прежде чем оптимизировать параметры изучаемой системы, отметим, что амплитуды возбуждения атомов и резонаторных мод удовлетворяют условиям: $s_{n'}(t) = s_n^*(t)$, $x_{n'}(t) = x_n^*(t)$ при $\Delta_{n'} = -\Delta_n$ и $\Im\{a_c(t)\} = 0$. Совершая обращение времени $t \to -t'$ в ур. (10)–(12) и замену переменной $x_n(t') = -y_n(t')$, мы получаем для амплитуд $s_n^*(t)$, $y_n^*(t')$, $a_{\text{echo}}^*(t')$ систему уравнений, которая при равенстве постоянных $f_{n'} = f_n$ полностью совпадает с ур. (7)–(9) для переменных $s_n(t)$, $x_n(t)$, $a_c(t)$, описывающих динамику взаимодействия сигнального фотонного волнового пакета с системой резонаторов и атомов. Налагая дополнительные условия на атомные амплитуды $s_{n'}(t_0) = s_n^*(t_0) = s_n(t_0)$ при отсутствии возбуждения в резонаторах $x_n^*(t_0) = 0$ в начальный момент времени стадии выгрузки фотона $t = t_0$, получаем, аналогично обращенным во времени схемам КП на фотонном эхе [19], что излучение сигнала эха будет обращенной во времени копией процесса поглощения сигнального светового импульса. Ниже мы оптимизируем параметры и частотные характеристики изучаемой системы резонаторов с атомами, при которых возможна квантовая динамика, обеспечивающая эффективную работу КП.

Оптимизация параметров квантовой памяти. Мы провели моделирование системы из $N = 8$ минирезонаторов с атомами, изображенной на рис. 1, полагая, что резонансные частоты атомов и минирезонаторов равны и образуют симметричную гребенку $\Delta_n = [-7/2, -5/2, -3/2, -1/2, 1/2, 3/2, 5/2, 7/2]$, где частотный интервал между ближайшими частотами одинаков и принят равным единице ($\Delta = 1$). Равенства частоты моды минирезонатора с резонансной частотой атома можно достичь, реализуя рамановский переход при нерезонансном взаимодействии сигнального излучения трехуровневым атомом в Λ-схеме квантовых переходов в присутствии дополнительного контролирующего лазерного поля. Совпадение частот атома и резонатора обеспечивается выбором частоты $\omega_{c,n}$ контролирующего лазерного поля [19], действующего на смежном переходе и удовлетворяющего условию рамановского резонанса вместе с сигнальным излучением $\omega_n - \omega_{c,n} = \omega_{21}$, обеспечивающего резонансный переход атома между двумя нижними долгоживущими уровнями атомами (ω_{21} – частота перехода между двумя нижними уровнями атомами).

Оптимизацию параметров проводим, используя выражение для передаточной функции $S(\omega) = A_{\text{out}}(\omega)/A_{\text{in}}(\omega)$, связывающей спектральные компоненты входного и переизлучаемого полей, получаемого из решения системы уравнений (3)–(5):

$$S(\omega) = \frac{(k-\gamma_0)/2 + i\omega + i\sum_{n=1}^{N} \frac{g^2}{B_n(\omega)}}{(k-\gamma_0)/2 - i\omega - i\sum_{n=1}^{N} \frac{g^2}{B_n(\omega)}}, \tag{13}$$

где $B_n(\omega) = \Delta_n - \omega - i\gamma_n - \frac{f_n^2}{\Delta_n - \omega - i\gamma_s}$, и для общности введены постоянные распада γ_s атомной когерентности, моды общего резонатора – γ_0 и n-го минирезонатора – γ_n.

Процесс оптимизации включал две стадии аналогично работе [14] и основывался на поиске сглаженной временной задержки $\tau(\omega) = -iArg([S(\omega)]/\omega$ в излучении сигнала эха. На первой стадии была выполнена оптимизация системы в случае отсутствия атомов ($f_n = 0$), где система минирезонаторов работает в режиме фиксированной временной задержки [8]. При найденных параметрах g_{op}, k_{op} (здесь $k_{op} \approx 2\pi \frac{g_{op}^2}{\Delta}$), на второй стадии мы нашли оптимальное значение f_{op}, равное для всех минирезонаторов

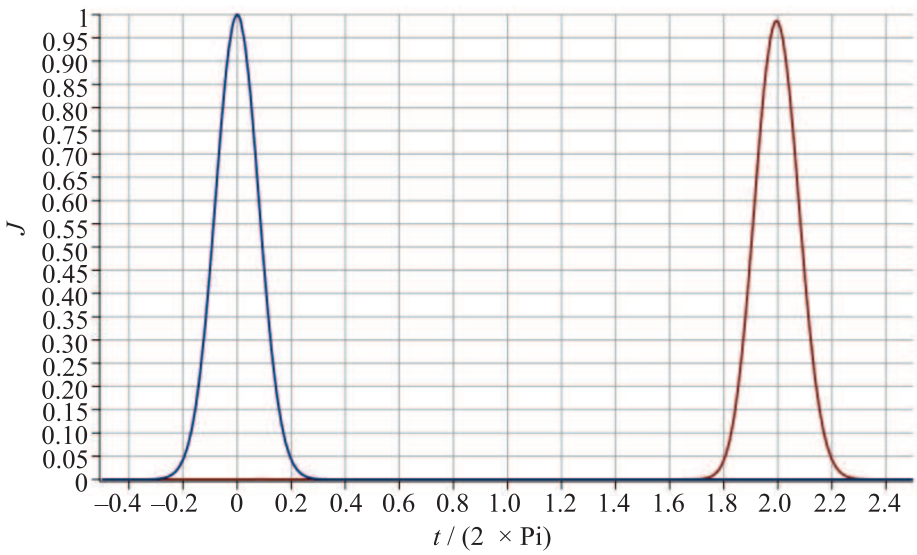

Рис. 2. (Цветной онлайн) Поведение во времени входного волнового пакета фотона (синяя линия) и излучаемого сигнала эха – волнового пакета фотона (красная линия); при численных расчетах постоянные распада γ_n принимались равными менее 10^{-2}

$f_n = f_{op}$ и, соответственно, получаем все величины параметров:

$$g_{op} = 1.4266; \quad k_{op} = 12.7781; \quad f_{op} = 0.2499. \qquad (14)$$

Небольшое отклонение относительной временной задержки $\tau(\omega)/\tau(0)$ для передаточной функции $S(\omega) = A_{\text{out}}(\omega)/A_{\text{in}}(\omega)$ в пределах 3 % в рабочем диапазоне частот КП $\omega = [-2; 2]$ отвечает высокой точности и эффективности КП.

Восстановление фотона в эхо сигнале и стадия выгрузки. На рисунке 2 представлены результаты численного расчета поведения сигнального волнового пакета фотона, имеющего временную моду гауссовой формы $f(\omega) = \exp(-\omega^2/(4\sigma^2))$ с полушириной $\sigma = 1$ и переизлучаемого фотонного волнового пакета – сигнала эха в выходном волноводе. Как видно из рис. 2, сигнал эха имеет вид симметричного импульса с максимумом в момент времени $t \approx 4\pi/\Delta$ примерно той же гауссовой формы. В этом импульсе излучается практически вся запасенная в атомах энергия (эффективность излучения составила около 98 %). Отметим, что внесение атомов увеличило время задержки τ_{ra} почти в 2 раза, а точнее $\tau_{ra} = 1.9992 \cdot 2\pi/\Delta \approx 2\tau_r$, при том, что в отсутствии атомов время задержки было $\tau_r = 1.00015 \cdot 2\pi/\Delta$. Это также означает, что помещение атомов в резонаторы почти в два раза уменьшило частотный интервал между ближайшими частотами гребенки резонансных линий общей системы атомы + резонаторы. Вспоминая, что используемые уравнения справедливы при достаточно слабом влиянии декогеренции, получим условие на постоянные распада: $\gamma_{\text{eff}} \ll 1/\tau_r \approx \approx 0.01$.

Имея в виду обратимость двух систем уравнений (4)–(6) и (10)–(12), можно ожидать, что в присутствии атомов возможен полный переход фотонного волнового пакета в систему атомов вблизи промежуточного момента времени $t = \tau_{ra}(0)/2$. Ниже мы исследовали этот вопрос, выбирая в качестве начальных условий наличие одноатомного возбуждения в системе атомов и изучая возможность эффективного излучения атомами фотона в волновод в виде волнового пакета в той же временной моде. Наличие эффективного излучения такого волнового пакета фотона будет означать высокую вероятность перехода квантового состояния сигнального фотона на атомные состояния в момент времени $\tau_{ra}(0)/2 \approx \tau_r(0)$.

Расчеты динамики выгрузки фотонного волнового пакета выполнены, когда в начальный момент времени $t_0 = 0$ атомные амплитуды задавались в виде симметричного по спектральной отстройке распределения $s_n(0) = [1, 3, 6, 8, 8, 6, 3, 1]/N_m$ (N_m – нормирующий множитель) в отсутствии возбуждения мод минирезонаторов и общего резонатора. На рисунке 3 представлены результаты расчетов временного поведения вероятности возбуждения атомов, мод резонаторов, волновода, а также плотность вероятности найти фотон на выходе общего резонатора ($J(t) = |A_{\text{out}}(t)|^2/\sum_{n=1,\ldots N}|s_n(0)|^2$). Вычисления подтвердили высокую вероятность излучения симметричного волнового пакета фотона, соответствующего сигналу эха на рис. 2, рассчитанного, начиная

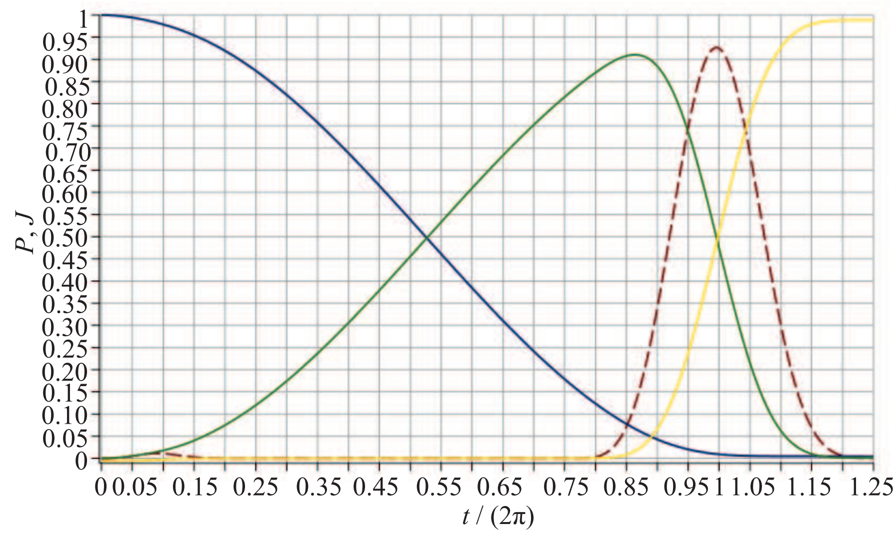

Рис. 3. (Цветной онлайн) Вероятность возбуждения $P(t)$ от времени выгрузки фотона: во всех атомах (синяя линия), резонаторах (зеленая линия), внешнем волноводе (золотая линия), а также плотность вероятности появления фотона в сигнале эха $J(t) = |A_{\mathrm{out}}(t)|^2 / \sum_{n=1,\ldots N} |s_n(0)|^2$ на выходе общего резонатора (красная пунктирная линия)

со стадии загрузки фотона в атомы. Как и следовало ожидать, период излучения фотона соответствует половине периода полного цикла работы КП от момента попадания фотонного волнового пакета до его полного переизлучения в волновод. Таким образом, проведенные независимые расчеты подтверждают наличие периодической структуры линий с периодом $\Delta/2$. Надо отметить, что физическая природа данной структуры линий отличается от существующих периодических частотных гребенок, реализуемых в схемах КП на системе атомов [12], электронных спинов [19] и системе резонаторов [8] тем, что она возникает в системе взаимодействующих резонаторов и атомов и носит, соответственно, гибридный характер. Более того, атомные и резонаторные моды по-разному участвуют в работе КП в процессе каскадного переноса фотона через моды резонаторов на атомы в определенный момент времени, при этом моды минирезонаторов оказываются в вакуумном состоянии.

Как видно из рис. 3, излучение выгружается из атомов достаточно плавно и в начале выгрузки (вблизи $t = 0$ на рис. 3) есть некоторый интервал времени δt (около 1/20 полного периода), когда почти все имеющееся в атомах возбуждение можно перевести на их долгоживущие уровни, используя действие контролирующих лазерных импульсов. Без наличия такой области долговременное сохранение фотона было бы невозможным. Отметим, что появление доступного интервала времени δt является уникальным для работы с гауссовыми сигнальными импульсами, что обусловлено наличием частотной гребенки линий в системе атомов и резонаторов, что реализуется не для всех конфигураций взаимодействия атомов с резонаторами и не для всех параметров изучаемой системы.

Обсуждение и перспективы. В работе предложена схема многорезонаторной КП с одиночными атомами, позволяющая переносить квантовые состояния широкополосных фотонных волновых пакетов на атомные состояния для длительного хранения квантовой информации. Оптимизация параметров показала возможность получения высокой эффективности такой КП, которая может быть увеличена близко к 100 % за счет внесения изменений в исходные частоты минирезонаторов, даже при использовании небольшого числа минирезонаторов [14]. Существенным преимуществом рассматриваемой КП является возможность работы с произвольной временной формой волнового пакета фотона, что упрощает работу по сравнению с КП на атоме в одном резонаторе, где требуется сильная временная синхронизация временной моды сигнального и управляющего полей. Следует отметить, что в целом схема работы КП имеет каскадный фрактальный характер, когда фотон при своем движении к атомам, поступая в ячейку памяти, сначала попадает в общий резонатор, далее его спектральные компоненты расходятся по траекториям в различные резонаторы, и лишь затем моды резонаторов передают возбуждение на свои атомы. Распределенное по нескольким атомам квантовое состояние сигнального фотона может сохраняться долгое время при большом времени жизни спиновой квантовой когерентности атомов и затем восстанавливаться по требованию, следуя обращенной во времени динамике. Отметим, что число резонаторов может отличаться от восьми, но оно при этом должно быть не менее 4-х, чтобы оставалась возможность сохранения сигнального импульса с гауссовым профилем временной моды [14]. В таком случае восемь резонаторов позволяют сохранять уже две временные гауссовы моды на каждой четверке резонаторов. Кроме того, наши расчеты показывают, что в отличие от четырех резонаторов [14], в схеме с восьмью резонаторами не происходит существенного сдвига исходных частот резонаторов, что облегчает расчеты и создание данной схемы.

Описанную схему КП представляется возможным применить к атомам и центрам окраски в алмазе, используя рамановскую схему атомных квантовых переходов на спиновые уровни, обладающие большим временем когерентности при комнатной температуре [20] при значительном усилении эффекта Парселла и взаимодействия фотона с бесфононными оптическими переходами центров в минирезонаторах высокой добротности. Разработка нанофотонных резонаторов недавно позволила значительно увеличить постоянную связи резонансных атомов с модой таких резонаторов [21], что открывает большие возможности в реализации с единичными атомами.

В качестве резонансных атомов могут использоваться трехуровневые квантовые точки [22], где могут быть достигнуты большие значения постоянной взаимодействия квантовых точек с модой резонатора [23] в высокодобротных микро- и нанофотонных резонаторах, создаваемых на полупроводниковых колонках с помощью формирования Брэгговских решеток из слоев AlGa и GaAs. Такие микрорезонаторы могут эффективно интегрироваться в общие схемы и внешние устройства [24]. Ультравысокая постоянная связи квантовых точек с модой минирезонатора позволяет достигать больших значений параметра кооперативности $C = g^2/k\gamma$ – меры когерентного взаимодействия точки с фотоном в резонаторе, например, $C = 150$ в работе [25], где $\gamma/(2\pi) = 0.28$ ГГц – постоянная распада оптической когерентности, $g/\gamma = 14$, $g/k = 5.3$. Такие значения параметров квантовой точки и резонатора отвечают требованиям к реализации предлагаемой нами квантовой памяти, основанной на нерезонансном рамановском взаимодействии фотона с квантовой точкой. А именно, для атома в резонаторе в нашем случае параметр кооперативности $C = f^2/(g\gamma_{\rm eff}) \approx 4.5$ (при $\gamma_{\rm eff} \approx 10^{-2}$), что значительно меньше достижимых значений $C = 150$ для квантовых точек [25]. Соответственно, использование квантовой точки позволить обеспечить необходимую силу когерентного взаимодействия путем выбора оптимальной амплитуды контролирующего лазерного излучения в нерезонансном взаимодействии [19]. Более того, стоит отметить, что квантовые точки могут обладать долгоживущий электронной спиновой когерентностью с постоянной распада $\gamma_s \ll \gamma$, что существенно облегчит условия реализации квантовой памяти при использовании нерезонансных рамановских переходов. В последних работах [26] отмечается возможность дальнейшего значительного увеличения времени жизни спиновой когерентности в квантовых точках, учитывая особенности спиновых взаимодействий, влияние внешнего магнитного поля, выбирая оптимальные геометрические размеры квантовой точки.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Правительства Российской Федерации, проект # 14.Z50.31.0040, 17 февраля 2017 г. (построение и анализ модели и полученных результатов – Н. С. Перминов, С. А. Моисеев, А. М. Желтиков), а также поддержана в рамках бюджетной темы лаборатории Квантовой оптики и информатики КФТИ – ФИЦ КазНЦ РАН (методы оптимизации – Н. С. Перминов, С. А. Моисеев).

1. G. Moody, V. J. Sorger, D. J. Blumenthal et al. (Collaboration), J. Phys. Photonics **4**, 012501 (2022).
2. G. Kurizki, P. Bertet, Y. Kubo, D. Petrosyan, P. Rabl, and J. Schmiedmayer, Proceedings of the National Academy of Sciences **112**, 3866 (2015).
3. F. Arute, K. Arya, R. Babbush et al. (Collaboration), Nature **574**, 505 (2019).
4. M. Zhong, M. P. Hedges, R. L. Ahlefeldt, J. G. Bartholomew, S. E. Beavan, S. M. Wittig, J. J. Longdell, and M. J. Sellars, Nature **517**, 177 (2015).
5. W. Tittel, M. Afzelius, T. Chaneliere, R. L. Cone, S. Kröll, S. A. Moiseev, and M. Sellars, Laser Photonics Rev. **4**, 244 (2010).
6. A. Reiserer and G. Rempe, Rev. Mod. Phys. **87**, 1379 (2015).
7. E. Flurin, N. Roch, J. D. Pillet, F. Mallet, and B. Huard, Phys. Rev. Lett. **114**, 090503 (2015).
8. S. A. Moiseev, K. I. Gerasimov, R. R. Latypov, N. S. Perminov, K. V. Petrovnin, and O. N. Sherstyukov, Sci. Rep. **8**, 1 (2018).
9. E. S. Moiseev and S. A. Moiseev, Laser Phys. Lett. **14**, 015202 (2017).
10. Б. Я. Дубетский, В. П. Чеботаев, Письма в ЖЭТФ **41**, 267 (1985).

11. H. De Riedmatten, M. Afzelius, M. U. Staudt, C. Simon, and N. Gisin, Nature **456**, 773 (2008).
12. Y. Ma, Y. Z. Ma, Z. Q. Zhou, C. F. Li, and G. C. Guo, Nat. Commun. **12**, 1 (2021).
13. Z. Bao, Z. Wang, Y. Wu et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **127**, 010503 (2021).
14. N. S. Perminov and S. A. Moiseev, Sci. Rep. **9**, 1568 (2019).
15. С. А. Моисеев, Н. С. Перминов, Письма в ЖЭТФ **111**, 602 (2020).
16. N. S. Perminov, D. Yu. Tarankova, and S. A. Moiseev, Laser Phys. Lett. **15**, 125203 (2018).
17. K. T. Kaczmarek, P. M. Ledingham, B. Brecht, S. E. Thomas, G. S. Thekkadath, O. Lazo-Arjona, J. H. D. Munns, E. Poem, A. Feizpour, D. J. Saunders, J. Nunn, and I. A. Walmsley, Phys. Rev. A **97**, 042316 (2018).
18. D. F. Walls and G. J. Milburn, *Quantum Optics*, Springer, Heidelberg (1994).
19. E. S. Moiseev, A. Tashchilina, S. A. Moiseev, and B. C. Sanders, New J. Phys. **23**, 063071 (2021).
20. S. A. Zargaleh, S. Hameau, B. Eble, F. Margaillan, H. J. von Bardeleben, J. L. Cantin, and W. Gao, Phys. Rev. B **98**, 165203 (2018).
21. T. Zhong, J. M. Kindem, J. G. Bartholomew, J. R. Craiciu, E. Miyazono, M. Bettinelli, E. Cavalli, V. Verma, S. W. Nam, F. Marsili, M. D. Shaw, A. D. Beyer, and A. Faraon, Science **357**, 1392 (2017).
22. K. De Greve, D. Press, P. L. McMahon, and Y. Yamamoto, Rep. Prog. Phys. **76**, 092501 (2013).
23. N. Somaschi, V. Giesz, L. De Santis et al. (Collaboration), Nature Photon. **10**, 340 (2016).
24. S. Hepp, S. Bauer, F. Hornung, M. Schwartz, S. L. Portalupi, M. Jetter, and P. Michler, Opt. Express **26**, 30614 (2018).
25. D. Najer, I. Söllner, P. Sekatski, V. Dolique, M. C. Löbl, D. Riedel, R. Schott, S. Starosielec, S. R. Valentin, A. D. Wieck, N. Sangouard, A. Ludwig, and R. J. Warburton, Nature **575**, 622 (2019).
26. G. Gillard, I. M. Griffiths, G. Ragunathan, A. Ulhaq, C. McEwan, E. Clarke, and E. A. Chekhovich, npj Quantum Inf. **7**, 43 (2021).