

# РЕАЛИЗАЦИЯ ОДНОКУБИТОВЫХ КВАНТОВЫХ ОПЕРАЦИЙ НА СВЧ-ПЕРЕХОДЕ В ОДИНОЧНОМ АТОМЕ РУБИДИЯ В ОПТИЧЕСКОЙ ДИПОЛЬНОЙ ЛОВУШКЕ

*И. И. Ветеров<sup>a,b,c</sup>, Е. А. Якшина<sup>a,b</sup>, Д. Б. Третьяков<sup>a,b</sup>, В. М. Энтин<sup>a,b</sup>,  
Н. В. Альянова<sup>a,b</sup>, К. Ю. Митянин<sup>a,b</sup>, И. И. Рябцев<sup>a,b\*</sup>*

<sup>a</sup> *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

<sup>b</sup> *Новосибирский государственный университет  
630090, Новосибирск, Россия*

<sup>c</sup> *Новосибирский государственный технический университет  
630073, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 11 ноября 2020 г.,  
после переработки 11 ноября 2020 г.  
Принята к публикации 15 декабря 2020 г.

Представлены результаты экспериментов по реализации однокубитовых квантовых операций с одиночным атомом  $^{87}\text{Rb}$  в оптической дипольной ловушке с длиной волны 850 нм. Ловушка сформирована длиннофокусным объективом, расположенным снаружи вакуумной камеры магнитооптической ловушки. Регистрация атома осуществлялась по сигналу резонансной флуоресценции с помощью sCMOS-видеокамеры. В экспериментах были реализованы захват и удержание одиночного атома на временах до 50 с, оптическая накачка поляризованным лазерным излучением, СВЧ-переходы между двумя сверхтонкими подуровнями основного состояния и измерение квантового состояния атома методом выталкивания из ловушки. Получены осцилляции Раби на «часовом» СВЧ-переходе  $5S_{1/2}(F=2, M_F=0) \rightarrow 5S_{1/2}(F=1, M_F=0)$  между двумя рабочими уровнями кубита с частотой до 4.2 кГц, контрастом до 95 % и временем когерентности до 3 мс. Данные осцилляции соответствуют реализации двух базовых однокубитовых квантовых операций (вентилей Адамара и вентилей NOT) из различных начальных состояний кубита со средней точностью  $95.2 \pm 3\%$ .

DOI: 10.31857/S0044451021030032

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из перспективных вариантов построения квантового компьютера является использование одиночных нейтральных атомов в качестве квантовых битов (кубитов) [1–3]. Такие атомы, захваченные с помощью лазерного излучения в массивы оптических дипольных ловушек с периодом в несколько микрон [4–9], образуют квантовый регистр. В случае атомов щелочных металлов рабочими уровнями кубитов являются два сверхтонких подуровня основного состояния. Инициализация кубитов осуществляется с помощью метода оптиче-

ской накачки. Однокубитовые операции выполняются на основе СВЧ или рамановских переходов между уровнями кубита. Выполнение двухкубитовых операций, требующих управляемого включения и выключения взаимодействия между кубитами, достигается путем кратковременного лазерного возбуждения атомов в высоковозбужденные (ридберговские) состояния, для которых характерно сильное диполь-дипольное взаимодействие между атомами [10]. Квантовые алгоритмы должны выполняться в виде последовательности одно- и двухкубитовых квантовых операций.

Для формирования оптических дипольных ловушек и последующей регистрации одиночных атомов в них по резонансной флуоресценции обычно применяются многолинзовые объективы или асферические линзы с большой числовой апертурой

\* E-mail: ryabtsev@isp.nsc.ru

( $NA > 0.5$ ). Они обеспечивают фокусировку лазерного луча в пятно малого радиуса ( $\sim 1$  мкм) для хорошей локализации атомов и их захвата в режиме столкновительной блокады [11], когда загрузка более одного атома в ловушку подавляется. Кроме того, линзы с большой числовой апертурой имеют большую эффективность сбора фотонов резонансной флуоресценции, что обеспечивает уверенную регистрацию одиночных атомов с помощью счетчика фотонов (без пространственного разрешения) за время в несколько миллисекунд или высокочувствительной охлаждаемой EMCCD-видеокамеры за время в несколько десятков миллисекунд.

Недостатком асферических линз с большой числовой апертурой является короткое фокусное расстояние (5–10 мм), поэтому их приходится размещать внутри вакуумной камеры магнитооптической ловушки (МОЛ) [4, 9]. При долговременной работе МОЛ на поверхностях линз постепенно осаждаются рабочие атомы (обычно Rb или Cs), что приводит к формированию паразитных зарядов и электрических полей. На атомы в основном состоянии эти поля влияют слабо. Но при выполнении двухкубитовых квантовых операций с возбуждением атомов в ридберговские состояния их влияние очень велико, так как поляризуемости ридберговских состояний с ростом главного квантового числа  $n$  увеличиваются как  $n^7$ . В результате нарушается когерентность взаимодействия ридберговских атомов [12] и существенно снижается точность выполнения двухкубитовых операций [3].

Чтобы частично решить эту проблему, можно использовать не асферические линзы, а многолинзовые объективы с рабочим расстоянием 20–40 мм и размещать их снаружи вакуумной камеры МОЛ. Но это также существенно ограничивает возможные размеры и расстояния между атомами и поверхностями, поскольку вместо вакуумной камеры придется применять малогабаритные стеклянные ячейки, загружаемые атомами из МОЛ [13–15]. Отметим, что при реализации обычных оптических дипольных ловушек для захвата больших ансамблей атомов применяются длиннофокусные объективы с малой числовой апертурой [16–20], поэтому для них таких проблем не возникает.

В нашей недавней работе [21] мы реализовали оптическую дипольную ловушку для одиночного атома Rb на основе длиннофокусного объектива с числовой апертурой  $NA = 0.172$  и фокусным расстоянием 119 мм, расположенного снаружи вакуумной камеры МОЛ. Были продемонстрированы захват и удержание одиночного атома на временах до 50 с.

При этом для регистрации атома применялась цифровая sCMOS-видеокамера FLIR Tau CNV. Такая камера значительно дешевле EMCCD-камер. В то же время, она обеспечивает малые шумы регистрации и считывания. Мы показали, что она пригодна для регистрации одиночных атомов при временах экспозиции 50–200 мс. Это время в несколько раз больше, чем для EMCCD-камер, но оно достаточно коротко для выполнения квантовых операций с одиночным атомом.

Целью настоящей работы была демонстрация базовых однокубитовых квантовых операций (вентили Адамара и вентили HE) с одиночным атомом Rb в имеющейся экспериментальной установке с длиннофокусным объективом и sCMOS-видеокамерой. Ниже представлены описание и результаты этих экспериментов.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для выполнения однокубитовых квантовых операций с одиночными атомами Rb в одиночной оптической дипольной ловушке необходимо обеспечить ряд последовательных стадий их реализации: 1) захват одиночного атома Rb в одиночную ловушку; 2) контроль наличия атома в ловушке; 3) оптическую накачку атома на определенный зеемановский подуровень одного из сверхтонких подуровней основного состояния (инициализация кубита); 4) управляемое изменение населенностей сверхтонких подуровней основного состояния на основе магнитодипольных СВЧ-переходов или рамановских переходов в двухчастотном лазерном поле с осцилляциями населенностей Раби (вращение вектора состояний кубита на заданный угол); 5) измерение конечного состояния кубита по сигналу резонансной флуоресценции на CCD-камере.

Принципиальная оптическая схема используемой экспериментальной установки приведена на рис. 1. Первоначально атомы Rb охлаждаются и захватываются в магнитооптическую ловушку (МОЛ) в вакуумной камере, в центре которой формируется облако холодных атомов с температурой 80–100 мкК. Затем для захвата атомов из МОЛ в оптическую дипольную ловушку используется излучение лазерной системы с длиной волны 850 нм на основе задающего DFB-лазера Eagleyard EYP-DFB-0852 и полупроводникового усилителя Toptica Boosta Pro с выходной мощностью 1.4 Вт. Оно может модулироваться с помощью акустооптического модулятора (АОМ). Излучение заводится в

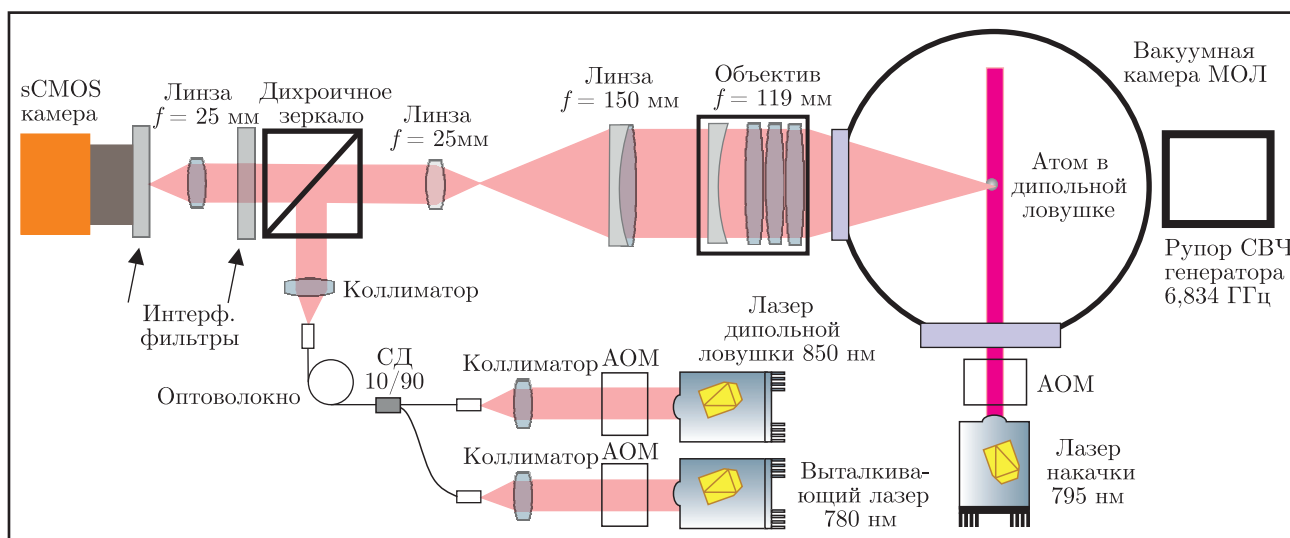


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для захвата одиночных атомов Rb в оптическую дипольную ловушку, их регистрации, оптической накачки и выполнения однокубитовых квантовых операций на основе СВЧ-перехода

оптическую систему по оптоволокну, служащему в качестве пространственного фильтра. Отраженное от дихроичного зеркала лазерное излучение фокусируется в облако холодных атомов Rb объективом с фокусным расстоянием  $f = 119$  мм и числовой апертурой 0.172. Данный объектив был сконструирован и впервые применен в работе [22]. Перед объективом установлен телескоп из двух линз с фокусными расстояниями  $f = 25$  мм и  $f = 150$  мм для расширения лазерного пучка и увеличения степени фокусировки. Оптическая система настраивается до получения диаметра пучка в перетяжке по уровню интенсивности  $e^{-2}$  менее 10 мкм, чтобы обеспечить загрузку преимущественно одиночных атомов за счет эффекта светоиндуцированной столкновительной блокады.

Для визуализации изображения захваченных атомов Rb используется резонансная флуоресценция, индуцированная охлаждающими лазерами с длиной волны 780 нм (не показаны на рис. 1). Спонтанно испускаемые фотоны собираются тем же объективом  $f = 119$  мм, проходят через телескоп, дихроичное зеркало и фокусируются линзой  $f = 25$  мм на цифровую sCMOS-видеокамеру FLIR Tau CNV. Для устранения влияния паразитных засветок на длине волны лазера дипольной ловушки перед видеокамерой установлены два интерференционных фильтра, пропускающих излучение только на длине волны 780 нм. Изображение с видеокамеры передается на компьютер через интерфейс CameraLink.

При выполнении однокубитовых операций рамановские переходы имеют преимущество прямой индивидуальной адресации к отдельным кубитам с помощью сфокусированного лазерного излучения, поэтому они выглядят более предпочтительными для атомов в массивах ловушек, чем СВЧ-переходы. Однако в эксперименте с одиночным кубитом более простым является применение СВЧ-перехода, обеспечивающего большее время когерентности при осцилляциях Раби. Кроме того, как было продемонстрировано в работах [23, 24], адресацию к отдельным кубитам в массивах ловушек можно осуществлять с помощью сфокусированного лазерного излучения, подстраивающего за счет светового сдвига уровни этого кубита в резонанс с СВЧ-излучением, тогда необходимость в рамановских переходах отпадает.

В настоящем эксперименте демонстрация однокубитовой квантовой операции с одиночным атомом  $^{87}\text{Rb}$  в одиночной оптической дипольной ловушке осуществлялась на основе магнитодипольного СВЧ-перехода  $5S_{1/2}(F = 2, M_F = 0) \rightarrow 5S_{1/2}(F = 1, M_F = 0)$  на частоте 6.834 ГГц между сверхтонкими подуровнями основного состояния, служащими рабочими уровнями кубита. Для этого в схему на рис. 1 добавлен лазер накачки для накачки атомов на определенный зеемановский подуровень (инициализация кубита), выталкивающий лазер для измерения состояния кубита и СВЧ-генератор с рупором для индуцирования осцилляций Раби между двумя рабочими уровнями кубита (вращение вектора состояний кубита на заданный угол).

Излучения всех лазеров модулируются АОМ для формирования импульсов нужной длительности. Излучение выталкивающего лазера подмешивается к излучению лазера дипольной ловушки с помощью оптоволоконного светоделиителя СД10/90, что обеспечивает автоматическое совмещение его луча с атомами в ловушке и значительно облегчает настройку оптической схемы. Излучение лазера накачки заводится ортогонально лучу лазера дипольной ловушки. В качестве лазера накачки на определенный сверхтонкий подуровень основного состояния могут также использоваться охлаждающий либо перекачивающий лазеры МОЛ (не показаны на рис. 1), освещающие атомы Rb в ловушке с шести сторон. Однако они не обеспечивают оптическую накачку на определенный магнитный подуровень и применяются только в предварительных экспериментах для проверки эффективности диагностики сверхтонких подуровней выталкиванием и СВЧ-спектроскопии.

Временная диаграмма выполнения эксперимента по захвату одиночного атома  $^{87}\text{Rb}$ , оптической накачке и реализации однокубитовой квантовой операции представлена на рис. 2. Эксперимент проводится в импульсном режиме. Атомы Rb первоначально загружаются в МОЛ в течение 0.1–5 с и одновременно загружаются в оптическую дипольную ловушку. При этом излучение лазера дипольной ловушки модулируется прямоугольными импульсами с частотой 1 МГц, чтобы в отсутствие излучения лазера ловушки избежать влияния световых сдвигов на регистрацию, накачку и выталкивание (световой сдвиг увеличивает отстройку оптических переходов на десятки мегагерц и уменьшает сигнал флуоресценции в несколько раз), а в течение импульсов удерживать атомы в ловушке. Цифровая sCMOS-видеокамера FLIR Tau CNV регистрирует атомы последовательностью снимков со временем экспозиции 100–150 мс до момента загрузки одиночного атома и появления первого сигнала резонансной флуоресценции.

По факту загрузки одиночного атома запускается процедура измерений. Охлаждающие лазеры и градиентное магнитное поле МОЛ выключаются. Атомы удерживаются в дипольной ловушке в течение 10–15 мс, в то время как атомы в МОЛ разлетаются. Затем включаются лучи охлаждающих лазеров и видеокамера для первой регистрации сигнала флуоресценции от захваченного атома. После этого охлаждающий лазер выключается и включается постоянное магнитное поле величиной 2–5 Гс для снятия вырождения по магнитным подуровням и задания оси квантования. Затем

включается лазер накачки с линейной поляризацией излучения, который действует на атомы в течение 0.1–2 мс и накачивает их на зеемановский подуровень  $5S_{1/2}(F=2, M_F=0)$  в присутствии излучения лазера перекачки.

Затем лазеры накачки и перекачки выключаются, и включается импульс СВЧ-излучения. СВЧ-переходы между двумя сверхтонкими подуровнями основного состояния изменяют их населенности. После этого включается выталкивающий лазер, с помощью которого определяется конечное состояние атома. В отсутствие излучения лазера накачки и без СВЧ-импульса оно может быть случайным, а в присутствии накачки должно быть всегда одним и тем же. Например, для изотопа  $^{87}\text{Rb}$  состоянию  $5S_{1/2}(F=2)$  будет соответствовать отсутствие сигнала, так как выталкивающий лазер настроен на замкнутый переход  $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=3)$  и выталкивает из ловушки атомы в состоянии  $5S_{1/2}(F=2)$ . Состоянию  $5S_{1/2}(F=1)$  будет соответствовать максимальный сигнал, так как выталкивающий лазер не воздействует на атомы в этом состоянии. Окончательное измерение конечного состояния одиночного атома осуществляется путем включения охлаждающих лазеров и второй регистрации сигнала флуоресценции на цифровой видеокамере. При обработке данных проводится пост-селекция только тех событий, когда после загрузки в дипольную ловушку был зарегистрирован один атом, в том числе исключаются редкие двухатомные события.

Во всей процедуре измерения излучения лазеров охлаждения, перекачки, накачки и выталкивания модулируются на частоте 1 МГц в противофазе с модуляцией излучения лазера дипольной ловушки. Это позволяет значительно снизить влияние паразитных процессов во включенной ловушке, особенно в процессе выталкивания.

Экспериментальная демонстрация захвата одиночного атома Rb и его регистрация согласно временной диаграмме рис. 2 (без накачки, СВЧ-импульса и выталкивания) были представлены ранее в работе [21]. Изображение одиночного атома проецировалось на один пиксель видеокамеры согласно схеме рис. 1. Из видеосигнала этого пикселя вычитался средний уровень шумов и засветок, поэтому измеряемый сигнал был пропорционален интенсивности резонансной флуоресценции одиночного атома. Временная зависимость видеосигнала имела характер хаотических импульсов длительностью 1–5 с, соответствующих наличию или отсутствию разного числа атомов в ловушке (обычно от 0 до 2). Это так называемый «телеграфный» сигнал, имеющий сту-

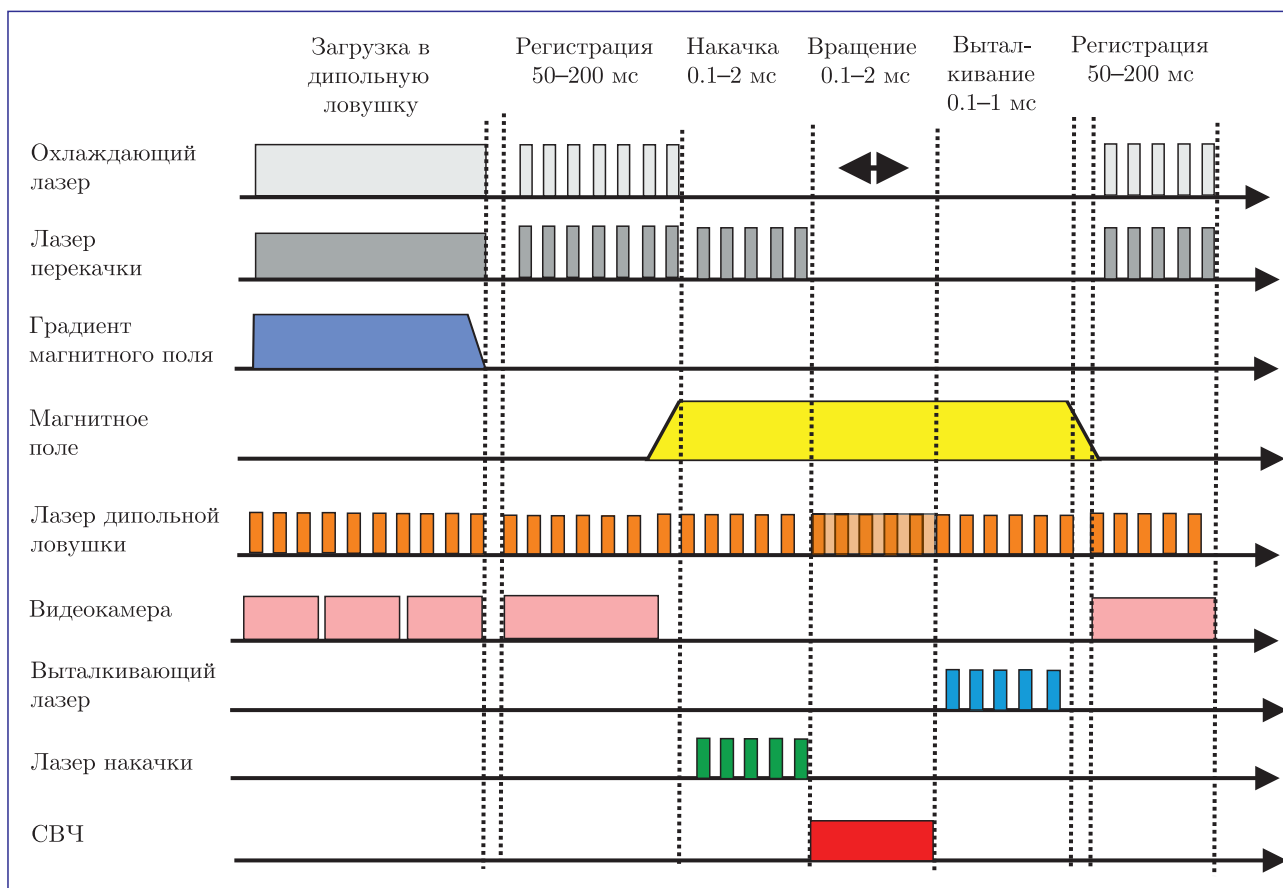


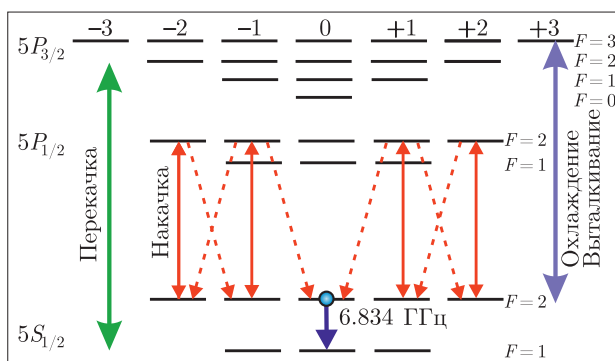
Рис. 2. Временная диаграмма выполнения эксперимента по захвату одиночного атома  $^{87}\text{Rb}$ , оптической накачке и реализации однокубитовой квантовой операции

пенчатый характер в зависимости от числа захваченных атомов на фоне шумов видеокамеры. Если шумы достаточно низки, то такая видеокамера пригодна для регистрации одиночных атомов. В гистограмме распределения амплитуд видеосигнала имелись три пика. Первый пик — темновой шум видеокамеры, второй пик — излучение от одного атома, третий пик — излучение от двух атомов. Согласно этой гистограмме, можно было проводить селекцию событий только с одиночными атомами.

В представленных ниже экспериментах все измерения выполнялись в импульсном режиме с селекцией по величине видеосигнала. Из них выбирались события, соответствующие присутствию только одного атома в ловушке. При этом среднее время удержания одиночного атома в ловушке составляло десятки секунд, что обеспечивало высокую точность измерений.

### 3. ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА ОДИНОЧНОГО АТОМА $^{87}\text{Rb}$

Схема переходов для оптической накачки атомов  $^{87}\text{Rb}$  в состоянии  $5S_{1/2}(F = 2)$  с проекцией полного момента  $M_F = 0$  приведена на рис. 3а. При включении излучения лазера накачки с линейной поляризацией вдоль внешнего магнитного поля индуцируются переходы  $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{1/2}(F = 2)$  в возбужденное состояние  $5P_{1/2}(F = 2)$  на магнитные подуровни без изменения проекции момента, кроме перехода между магнитными подуровнями с проекцией полного момента  $M_F = 0$ , матричный элемент которого равен нулю. В присутствии излучения лазера перекачки, настроенного на переход  $5S_{1/2}(F = 1) \rightarrow 5P_{3/2}(F = 2)$ , вся населенность постепенно скапливается на зеemanовском подуровне  $5S_{1/2}(F = 2)$  с проекцией полного момента  $M_F = 0$  вследствие спонтанного распада возбужденного со-



**Рис. 3.** Схема переходов для оптической накачки атомов  $^{87}\text{Rb}$  на переходе  $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{1/2}(F=2)$  в состоянии  $5S_{1/2}(F=2)$  с проекцией полного момента  $M_F=0$  при линейной поляризации лазерного излучения

стояния. Это состояние будет служить начальным состоянием кубита при выполнении однокубитовой квантовой операции. Конечным состоянием кубита является состояние  $5S_{1/2}(F=1)$  с проекцией полного момента  $M_F=0$ , отстроенное на частоту 6.834 ГГц от начального состояния. Переход в конечное состояние можно вызвать с помощью резонансного СВЧ-излучения.

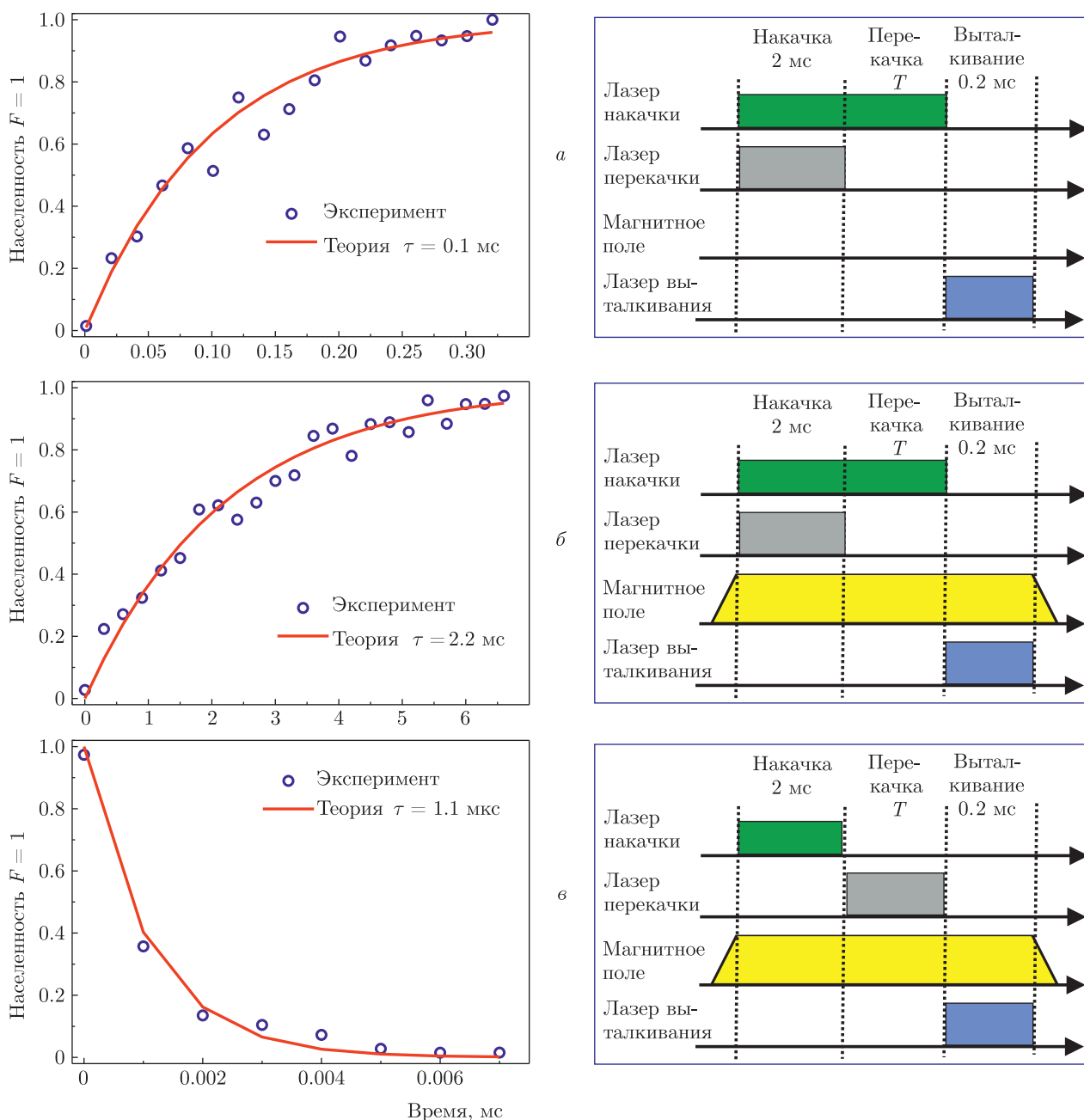
Поскольку методом выталкивания измеряется вероятность одиночному атому остаться в состоянии  $5S_{1/2}(F=1)$ , а атомы в состоянии  $5S_{1/2}(F=2)$  выталкиваются независимо от их проекции момента, зарегистрировать оптическую накачку именно на зеемановский подуровень  $5S_{1/2}(F=2, M_F=0)$  методом выталкивания невозможно. Это можно сделать только путем СВЧ-спектроскопии переходов  $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5S_{1/2}(F=1)$  между подуровнями с различными проекциями момента в магнитном поле, когда присутствует зеемановское расщепление отдельных СВЧ-резонансов.

Для такой спектроскопии необходимо сначала перекачать населенность в один из сверхтонких подуровней  $5S_{1/2}(F=2)$  или  $5S_{1/2}(F=1)$  без селекции по магнитным подуровням. Осуществить полную перекачку населенности в состояние  $5S_{1/2}(F=2)$  можно излучением лазера перекачки в произвольном магнитном поле. Осуществить полную перекачку населенности в состояние  $5S_{1/2}(F=1)$  можно излучением лазера накачки, но в отсутствие дополнительного магнитного поля. В этом случае прецессия магнитного момента вокруг произвольно направленного слабого лабораторного магнитного поля приведет постепенно к перемешиванию магнитных подуровней и полному опустошению состояния  $5S_{1/2}(F=2)$  под действием лазера накачки.

На основе этого эффекта можно также косвенно оценивать качество накачки в состояние  $5S_{1/2}(F=2, M_F=0)$  после одновременного действия лазеров накачки и перекачки в магнитном поле. Если после этого включить только излучение лазера накачки, оно не должно приводить к перекачке населенности в состояние  $5S_{1/2}(F=1)$ , если его поляризация строго совпадает с магнитным полем и идут только переходы без изменения проекции момента. Если же присутствует погрешность в установке поляризации относительно магнитного поля, задающего ось квантования, то лазером накачки также возбуждаются переходы с изменением проекции момента. В результате населенность будет постепенно перекачиваться в состояние  $5S_{1/2}(F=1)$ , но гораздо медленнее, чем в лабораторном магнитном поле, так как прецессия в лабораторном поле будет значительно подавлена.

Исходя из сказанного выше, эксперименты по измерению зависимости от времени для населенности состояния  $5S_{1/2}(F=1)$  после действия оптической накачки и выталкивания выполнялись не по временной диаграмме рис. 2, а по модифицированным диаграммам, представленным справа на рис. 4. Лазер накачки имел интенсивность 6 мВт/см<sup>2</sup>, суммарная интенсивность лучей лазера перекачки составляла 40 мВт/см<sup>2</sup>, а лучей охлаждающего лазера — 55 мВт/см<sup>2</sup>. Лучи лазера перекачки и охлаждения освещали атом изотропно с шести сторон во избежание светового давления этих лучей на атом, их поляризацию можно также считать изотропной. Луч лазера накачки заводился через окно вакуумной камеры МОЛ ортогонально лучу оптической дипольной ловушки и имел линейную поляризацию в горизонтальной плоскости, совпадающую с направлением дополнительного однородного магнитного поля величиной 4–5 Гс с точностью лучше 5°. Луч выталкивающего лазера имел интенсивность свыше 100 Вт/см<sup>2</sup>, благодаря жесткой фокусировке, и удалял из ловушки атомы в состоянии  $5S_{1/2}(F=2)$  с эффективностью выше 97%, что было определено в отдельных измерениях.

На рис. 4а приведена измеренная зависимость (синие кружки) населенности состояния  $5S_{1/2}(F=1)$  от времени  $T$  при первоначальной оптической накачке на переходе  $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{1/2}(F=2)$  под действием лазеров накачки и перекачки в течение 2 мс, и последующем действии одного только лазера накачки в течение варьируемого времени  $T$ , согласно временной диаграмме справа на рис. 4а. Дополнительное однородное магнитное поле при этом не прикладывалось, поэтому



**Рис. 4.** *a)* Измеренная зависимость населенности состояния  $5S_{1/2}(F = 1)$  от времени  $T$  при первоначальной оптической накачке на переходе  $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{1/2}(F = 2)$  под действием лазеров накачки и перекачки в течение 2 мс и последующем действии одного только лазера накачки в течение варьируемого времени  $T$  согласно временной диаграмме справа. Дополнительное однородное магнитное поле при этом не прикладывалось. *б)* То же самое с приложением дополнительного магнитного поля. *в)* Измеренная зависимость населенности состояния  $5S_{1/2}(F = 1)$  от времени  $T$  при первоначальной полной перекачке населенности в состоянии  $5S_{1/2}(F = 1)$  излучением лазера накачки, а затем в состоянии  $5S_{1/2}(F = 2)$  излучением лазера перекачки в течение варьируемого времени  $T$  согласно временной диаграмме справа

атомы находились в остаточном лабораторном магнитном поле ( $\sim 10$  мГс согласно отдельным измерениям). При  $T = 0$  населенность состояния

$5S_{1/2}(F = 1)$  равна  $1.5 \pm 1\%$ , что говорит о том, что вся остальная населенность (98.5%) приходится на состояние  $5S_{1/2}(F = 2)$  и оптическая накачка

работает. При увеличении  $T$  под действием лазера накачки происходит перекачка населенности в состояние  $5S_{1/2}(F = 1)$  с постоянной времени 0.1 мс, которая найдена из аппроксимации эксперимента экспоненциальной кривой насыщения (красная кривая на рис. 4а). Населенность выходит на стационарное значение около  $98 \pm 2\%$  за время 0.3 мс. Таким образом, в отсутствие дополнительного магнитного поля происходит быстрое (за время  $\sim 0.1$  мс) перемешивание магнитных подуровней состояния  $5S_{1/2}(F = 2)$  в лабораторном магнитном поле, которое разрушает оптическую накачку.

На рис. 4б приведена аналогичная зависимость, измеренная в присутствии дополнительного однородного магнитного поля величиной 4–5 Гс. При  $T = 0$  населенность состояния  $5S_{1/2}(F = 1)$  составила  $2.7 \pm 1\%$ . При увеличении  $T$  под действием лазера накачки происходит перекачка населенности в состояние  $5S_{1/2}(F = 1)$  с постоянной времени 2.2 мс. Населенность выходит на стационарное значение около  $97 \pm 2\%$  за время 6 мс. Таким образом, в присутствии дополнительного магнитного поля перемешивание магнитных подуровней состояния  $5S_{1/2}(F = 2)$  происходит в 20 раз медленнее, чем в лабораторном магнитном поле. Отсюда можно сделать вывод, что погрешность оптической накачки не превышает 5%, а свыше 95% населенности накачивается в состояние  $5S_{1/2}(F = 2, M_F = 0)$ . Точность ограничена погрешностью установки поляризации лазера накачки по отношению к однородному магнитному полю (1–2%), а также погрешностью определения состояния одиночного атома при его регистрации методом выталкивания (2–3%).

С точки зрения скорости выполнения пробных экспериментов по СВЧ-спектроскопии, может быть полезна также быстрая накачка в состояние  $5S_{1/2}(F = 1)$  излучением лазера накачки по схеме рис. 4а. Атомы в состоянии  $5S_{1/2}(F = 2)$  каждый раз удаляются выталкивающим лазером, поэтому для следующего измерения необходимо каждый раз загружать новый атом, в то время как атомы в состоянии  $5S_{1/2}(F = 1)$  можно использовать в адаптивной схеме измерений (запуск по факту загрузки одиночного атома) несколько раз.

Осуществлять быструю оптическую накачку сверхтонкого состояния  $5S_{1/2}(F = 2)$  без селекции по магнитным подуровням можно также излучением одного лишь лазера перекачки. На рис. 4в приведена измеренная зависимость населенности состояния  $5S_{1/2}(F = 1)$  от времени при первоначальной полной перекачке населенности в состояние  $5S_{1/2}(F = 1)$  излучением лазера накачки, а затем

в состояние  $5S_{1/2}(F = 2)$  излучением лазера перекачки в течение варьлируемого времени  $T$  согласно временной диаграмме на рис. 4в справа. На ней видно, что перекачка в состояние  $5S_{1/2}(F = 2)$  лазером перекачки происходит с постоянной времени 1.1 мкс, и при времени 6 мкс в состоянии  $5S_{1/2}(F = 1)$  остается всего  $1.5 \pm 1\%$  населенности.

Таким образом, нами была успешно реализована оптическая накачка как на сверхтонкий подуровень  $5S_{1/2}(F = 2)$ , так и на сверхтонкий подуровень  $5S_{1/2}(F = 1)$  с точностью свыше 95%, достаточно высокой для выполнения однокубитовых квантовых операций с одиночным атомом Rb в одиночной ловушке. В идеале точность оптической накачки может быть близка к 100% [3], поэтому в настоящее время ведутся работы по дальнейшему улучшению накачки путем подбора различных параметров эксперимента.

#### 4. СВЧ-ПЕРЕХОД В ОДИНОЧНОМ АТОМЕ $^{87}\text{Rb}$

В атомах  $^{87}\text{Rb}$  СВЧ-поле на частоте 6.834 ГГц вызывает магнитодипольные переходы между сверхтонкими зеемановскими подуровнями  $5S_{1/2}(F = 2, M_F = 0) \rightarrow 5S_{1/2}(F = 1, M_F = 0)$  основного состояния (рис. 3а). СВЧ-переходы соответствуют вращению вектора состояний кубита на заданный угол и представляют собой однокубитовую операцию. Демонстрация наличия СВЧ-перехода проводится путем записи зависимости населенности конечного состояния  $5S_{1/2}(F = 1)$  от времени (фактически, от площади СВЧ-импульса). При когерентных переходах должны наблюдаться осцилляции населенностей Раби. Мощность СВЧ-излучения подбирается для достижения максимальной вероятности перехода за время менее 10 мс. При обработке сигналов проводится пост-селекция событий, когда в дипольную ловушку был загружен один атом.

Для наблюдения СВЧ-переходов в одном атоме  $^{87}\text{Rb}$  по схеме рис. 1 была реализована временная последовательность рис. 2. В качестве источника СВЧ-излучения использовался широкополосный перестраиваемый генератор Agilent E8257D-567 UNT1E 1007, имеющий максимальную выходную мощность 25–28 дБм, фазовый шум  $-143$  дБм/Гц на частоте 1 ГГц и разрешающую способность перестройки частоты 0.01 Гц при ширине линии около 100 Гц. Генератор позволяет осуществлять импульсную модуляцию СВЧ-излучения с фронта-



ми менее 100 нс. Излучение с генератора подается на рупорную антенну, установленную вплотную к одному из окон вакуумной камеры МОЛ. Линейно-поляризованная магнитная составляющая СВЧ-излучения на выходе антенны была сориентирована вдоль однородного магнитного поля, чтобы индуцировать СВЧ-переходы без изменения проекции полного момента атома.

Целью эксперимента было наблюдение «часового» СВЧ-перехода  $5S_{1/2}(F = 2, M_F = 0) \rightarrow 5S_{1/2}(F = 1, M_F = 0)$  в присутствии однородного магнитного поля величиной 2–5 Гс. Естественная ширина этого перехода практически близка к нулю, так как радиационное время жизни рабочих уровней близко к бесконечности. Если СВЧ-импульс имеет конечную длительность, то ширина спектра перехода будет целиком определяться фурье-шириной импульса и частотой Раби. Этот переход не подвержен линейному эффекту Зеемана и имеет только квадратичный сдвиг  $+575 \text{ Гц/Гс}^2$  в магнитном поле. В отсутствие магнитного поля частота «часового» перехода известна с высокой точностью и равна 6834.682611 МГц. При калиброванной частоте генератора «часовой» переход должен обнаруживаться путем сканирования частоты и измерения населенностей, при этом шаг сканирования должен быть не более 1 кГц, так как ожидаемая ширина резонанса составляет такую же величину при длительности СВЧ-импульса 1 мс.

Другие возможные СВЧ-резонансы на рис. 3а (между состояниями с разными проекциями момента) имеют высокую чувствительность к магнитному полю ( $\pm 0.7 \text{ МГц/Гс}$ ) и большую ширину. Благодаря этому их легче обнаружить и идентифицировать. Даже в отсутствие дополнительного однородного магнитного поля они могут существенно сдвигаться лабораторным магнитным полем и иметь частоту, значительно отличающуюся от частоты «часового» перехода. Этот эффект был обнаружен нами в первых экспериментах по СВЧ-спектроскопии. Атом  $^{87}\text{Rb}$  накачивался на подуровень  $5S_{1/2}(F = 1)$  излучением охлаждающего лазера. Как уже упоминалось, работа с атомами в этом состоянии значительно увеличивает скорость выполнения экспериментов, так как атомы не удаляются выталкивающим лазером и их можно использовать многократно.

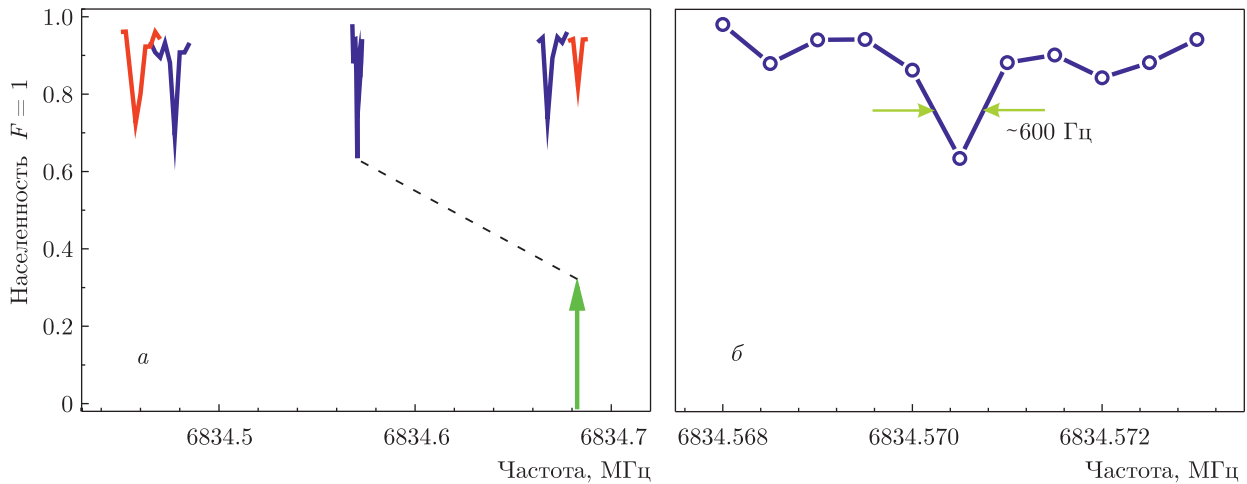
На рис. 5а представлены обзорные спектры СВЧ-переходов в атоме  $^{87}\text{Rb}$  из состояния  $5S_{1/2}(F = 1)$  в состояние  $5S_{1/2}(F = 2)$  при использовании охлаждающего лазера в качестве лазера накачки. При такой накачке селективность по магнитным подуров-

ням не обеспечивается, поэтому возможно наблюдение различных переходов. Первоначальный поиск «часового» перехода  $5S_{1/2}(F = 2, M_F = 0) \rightarrow 5S_{1/2}(F = 1, M_F = 0)$  проводился вблизи расчетной частоты 6834.6826 МГц согласно имеющейся калибровке частоты СВЧ-генератора (зеленая стрелка на рис. 5а), при этом дополнительное магнитное поле не включалось.

На этой частоте был действительно обнаружен СВЧ-резонанс (правый синий провал на рис. 5а) в отсутствие внешнего магнитного поля. Однако он исчезал при приложении однородного магнитного поля величиной более 200 мГс. При изменении магнитного поля даже на небольшую величину ( $\sim 20 \text{ мГс}$ ) этот резонанс заметно сдвигался (правый красный провал на рис. 5а), что говорит о том, что это на самом деле не «часовой» переход. Был сделан вывод, что калибровка частоты используемого СВЧ-генератора по неизвестной причине сбита на некоторую величину при частоте 6.834 ГГц. Впоследствии была выполнена дополнительная калибровка с использованием стандарта частоты на атомах Rb, которая обнаружила неточность установки частоты величиной около 100 кГц.

После этого были выполнены эксперименты со сканированием частоты СВЧ-генератора в более широких пределах. Сначала был обнаружен сравнительно широкий дополнительный СВЧ-резонанс на частоте 6834.48 МГц (левый синий провал на рис. 5а). При изменении магнитного поля на 20–30 мГс он заметно сдвигался (левый красный провал на рисунке рис. 5а). Это оказался также не «часовой» переход. Только после этого стало понятно, что «часовой» переход должен лежать посередине между правым и левым синими пиками на рис. 5а.

Далее были выполнены эксперименты со сканированием СВЧ-генератора вблизи центральной частоты 6834.57 МГц между двумя крайними резонансами. При уменьшении шага сканирования до 400 Гц был обнаружен «часовой» переход, не сдвигающийся в магнитном поле (центральный синий провал на рис. 5а). Его частота 6834.574 МГц сдвинута на 112 кГц относительно расчетной (зеленая стрелка на рис. 5а). На рис. 5б приведен полученный спектр «часового» перехода  $5S_{1/2}(F = 2, M_F = 0) \rightarrow 5S_{1/2}(F = 1, M_F = 0)$ , записанный с высоким разрешением. При длительности СВЧ-импульса 2 мс ширина резонанса составляет 600 Гц, что близко к фурье-ширине импульса. На крыльях спектра видны признаки осцилляций Раби. Поскольку в этом эксперименте для



**Рис. 5.** а) Обзорные спектры СВЧ-переходов в атоме  $^{87}\text{Rb}$  из состояния  $5S_{1/2}(F=1)$  в состояние  $5S_{1/2}(F=2)$  при использовании охлаждающего лазера в качестве лазера накачки. В центре наблюдается «часовой» переход, не сдвигающийся в магнитном поле, однако его частота сдвинута на 112 кГц относительно расчетной (зеленая стрелка). б) Спектр «часового» перехода  $5S_{1/2}(F=1, M_F=0) \rightarrow 5S_{1/2}(F=2, M_F=0)$ , записанный с высоким разрешением. При длительности СВЧ-импульса 2 мс ширина перехода составляет 600 Гц, что близко к фурье-ширине импульса. На крыльях спектра видны признаки осцилляций Раби

увеличения скорости записи не была реализована оптическая накачка на определенный зеемановский подуровень, амплитуда резонанса составляла около 40 % от максимально возможной.

Другие переходы, наблюдаемые на рис. 5а, отстроены по частоте от «часового» перехода примерно на  $\pm 100$  кГц. В схеме на рис. 3а они соответствуют переходам с изменением проекции полного момента на  $\pm 1$ . Их линейный зеемановский сдвиг в магнитном поле составляет  $\pm 0.7$  МГц/Гс, поэтому сдвиг резонансов на  $\pm 100$  кГц означает присутствие нескомпенсированного лабораторного магнитного поля величиной 140 мГс. Для обеспечения оптической накачки с высокой точностью оно было скомпенсировано компенсирующими катушками МОЛ до величины менее 10 мГс путем подбора тока в этих катушках, сдвигающих дополнительные резонансы ближе к «часовому» переходу. Компенсация магнитного поля также должна уменьшать температуру атомов в МОЛ.

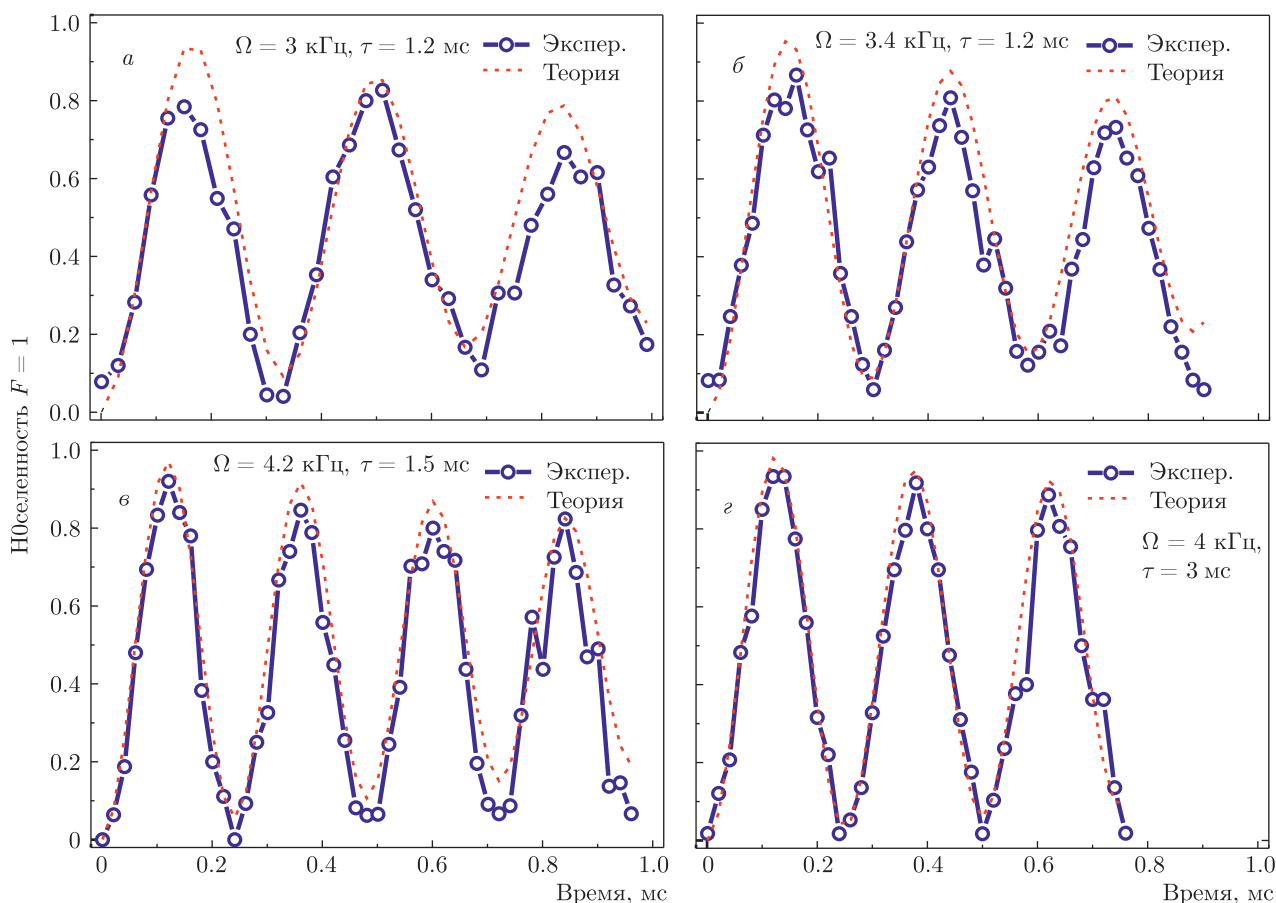
После этого стало возможным проведение экспериментов по наблюдению высококонтрастных осцилляций Раби на «часовом» переходе в присутствии однородного магнитного поля величиной 4–5 Гс. Благодаря большому зеемановскому сдвигу других переходов в таком поле можно было настроить СВЧ-излучение в резонанс только с «часовым» переходом. «Часовой» переход в идеальных условиях (без паразитных внешних полей) представляет со-

бой идеальную двухуровневую систему без релаксации населенностей и фаз. Вероятность СВЧ-перехода в ней описывается простой формулой, которую можно получить путем решения уравнения Шредингера:

$$\rho(t) \approx \frac{\Omega^2/2}{\Omega^2 + \delta^2} \left[ 1 - \cos\left(t\sqrt{\Omega^2 + \delta^2}\right) \right], \quad (1)$$

где  $\Omega$  — частота Раби магнитодипольного «часового» перехода, а  $\delta$  — отстройка от точной частоты «часового» перехода с учетом возможного светового сдвига частоты под действием лазера дипольной ловушки, если измерение проводится во включенной ловушке. При точном резонансе ( $\delta = 0$ ) населенность осциллирует между начальным и конечным состоянием на частоте  $\Omega$  (осцилляции Раби). Формула (1) также дает спектр перехода при сканировании  $\delta$  для фиксированного времени взаимодействия  $t_0$ .

В формуле (1) осцилляции Раби происходят бесконечно долго. Однако на практике всегда присутствуют паразитные процессы (флуктуации частоты и мощности СВЧ-генератора, шумы магнитного поля, переходы под действием фонового теплового излучения, флуктуации точной частоты резонанса из-за световых сдвигов под действием лазера дипольной ловушки), которые приводят к затуханию осцилляций Раби и выходу населенностей на некоторые стационарные значения. В этом случае временная эволюция населенностей двухуровневой систе-



**Рис. 6.** Экспериментально полученные осцилляции Раби на «часовом» переходе  $5S_{1/2}(F = 2, M_F = 0) \rightarrow 5S_{1/2}(F = 1, M_F = 0)$  (синие кружки) и их сравнение с теоретическим расчетом по формуле (2) (красные пунктирные кривые): *a* — при мощности СВЧ-генератора 23 дБм и дипольной ловушке, модулированной на частоте 1 МГц; *b* — при увеличении мощности до 24 дБм; *v* — после подстройки поляризации СВЧ-излучения; *z* — без модуляции дипольной ловушки

мы описывается более сложной формулой, которую мы получили в работе [25] на основе решения уравнений для матрицы плотности в присутствии релаксации населенностей и фаз со скоростью  $\gamma$ :

$$\rho(t) \approx \frac{\Omega^2}{2\Omega^2 + \gamma^2 + 4\delta^2} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2\Omega^2 + \delta^2}{4\Omega^2 + \delta^2} \gamma t\right) \right] + \frac{\Omega^2/2}{\Omega^2 + \delta^2} \left[ \exp\left(-\frac{2\Omega^2 + \delta^2}{4\Omega^2 + \delta^2} \gamma t\right) - \exp\left(-\frac{6\Omega^2 + \delta^2}{4\Omega^2 + \delta^2} \gamma t/2\right) \cos\left(t\sqrt{\Omega^2 + \delta^2}\right) \right]. \quad (2)$$

Эта формула справедлива при  $\Omega > 3\gamma$ , когда частота Раби заметно превышает скорость релаксации. При  $\gamma = 0$  она совпадает с формулой (1). Время когерентности (затухания) осцилляций Раби можно определить как  $\tau = 1/\gamma$  и измерять его путем про-

ведения сравнения между экспериментом и формулой (2).

На рис. 6 приведены записи осцилляций Раби, полученных на «часовом» переходе в различных условиях при первоначальной оптической накачке атомов в состоянии  $5S_{1/2}(F = 2, M_F = 0)$ . Частота СВЧ-излучения настраивалась на центр перехода с учетом погрешности установки частоты генератора, квадратичного зеемановского сдвига в магнитном поле и светового сдвига под действием лазера дипольной ловушки. В первых записях (рис. 6*a*) при выходной мощности СВЧ-генератора 23 дБм наблюдались осцилляции Раби (синие кружки) с частотой 3 кГц и временем когерентности 1.2 мс. Время когерентности приблизительно определялось из сравнения с теоретической кривой (красная штриховая линия на рис. 6*a*), полученной согласно формуле (2). Мак-

симальная амплитуда и контраст первой осцилляции составляли  $78 \pm 2\%$ . Увеличение мощности до 24 дБм (рис. 6б) привело к увеличению частоты Раби до 3.4 кГц и амплитуды до  $83 \pm 2\%$ .

Поскольку увеличение мощности увеличило амплитуду осцилляций, представлялось целесообразным дальнейшее увеличение мощности. Однако мощность 24 дБм была ограничена предельным паспортным значением генератора на данной частоте. Поэтому дальнейшее увеличение амплитуды осцилляций было достигнуто путем подстройки поляризации СВЧ-излучения. Как было видно ранее на рис. 5а, поляризация была не точно выставлена вдоль магнитного поля, так как возбуждались СВЧ-переходы как без изменения, так и с изменением проекции магнитного момента. Несмотря на то, что ориентация СВЧ-рупора должна была задавать строго горизонтальную магнитную составляющую СВЧ-поля на входе в вакуумную камеру МОЛ, в центре камеры, где находится дипольная ловушка, поляризация оказывается повернутой на десятки градусов. По-видимому, это является результатом многократных переотражений СВЧ-волны от стенок камеры. Этот поворот был скомпенсирован путем вращения рупора вокруг продольной оси. Подбор ориентации рупора позволил увеличить частоту осцилляций Раби до 4.2 кГц и амплитуду до  $92 \pm 2\%$  (рис. 6в), при этом время когерентности возросло до 1.5 мс.

Наконец, было высказано предположение, что контраст осцилляций Раби может быть ограничен вследствие модуляции лазера дипольной ловушки на частоте 1 МГц. Модуляция может приводить к частичной потере когерентности в течение лазерных импульсов, когда световой сдвиг «часового» перехода изменяется в процессе модуляции. Поэтому было выполнено дополнительное измерение осцилляций Раби при непрерывно включенной дипольной ловушке (рис. 6г). В этом режиме частота Раби снизилась до 4 кГц, но увеличилось время когерентности до 3 мс, что привело к увеличению амплитуды первой осцилляции до  $94 \pm 2\%$ . С учетом погрешности измерений такой контраст позволяет выполнять однокубитовые квантовые операции с точностью до 95%.

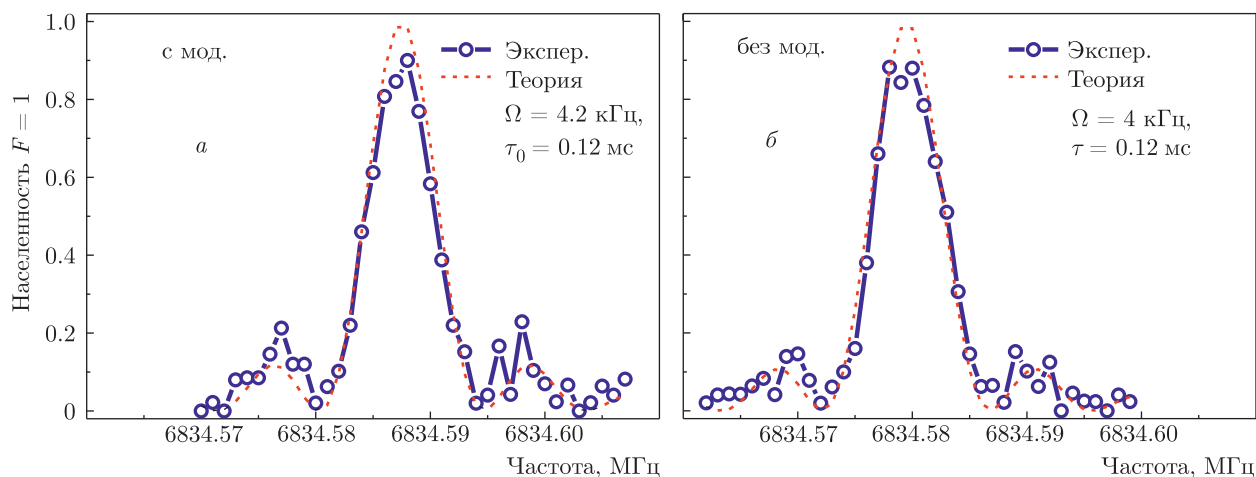
Для рис. 6в и 6г были также исследованы спектры «часового» перехода  $5S_{1/2}(F=2, M_F=0) \rightarrow 5S_{1/2}(F=1, M_F=0)$  с высоким разрешением. На рис. 7 приводятся их экспериментальные записи (синие кружки) и теоретический расчет по формуле (1) (красные штриховые кривые) при времени взаимодействия  $t_0 = 0.12$  мс, соответствующем

первому максимуму осцилляций Раби. Формула (1) здесь применима благодаря короткому времени взаимодействия. Рисунок 7а соответствует спектру при включенной модуляции дипольной ловушки и частоте Раби 4.2 кГц, а рис. 7б — без модуляции дипольной ловушки и частоте Раби 4 кГц. Формы резонансов близки к теоретическим. Ширины резонансов составляют около 7 кГц и обусловлены в основном фурье-шириной СВЧ-импульса.

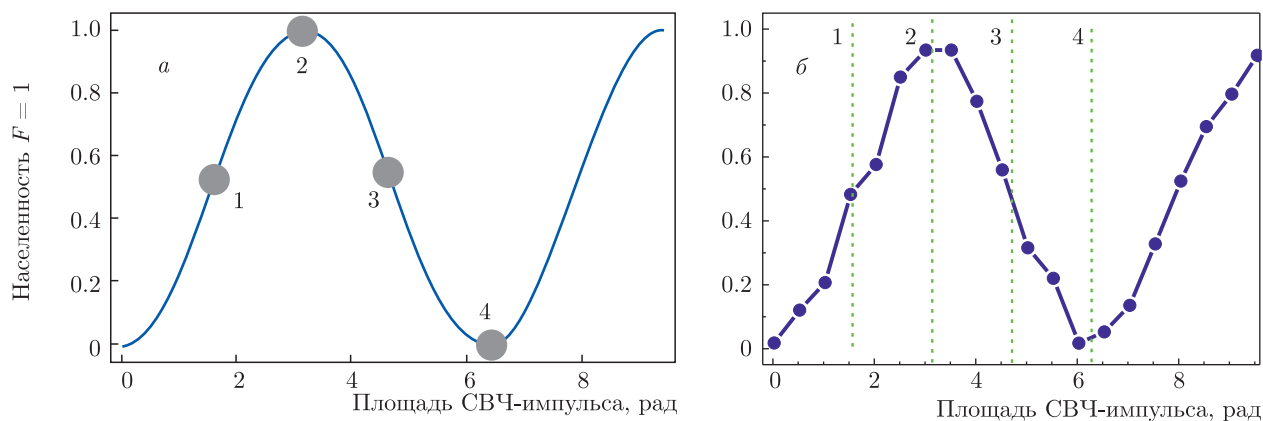
Обращает на себя внимание сдвиг центральной частоты резонанса около 8 кГц между двумя записями на рис. 7. Он вызван разницей в среднем световом сдвиге при модуляции ловушки и без модуляции, так что частота резонанса зависит от мощности лазера ловушки. Поэтому небольшое расхождение теории и эксперимента на вершинах резонансов предположительно связано с медленными дрейфами мощности дипольной ловушки в процессе записи, который занимает длительное время (около 1 ч). Наблюдаемая разница световых сдвигов соответствует расчетной при мощности излучения лазера дипольной ловушки 250 мВт на входе в вакуумную камеру МОЛ и радиусе пятна в фокусе ловушки 5 мкм по уровню интенсивности  $e^{-2}$ .

## 5. ОДНОКУБИТОВЫЕ КВАНТОВЫЕ ОПЕРАЦИИ НА СВЧ-ПЕРЕХОДЕ В ОДИНОЧНОМ АТОМЕ $^{87}\text{Rb}$

Базовыми однокубитовыми квантовыми операциями являются вентиль Адамара H, который создает когерентную суперпозицию двух состояний кубита, и вентиль инверсии NOT, который инвертирует состояние кубита. В нашем эксперименте их выполнение осуществляется путем экспериментального наблюдения осцилляций населенностей Раби на СВЧ-переходе и построения таблиц истинности при вращении вектора состояний кубита на угол  $\pi$  для вентиля NOT и на угол  $\pi/2$  для вентиля H при различных начальных состояниях (логические «0» и «1»). В качестве логического «0» выбирается начальное состояние СВЧ-перехода  $5S_{1/2}(F=2, M_F=0)$ , а в качестве логической «1» — конечное состояние  $5S_{1/2}(F=1, M_F=0)$ . Для приготовления начального состояния «1» сначала используется операция NOT, которая объединяется с последующим вращением кубита. Завершение каждой однокубитовой операции соответствует заданным площадям СВЧ-импульсов, показанным на рис. 8а.



**Рис. 7.** Экспериментальные записи спектра «часового» перехода  $5S_{1/2}(F = 2, M_F = 0) \rightarrow 5S_{1/2}(F = 1, M_F = 0)$  (синие кружки) и их сравнение с теоретическим расчетом по формуле (1) (красные пунктирные кривые) при времени взаимодействия  $t_0 = 0.12$  мс и частоте Раби: *a* — 4.2 кГц при включенной модуляции дипольной ловушки; *б* — 4 кГц без модуляции дипольной ловушки



**Рис. 8.** *a*) Идеальные осцилляции Раби на «часовом» СВЧ-переходе  $5S_{1/2}(F = 2, M_F = 0) \rightarrow 5S_{1/2}(F = 1, M_F = 0)$  между сверхтонкими подуровнями основного состояния атома  $^{87}\text{Rb}$  для выполнения однокубитовых квантовых операций на их основе. Точками обозначены конечные фазы осцилляций Раби, используемые для различных однокубитовых операций. *б*) Экспериментальная запись осцилляций Раби, соответствующая рис. 6*б*. Вертикальные линии задают точки пересечения площадей импульсов  $\pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$  с экспериментальными осцилляциями Раби для определения точности выполнения однокубитовых операций

На рис. 8*б* представлена экспериментальная запись осцилляций Раби из рис. 6*б*, приведенная к масштабам шкал образцового рис. 8*а*. Вертикальные линии задают точки пересечения площадей  $\pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$  с экспериментальными осцилляциями для определения точности выполнения однокубитовых операций.

В случае начального состояния «0» вентиля Адамара соответствует поворот на угол  $\pi/2$ , при этом СВЧ-импульс завершается в момент 1 (импульс площадью  $\pi/2$ ). После вращения на угол  $\pi/2$  населенность в точке 1 на рис. 8*б* составля-

ет  $0.489 \pm 0.02$  вместо идеального значения 0.5 на рис. 8*а*. Таким образом, точность выполнения вентиля Адамара из начального состояния «0» равна  $97.8 \pm 4\%$ .

В случае начального состояния «0» вентиля NOT соответствует поворот на угол  $\pi$ , СВЧ-импульс завершается в момент 2 (импульс площадью  $\pi$ ). На рис. 8*б* после вращения на угол  $\pi$  населенность в точке 2 составляет  $0.935 \pm 0.02$  вместо идеального значения 1 на рис. 8*а*. Таким образом, точность выполнения вентиля NOT из начального состояния «0» равна  $93.5 \pm 2\%$ .

Таблица истинности для каждой из однокубитовых операций по результатам измерений с различными начальными состояниями кубита

Начальное состояние кубита	Результат выполнения операции H	Точность выполнения операции H	Результат выполнения операции NOT	Точность выполнения операции NOT
0	$0.489 \pm 0.02$	$97.8 \pm 4 \%$	$0.935 \pm 0.02$	$93.5 \pm 2 \%$
1	$0.465 \pm 0.02$	$93 \pm 4 \%$	$0.035 \pm 0.02$	$96.5 \pm 2 \%$

Для построения таблиц истинности, соответствующих начальному состоянию «1», предварительно выполняется приготовление этого состояния поворотом кубита на угол  $\pi$ . На рис. 8а такое приготовление соответствует точке 2. Тогда на экспериментальной записи рис. 8б точность приготовления состояния «1» равна  $93.5 \pm 2 \%$ .

Для выполнения вентиля Адамара из состояния «1» происходит дополнительный поворот на угол  $\pi/2$ , что соответствует завершению СВЧ-импульса в момент 3. На рис. 8б после вращения из точки 2 на угол  $\pi/2$  населенность в точке 3 составляет  $0.465 \pm 0.02$  вместо идеального значения 0.5 на рис. 8а. Таким образом, точность выполнения вентиля Адамара из начального состояния «1» равна  $93 \pm 4 \%$ .

Для выполнения вентиля NOT из состояния «1» происходит дополнительный поворот на угол  $\pi$ , что соответствует завершению СВЧ-импульса в момент 4. На рис. 8б после вращения из точки 2 на угол  $\pi$  населенность в точке 4 составляет  $0.035 \pm 0.02$  вместо идеального значения 0 на рис. 8а. Тогда точность выполнения вентиля NOT из начального состояния «1» равна  $96.5 \pm 2 \%$ .

По результатам этих измерений была составлена таблица истинности для каждой из однокубитовых операций (таблица). Из нее можно определить, что средняя точность выполнения однокубитовых квантовых операций с одиночным атомом Rb составила  $95.2 \pm 3 \%$ . В работах других групп была продемонстрирована точность однокубитовой операции с нейтральными атомами на основе СВЧ-перехода выше 99% [26], поэтому в настоящее время ведутся работы по дальнейшему улучшению точности путем варьирования различных параметров эксперимента.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наши эксперименты с одиночным атомом  $^{87}\text{Rb}$  в оптической дипольной ловушке диаметром менее

10 мкм, сформированной длиннофокусным объективом с малой числовой апертурой и расположенным снаружи магнитооптической ловушки, показали, что выполнение захвата, удержания и управления квантовым состоянием одиночного атома возможно с точностью, достаточной для выполнения однокубитовых квантовых операций. Более того, одиночный атом может регистрироваться sCMOS-видеокамерой вместо EMCCD-камер, которые обычно используются для этой цели. Такая sCMOS-камера значительно дешевле EMCCD-камер, и в то же время она обеспечивает малые шумы регистрации и считывания. Мы показали, что sCMOS-камера пригодна для регистрации одиночных атомов при временах экспозиции 50–200 мс. Это время в несколько раз больше, чем для EMCCD-камер, но оно достаточно коротко для выполнения квантовых операций с одиночным атомом.

В такой экспериментальной схеме нам удалось осуществить оптическую накачку, наблюдать «часовой» СВЧ-переход между двумя сверхтонкими подуровнями одиночного атома  $^{87}\text{Rb}$  и продемонстрировать на нем осцилляции населенностей Раби с контрастом до 95%. Это эквивалентно выполнению базовых однокубитовых квантовых операций (вентилей Адамара и NOT) из различных начальных состояний кубита с точностью до 95%. При дальнейшем совершенствовании экспериментальной установки точность может быть увеличена свыше 99%, а сами эксперименты могут выполняться с массивом оптических дипольных ловушек, представляющих собой квантовый регистр. Отметим, что эксперименты в этом направлении, но с асферическими линзами внутри вакуумной камеры, выполняются также в Московском государственном университете, где была продемонстрирована загрузка одиночных атомов Rb в массив ловушек [9] и реализованы однокубитовые операции с одиночным атомом.

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-52-15010) (в части теории квантовой информатики), Российского научного фонда (грант № 18-12-00313) (в части экспериментальной реализации квантовых операций), Фонда перспективных исследований (в части создания экспериментальной установки) и Новосибирского государственного университета.

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. Saffman, T. G. Walker, and K. Mølmer, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2313 (2010).
2. И. И. Рябцев, И. И. Бетеров, Д. Б. Третьяков, В. М. Энтин, Е. А. Якшина, *УФН* **182**, 206 (2016) [I. I. Ryabtsev, I. I. Beterov, D. B. Tretyakov, V. M. Entin, and E. A. Yakshina, *Phys. Usp.* **59**, 196 (2016)].
3. M. Saffman, *J. Phys. B* **49**, 202001 (2016).
4. D. Barredo, S. de Léséleuc, V. Lienhard, T. Lahaye, and A. Browaeys, *Science* **354**, 1021 (2016).
5. T. M. Graham, M. Kwon, B. Grinkemeyer, Z. Marra, X. Jiang, M. T. Lichtman, Y. Sun, M. Ebert, and M. Saffman, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 230501 (2019).
6. H. Levine, A. Keesling, G. Semeghini, A. Omran, T. T. Wang, S. Ebadi, H. Bernien, M. Greiner, V. Vuletić, H. Pichler, and M. D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 170503 (2019).
7. W. Lee, M. Kim, H. Jo, and Y. Song, *J. Ahn. Phys. Rev. A* **99**, 043404(2019).
8. M. Schlosser, D. O. de Mello, D. Schäffner, T. Preuschoff, L. Kohfahl, and G. Birkl, *J. Phys. B* **53**, 144001 (2020).
9. S. R. Samoylenko, A. V. Lisitsin, D. Schepanovich, I. B. Bobrov, S. S. Straupe, and S. P. Kulik, *Las. Phys. Lett.* **17**(2), 025203 (2020).
10. T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1994).
11. N. Schlosser, G. Reymond, and P. Grangier, *Phys. Rev. Lett.* **89**, (023005) 2002.
12. E. A. Yakshina, D. B. Tretyakov, I. I. Beterov, V. M. Entin, C. Andreeva, A. Cinins, A. Markovski, Z. Iftikhar, A. Ekers, and I. I. Ryabtsev, *Phys. Rev. A* **94**, 043417 (2016).
13. M. J. Piotrowicz, M. Lichtman, K. Maller, G. Li, S. Zhang, L. Isenhower, and M. Saffman, *Phys. Rev. A* **88**, 013420 (2013).
14. M. Endres, H. Bernien, A. Keesling, H. Levine, E. R. Anschuetz, A. Krajenbrink, C. Senko, V. Vuletic, M. Greiner, and M. D. Lukin, *Science* **354**, 1024 (2016).
15. X. Li, F. Zhou, M. Ke, P. Xu, X.-D. He, J. Wang, and M.-S. Zhan, *Appl. Opt.* **57**(26), 7584 (2018).
16. V. A. Sautenkov, S. A. Saakyan, A. A. Bobrov, D. A. Kudrinskiy, E. V. Vilshanskaya, and B. B. Zelener, *J. Russian Laser Research* **40**, 230 (2019).
17. E. T. Davletov, V. V. Tsyganok, V. A. Khlebnikov, D. A. Pershin, D. V. Shaykin, and A. V. Akimov, *Phys. Rev. A* **102**, 011302(R) (2020).
18. Е. С. Федорова, Д. О. Трегубов, А. А. Головизин, Д. А. Мишин, Д. И. Проворченко, К. Ю. Хабарова, В. Н. Сорокин, Н. Н. Колачевский, *КЭ* **50**(3), 220 (2020) [E. S. Fedorova, D. O. Tregubov, A. A. Golovizin, D. A. Mishin, D. I. Provorchenko, K. Yu. Khabarova, V. N. Sorokin, and N. N. Kolachevsky, *Quantum Electronics* **50**(3), 220 (2020)].
19. В. А. Виноградов, К. А. Карпов, С. С. Лукашов, А. В. Турлапов, *КЭ* **50**(6), 520 (2020) [V. A. Vinogradov, K. A. Karpov, S. S. Lukashov, and A. V. Turlapov, *Quantum Electronics* **50**(6), 520 (2020)].
20. А. М. Машко, А. А. Мейстерсон, А. Е. Афанасьев, В. И. Балькин, *КЭ* **50**(6), 530 (2020) [A. M. Mashko, A. A. Meysterson, A. E. Afanasiev, and V. I. Balykin, *Quantum Electronics* **50**(6), 530 (2020)].
21. И. И. Бетеров, Е. А. Якшина, Д. Б. Третьяков, В. М. Энтин, У. Сингх, Я. В. Кудлаев, К. Ю. Митянин, К. А. Панов, Н. В. Альянова, И. И. Рябцев, *КЭ* **50**(6), 543 (2020) [I. I. Beterov, E. A. Yakshina, D. B. Tretyakov, V. M. Entin, U. Singh, Ya. V. Kudlaev, K. Yu. Mityanin, K. A. Panov, N. V. Alyanova, and I. I. Ryabtsev, *Quantum Electronics* **50**(6), 543 (2020)].
22. J. D. Pritchard, J. A. Isaacs, and M. Saffman, *Rev. Sci. Instr.* **87**, 073107 (2016).
23. C. Weitenberg, M. Endres, J. F. Sherson, M. Cheneau, P. Schauß, T. Fukuhara, I. Bloch, and S. Kuhr, *Nature* **471**, 319 (2011).
24. T. Xia, M. Lichtman, K. Maller, A. W. Carr, M. J. Piotrowicz, L. Isenhower, and M. Saffman, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 100503 (2015).
25. В. М. Энтин, Е. А. Якшина, Д. Б. Третьяков, И. И. Бетеров, И. И. Рябцев, *ЖЭТФ* **143**(5), 831 (2013) [V. M. Entin, E. A. Yakshina, D. B. Tretyakov, I. I. Beterov, and I. I. Ryabtsev, *JETP* **116**, 721 (2013)].
26. C. Sheng, X. He, P. Xu, R. Guo, K. Wang, Z. Xiong, M. Liu, J. Wang, and M. Zhan, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 240501(2018).