

Реализация однокубитовых квантовых операций с индивидуальной адресацией двух атомов рубидия в двух оптических дипольных ловушках

И.И.Бетеров, Е.А.Якшина, Д.Б.Третьяков, В.М.Энтин,
Н.В.Альянова, К.Ю.Митянин, А.М.Фарук, И.И.Рябцев

Представлены результаты экспериментов по реализации индивидуально адресуемых однокубитовых квантовых операций на СВЧ переходе с двумя атомами ^{87}Rb в двух оптических дипольных ловушках. Адресация осуществлялась с помощью дополнительного сфокусированного лазерного излучения, вызывающего дифференциальный световой сдвиг частоты СВЧ перехода. В отсутствие адресации в каждом из атомов 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 кубитов с частотой до 5.1 кГц, контрастом до 98% и временем когерентности до 4 мс. При включении адресации вероятность СВЧ перехода в адресуемом атоме подавлялась до среднего значения менее 5%. Осцилляции Раби, оставшиеся в другом атоме, имели прежний контраст и соответствовали реализации индивидуально адресуемых базовых однокубитовых квантовых операций (вентиль Адамара и вентиль NOT) из различных начальных состояний кубита со средней точностью $92\% \pm 3\%$. После перенормировки этой точности на погрешность приготовления и измерения квантовых состояний кубитов получена оценка для точности отдельных вращений кубитов в $97\% \pm 3\%$.

Ключевые слова: одиночные атомы, оптические ловушки, однокубитовые операции.

1. Введение

Экспериментальная реализация квантового компьютера с кубитами на основе одиночных нейтральных атомов в массивах оптических дипольных ловушек требует индивидуальной адресации отдельных кубитов для выполнения базовых одно- и двухкубитовых квантовых операций [1–5]. В общем случае такая адресация в массиве ловушек выполняется с помощью сфокусированного лазерного излучения, при этом диаметр его перетяжки должен быть меньше расстояния между соседними атомами в массиве.

В первых экспериментальных работах, демонстрирующих индивидуальную адресацию с атомами Rb, однокубитовые квантовые операции выполнялись на основе рамановских переходов между двумя сверхтонкими подуровнями основного состояния, являющимися рабочими уровнями кубитов [6, 7]. Рамановские переходы индуцировались двухчастотным лазерным излучением, сфокусированным на отдельный атом в одной из ловушек.

И.И.Бетеров. Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630073 Новосибирск, просп. Карла Маркса, 20

Е.А.Якшина, Д.Б.Третьяков, В.М.Энтин, Н.В.Альянова, К.Ю.Митянин, И.И.Рябцев. Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: ryabtsev@isp.nsc.ru

А.М.Фарук. Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; Department of Mathematics, Faculty of Science, Al-Azhar University, Nasr City 11884, Cairo, Egypt

Поступила в редакцию 17 марта 2021 г.

Однако добиться высокой точности выполнения однокубитовых операций этим методом не удалось вследствие довольно больших фазовых шумов лазерного излучения, которые ограничивают время когерентности до десятка микросекунд и менее при нестабильности разности частот рамановских лазеров в несколько килогерц.

Значительно большее время когерентности обеспечивают СВЧ переходы на часовых переходах в атомах щелочных металлов (6.837 ГГц для атомов ^{87}Rb , 9.193 ГГц для атомов ^{133}Cs). Для их возбуждения используются высокостабильные СВЧ генераторы с цифровыми синтезаторами частоты, имеющие ширину линии менее 100 Гц и время когерентности до десятков миллисекунд. Однако длина волны такого излучения (несколько сантиметров) значительно превышает размеры атомных массивов (менее 100 мкм), поэтому оно воздействует на все атомы одновременно. Для индивидуальной адресации на СВЧ переходах в работе [8] было впервые предложено и реализовано использование нерезонансного лазерного излучения, сфокусированного на один из атомов. Благодаря большой частотной отстройке оно не вызывает оптических переходов между атомными уровнями, но дает световой сдвиг уровней кубита вследствие динамического эффекта Штарка. Поскольку два рабочих уровня кубита испытывают несколько различающиеся световые сдвиги, частота СВЧ перехода в адресуемом лазерном поле оказывается сдвинутой относительно частоты перехода в свободном атоме. Если частоту СВЧ генератора отстроить на некоторую величину от точной частоты, то адресуемым лазерным полем можно его подстроить в точный резонанс с СВЧ полем. Либо, наоборот, частоту СВЧ генератора можно настроить на точный резонанс, а адресуемым лазерным полем выводить его из резонанса для адресуемых кубитов.

В настоящее время этот метод индивидуальной адресации обеспечивает наиболее высокую точность выпол-

нения однокубитовых квантовых операций. В недавних работах [9, 10] была продемонстрирована погрешность выполнения однокубитовых квантовых операций менее 0.01% при глобальной адресации всех кубитов и менее 0.2% при индивидуальной адресации отдельных кубитов.

В наших последних работах выполнялись эксперименты как по захвату одиночного атома Rb в одиночную оптическую дипольную ловушку [11] и ансамблей атомов Rb в массивы ловушек [12], так и по реализации однокубитовой квантовой операции на СВЧ переходе в одиночном атоме Rb в одиночной ловушке [13]. Особенностью выполняемых экспериментов является применение для формирования ловушек длиннофокусного объектива с малой числовой апертурой ($NA = 0.172$) и большим фокусным расстоянием ($f = 119$ мм), расположенного снаружи вакуумной камеры магнитооптической ловушки (МОЛ). Длиннофокусные объективы с малой числовой апертурой обычно применяются при реализации оптических дипольных ловушек для захвата больших ансамблей атомов [14–18]. Однако для ловушек с одиночными атомами такая схема потенциально может обеспечить более высокую точность выполнения двухкубитовых квантовых операций на основе кратковременного лазерного возбуждения атомов в ридберговские состояния [1–3]. В нашей схеме атомы находятся далеко от всех поверхностей, на которые постепенно осаждаются рабочие атомы, что приводит к формированию паразитных зарядов и электрических полей, сильно влияющих на ридберговские атомы. Другой особенностью является применение сравнительно дешевой цифровой sCMOS-видеокамеры для регистрации одиночных атомов по сигналу резонансной флуоресценции вместо обычно применяемых дорогостоящих EMCCD-камер.

Целями настоящей работы были реализация двух оптических дипольных ловушек с загрузкой одиночными атомами Rb и демонстрация базовых однокубитовых квантовых операций (вентилля Адамара и вентилля NOT) на основе СВЧ переходов с индивидуальной адресацией в имеющейся экспериментальной установке с длиннофокусным объективом и sCMOS-видеокамерой.

2. Экспериментальная установка

Принципиальная оптическая схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Первоначально атомы Rb охлаждаются и захватываются в 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 лазера Eagleyard EYP-DFB-0852 с распределенной обратной связью и полупроводникового усилителя Toptica Boosta Pro с выходной мощностью 1.4 Вт. Мощность излучения может модулироваться с помощью акустооптического модулятора (АОМ). К этому излучению с помощью стеклянной светоделительной пластины СД подмешивается излучение «выталкивающего» лазера с длиной волны 780 нм. Оно необходимо для определения квантовых состояний двух атомов после выполнения однокубитовых операций [13]. Далее излучение заводится в оптическую систему по оптоволокну, служащему пространственным фильтром.

После выхода из оптоволокну излучения лазера дипольной ловушки и выталкивающего лазера коллимируются и отражаются от пространственного модулятора света, который создает фазовую маску и преобразует волновой фронт обоих пучков таким образом, чтобы в фокусе объектива формировался набор максимумов интенсивности, соответствующий двум или нескольким дипольным ловушкам [5, 12, 19]. Задавая волновой фронт, можно также управлять расстоянием между ловушками. Далее излучения обоих лазеров пропускаются через поляризационный светоделитель ПСД, где к ним добавляется излучение лазера адресации с длиной волны 795 нм. Оно необходимо для индивидуальной адресации СВЧ излучения к одной из ловушек за счет дифференциального светового сдвига частоты СВЧ перехода. Перемещение пучка адресации осуществляется с помощью акустооптического дефлектора (АОД).

Затем излучения трех лазеров попадают на дихроичное зеркало. Оно имеет коэффициент отражения на длине

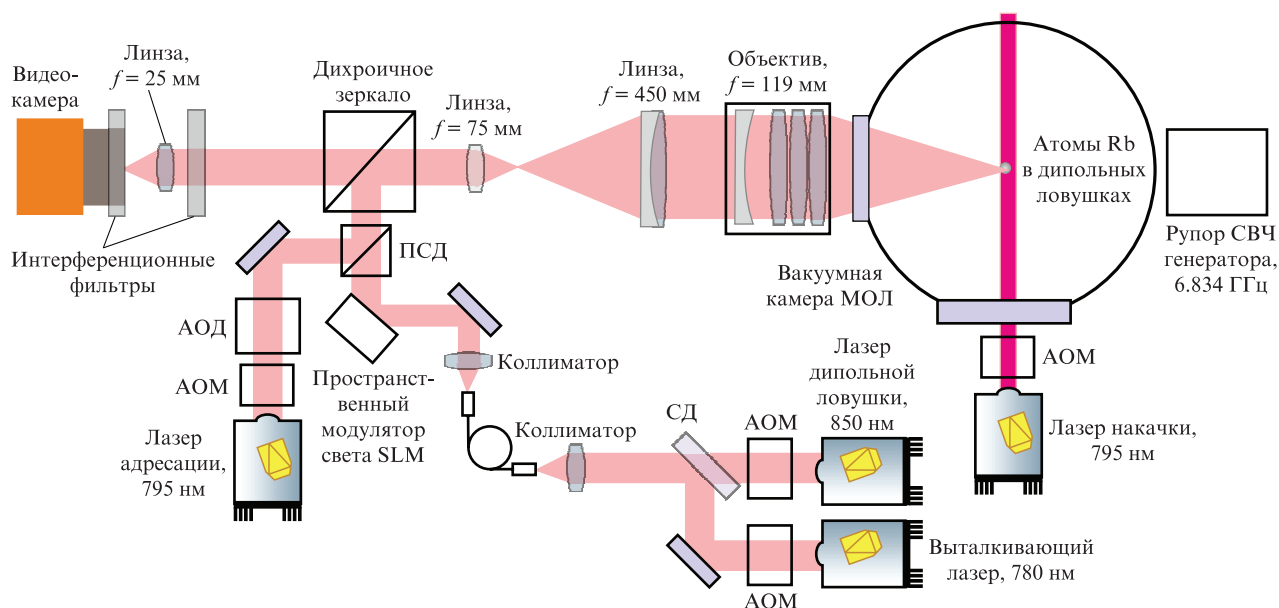


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для захвата двух одиночных атомов ^{87}Rb в две оптические дипольные ловушки, их регистрации, оптической накачки и выполнения однокубитовых квантовых операций на основе СВЧ перехода.

волны 850 нм более 95%, а на длине волны 780 нм – около 7% (для излучений с длиной волны 780 нм требуются мощности менее 1 мВт). Отраженные от дихроичного зеркала излучения фокусируются в облако холодных атомов Rb объективом с фокусным расстоянием $f = 119$ мм и числовой апертурой $NA = 0.172$. Данный объектив был сконструирован и впервые применен в работе [20]. Перед объективом установлен расширяющий телескоп из двух линз с увеличенными по сравнению с нашими предыдущими работами [11–13] фокусными расстояниями ($f = 75$ и 450 мм вместо $f = 25$ и 150 мм). Это уменьшило aberrации в оптической системе и позволило получить перетяжки диаметром 8–9 мкм (по уровню интенсивности e^{-2}) вместо 10–11 мкм. Такой диаметр должен обеспечить загрузку преимущественно одиночных атомов за счет эффекта светоиндуцированной столкновительной блокады [21].

Для визуализации изображения двух захваченных атомов Rb используется резонансная флуоресценция, индуцированная охлаждающими лазерными излучениями с длиной волны 780 нм (не показаны на рис.1). Спонтанно испускаемые фотоны собираются тем же объективом с $f = 119$ мм, проходят через телескоп, дихроичное зеркало и фокусируются линзой с $f = 25$ мм на цифровую sCMOS-видеокамеру FLIR Tau CNV. Для увеличения скорости сбора сигналов от одиночных атомов их изображения проецируются на одиночные пиксели видеокамеры, сигналы от которых затем обрабатываются по отдельности. 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.

Демонстрация однокубитовых квантовых операций осуществляется 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 кубитов. В схеме на рис.1 лазер накачки используется для предварительной накачки атомов на зеемановский подуровень $5S_{1/2}(F = 2, m_F = 0)$ (инициализация кубитов), а СВЧ генератор индуцирует осцилляции Раби между двумя рабочими уровнями кубитов (вращение вектора состояний кубитов на заданный угол). Пучок накачки, настроенный в резонанс с переходом $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F = 2)$, заводится ортогонально пучку дипольной ловушки, а его линейная поляризация направлена вдоль однородного магнитного поля величиной 4–5 Гс. Оно включается дополнительными катушками для снятия вырождения атомов по магнитным подуровням и задания оси квантования (при этом сначала выключается градиентное магнитное поле МОЛ). СВЧ излучение от генератора заводится через окно вакуумной камеры МОЛ с выхода самодельной рупорной антенны на основе коаксиально-волноводного перехода. Рупор ориентируется таким образом, чтобы магнитная составляющая СВЧ поля в области атомов совпадала по направлению с постоянным магнитным полем, что обеспечивает максимальную частоту Раби.

Временная диаграмма выполнения эксперимента по реализации однокубитовых квантовых операций в двух соседних оптических дипольных ловушках представлена на рис.2. Эксперимент выполняется в импульсном режиме. Атомы Rb первоначально загружаются в МОЛ в те-

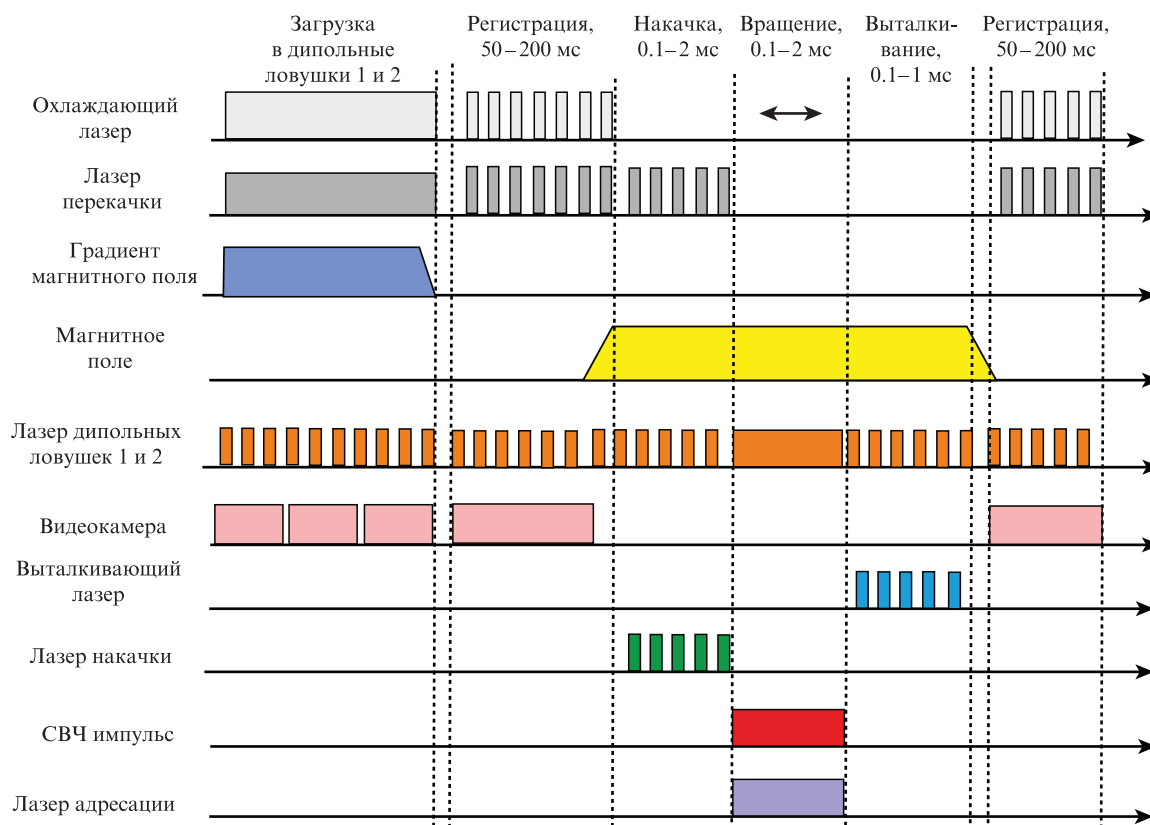


Рис.2. Временная диаграмма выполнения эксперимента по захвату двух одиночных атомов ^{87}Rb , оптической накачке и реализации однокубитовых квантовых операций на основе СВЧ перехода с индивидуальной адресацией в двух ловушках.

ние 0.1–5 с и одновременно загружаются в две оптические дипольные ловушки. При этом излучение лазера дипольной ловушки модулируется прямоугольными импульсами с частотой 1 МГц и скважностью 1.25, 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 последовательно снимков с временем экспозиции 100–150 мс до момента загрузки одиночных атомов в обе ловушки и появления первого сигнала резонансной флуоресценции от обоих атомов. Контроль захвата двух атомов Rb в два сфокусированных лазерных пучка осуществляется по сигналу резонансной флуоресценции и получению изображения двух атомов в ловушках на видеокамере.

По факту загрузки одиночных атомов в обе ловушки запускается процедура реализации однокубитовых квантовых операций и измерений. Охлаждающий лазер и градиентное магнитное поле МОЛ выключаются. Затем включаются пучки охлаждающего лазера и видеокамера для первой регистрации сигналов флуоресценции от двух захваченных атомов. После этого охлаждающий лазер выключается, и включается однородное магнитное поле. Затем включается лазер накачки с линейной поляризацией излучения вдоль магнитного поля, который действует на атомы в течение 0.1–2 мс и накачивает их на зеemannовский подуровень $5S_{1/2}(F=2, m_F=0)$ в присутствии излучения лазера перекачки. Потом лазеры накачки и перекачки выключаются, и включается импульс СВЧ излучения для выполнения однокубитовых квантовых операций. Частота СВЧ излучения настраивается вблизи частоты 6.834682 ГГц часового перехода $5S_{1/2}(F=2, m_F=0) \rightarrow 5S_{1/2}(F=1, m_F=0)$ между двумя рабочими уровнями кубита, нечувствительного к приложенному постоянному магнитному полю.

Для подавления осцилляций Раби в одном из атомов вместе с СВЧ импульсом включается импульс лазера адресации. Оптическая частота пучка лазера адресации может варьироваться для получения красной или синей отстройки 20–100 ГГц от переходов D₁-линии поглощения в атоме ^{87}Rb . При таких отстройках возбужденное состояние $5P_{1/2}$ не заселяется, но резонансная частота часового перехода получает значительный дифференциальный световой сдвиг (согласно расчетам, –5.7 кГц/мкВт для излучения лазера адресации, сфокусированного в диаметр 10 мкм и имеющего отстройку +50 ГГц). Этот сдвиг превышает типичную ширину СВЧ резонанса (1–10 кГц) и используется для вывода адресуемого атома из резонанса с СВЧ излучением при выполнении однокубитовых операций. Поскольку пучок адресации сфокусирован только на один из атомов, СВЧ переход и осцилляции Раби будут в нем подавлены, но они при этом будут возбуждаться в соседнем атоме. Пучок лазера адресации настраивается на один или другой кубит с помощью изменения частоты АОД, и делаются записи осцилляций Раби в обеих ловушках. Для измерения перекрестных помех при индивидуальной адресации определяется степень подавления осцилляций Раби в каждой ловушке в присутствии излучения лазера адресации.

Затем включается выталкивающий лазер, с помощью которого определяются конечные состояния двух ато-

мов в соседних ловушках. Для изотопа ^{87}Rb состоянию $5S_{1/2}(F=2)$ будет соответствовать отсутствие сигнала, поскольку выталкивающий лазер настроен на замкнутый переход $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=3)$ и выталкивает из ловушки атомы в состоянии $5S_{1/2}(F=2)$, а состоянию $5S_{1/2}(F=1)$ – максимальный сигнал, т. к. выталкивающий лазер не воздействует на атомы в этом состоянии. Окончательное измерение квантовых состояний двух атомов осуществляется путем повторного включения охлаждающего лазера и регистрации сигнала флуоресценции на цифровой видеокамере.

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.

3. Захват двух атомов ^{87}Rb в две оптические дипольные ловушки

Для реализации двух оптических дипольных ловушек была сформирована специальная фазовая маска SLM на основе модифицированного метода Гершберга–Сакстона [22] согласно методике нашей работы [12] (аналогичная методика применяется также в МГУ для создания массивов одиночных атомов большой размерности [5]). Полученный профиль распределения интенсивности излучения в фокусе объектива был предварительно измерен с помощью измерителя распределения интенсивности DataRay Beam'R2. Диаметр каждого из пучков по уровню e^{-2} не превышал 9 мкм, а расстояние между фокусами, при котором различные пучки хорошо разрешались, составило 12 мкм. При этом можно было ожидать, что атомы Rb в оптической дипольной ловушке должны локализоваться в области с меньшим диаметром, что обеспечит лучшее пространственное разрешение.

Далее был осуществлен захват атомов в две оптические дипольные ловушки согласно схеме рис.1. Изображение одиночных атомов в двух ловушках проецировалось на отдельные пиксели видеокамеры. Из видеосигналов этих пикселей вычитался средний уровень шумов и засветок, поэтому измеряемый сигнал был пропорционален интенсивности резонансной флуоресценции одиночного атома. После оптимизации всех параметров (подстройки оптической системы, мощностей и отстроек лазерных излучений, тока диспенсера атомов Rb, времени экспозиции видеокамеры) было получено изображение двух одиночных атомов ^{87}Rb в двух соседних оптических дипольных ловушках с изменяемым расстоянием R между центрами ловушек (рис.3). Изменение R достигалось изменением периода фазовой маски SLM. При $R = 9$ мкм изображения двух атомов частично перекрывались (рис.3,а), а при $R = 17$ мкм изображения были хорошо разрешены (рис.3,б). Наблюдаемый размер изображений атомов Rb в отдельных ловушках определялся размером пикселя видеокамеры (6.5 мкм).

Поскольку при $R = 17$ мкм изображение каждой ловушки умещалось на одиночных пикселях видеокамеры, можно было регистрировать по отдельности сигналы резонансной флуоресценции от каждого атома. Временная зависимость видеосигналов имела характер хаотических импульсов длительностью 1–50 с, соответствующих на-

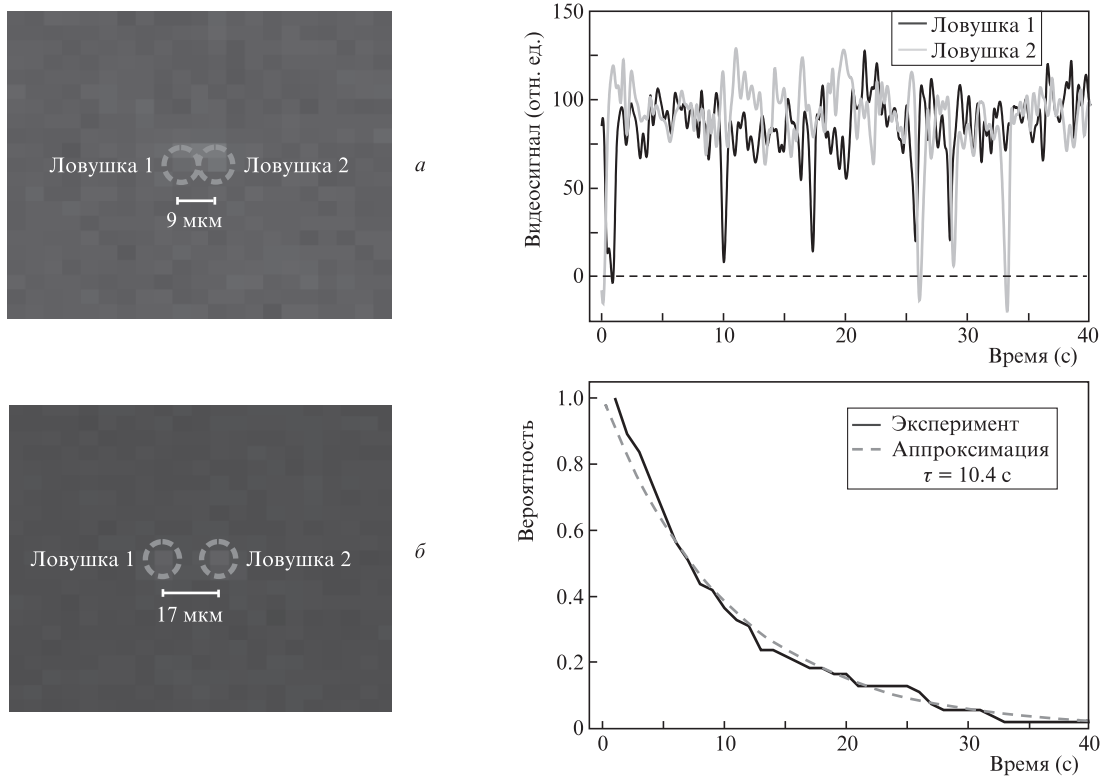


Рис.3. Изображение двух одиночных атомов ^{87}Rb в двух соседних оптических дипольных ловушках (светлые пиксели, обведенные кружками) с расстоянием между центрами $R = 9$ (а) и 17 мкм (б), а также телеграфные сигналы интенсивности флуоресценции двух одиночных атомов ^{87}Rb в двух соседних ловушках (в) и временная зависимость вероятности одновременного удержания двух атомов в двух ловушках по телеграфным сигналам (г).

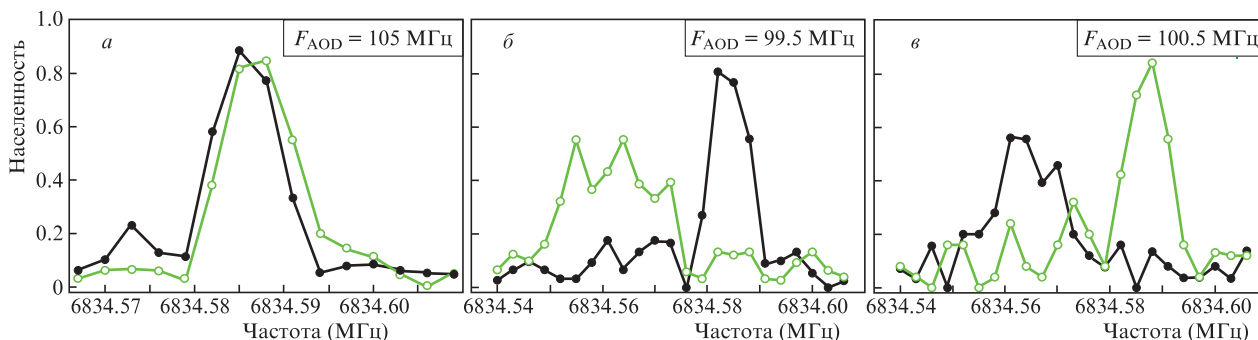


Рис.4. Результаты эксперимента по индивидуальной адресации атомов ^{87}Rb в ловушках 1 (●) и 2 (○) при взаимодействии с резонансным СВЧ излучением при $F_{\text{АОД}} = 105$ (а), 99.5 (б) и 100.5 МГц (в).

личию или отсутствию одиночного атома в каждой ловушке. Это так называемый телеграфный сигнал, имеющий импульсный характер на фоне шумов видеокамеры. В экспериментах для обеих ловушек были сначала получены независимые телеграфные сигналы (рис.4,а), которые позволили измерить среднее время удержания каждого атома в своей ловушке $\tau_1 = 16.6 \pm 2$ с. Наблюдение таких телеграфных сигналов свидетельствовало о достижении загрузки строго одиночных атомов в каждую из ловушек в режиме столкновительной блокады. Далее путем анализа корреляций двух телеграфных сигналов во времени было определено среднее время одновременного удержания двух атомов в двух ловушках $\tau_2 = 10.4 \pm 1$ с (рис.4,б). Это время достаточно велико для выполнения точных одно- и двухкубитовых квантовых операций с атомами в двух ловушках.

4. СВЧ переходы в двух атомах ^{87}Rb с индивидуальной адресацией

Для индивидуальной адресации при выполнении однокубитовых квантовых операций фокус излучения лазера адресации настраивался на одну или другую ловушку с помощью изменения частоты $F_{\text{АОД}}$ драйвера АОД, что было проверено в отдельных измерениях в модельной оптической системе. Пучок лазера адресации настраивался вручную по одной из координат, а по другой мог сканироваться с помощью АОД. При $F_{\text{АОД}} = 100.5$ МГц пучок был точно совмещен с ловушкой 1 (левая ловушка на рис.3,б), а при $F_{\text{АОД}} = 99.5$ МГц – с ловушкой 2 (правая ловушка на рис.3,б).

Далее были выполнены эксперименты по индивидуальной адресации атомов ^{87}Rb в обеих ловушках для

проверки возможности выключения взаимодействия с резонансным СВЧ излучением. Сначала было необходимо убедиться в наличии светового сдвига СВЧ резонансов при адресации к каждой ловушке. Когда пучок лазера адресации был сильно отстроен ($F_{AOD} = 105$ МГц), СВЧ резонанс был зарегистрирован в обеих ловушках (рис.4,а) на центральной частоте 6834.586 МГц (эта частота несколько отличается от справочного значения 6834.6826 МГц вследствие обнаруженной погрешности (~ 100 кГц) установки частоты используемого СВЧ генератора Agilent E8257D-567, как обсуждалось в нашей работе [13]). Ширина резонанса составляла 10 кГц и была обусловлена преимущественно фурье-шириной спектра СВЧ импульса, имеющего длительность 0.1 мс. Когда сфокусированный пучок лазера адресации был настроен на ловушку 2 ($F_{AOD} = 99.5$ МГц), СВЧ резонанс на частоте 6834.586 МГц наблюдался только в ловушке 1, а в ловушке 2 он был сдвинут на -21 кГц и уширен до 24 кГц адресующим излучением (рис.4,б). При настройке пучка на ловушку 1 ($F_{AOD} = 100.5$ МГц), СВЧ резонанс на частоте 6834.586 МГц наблюдался только в ловушке 2, а в ловушке 1 был сдвинут на -22 кГц и уширен до 14 кГц адресующим излучением (рис.4,в). Ширины и формы сдвинутых СВЧ резонансов несколько различались в ловушках 1 и 2. Это говорит о некотором различии параметров адресующего излучения, что могло быть связано с недостаточным точным совмещением адресующего пучка с каждой из ловушек.

Из рис.4,б,в также видно, что, при точной настройке на несмещенный СВЧ резонанс с частотой 6834.586 МГц в одной ловушке, крыло смещенного резонанса в другой ловушке на этой частоте имеет амплитуду до 12%–15%, что фактически представляет собой перекрестную помеху при индивидуальной адресации. Для ее уменьшения до 5%–10% мощность излучения адресующего лазера могла быть увеличена в несколько раз.

Далее был выполнен эксперимент по наблюдению осцилляций Раби при индивидуальной адресации атомов ^{87}Rb в двух ловушках при взаимодействии с резонансным СВЧ излучением, настроенным на центр часового перехода на частоте 6834.586 МГц. На рис.5 точками представлены экспериментально полученные осцилляции Раби. Каждая точка соответствует усреднению измеряемого сигнала по 50 реализациям. Когда сфокусированный пучок лазера адресации был настроен на ловушку 2 ($F_{AOD} = 99.5$ МГц), осцилляции Раби наблюдались только в ловушке 1, а в ловушке 2 были подавлены (рис.5,а).

При настройке пучка на ловушку 1 ($F_{AOD} = 100.5$ МГц) осцилляции Раби наблюдались только в ловушке 2, а в ловушке 1 были подавлены (рис.5,б). Амплитуда первой осцилляции Раби достигала 97%–98%, а перекрестные помехи при индивидуальной адресации составляли менее 8% в ловушке 2 (рис.5,а) и менее 5% в ловушке 1 (рис.5,б).

Как было отмечено в нашей работе [13], часовой СВЧ переход в атоме ^{87}Rb в идеальных условиях (без паразитных процессов) представляет собой идеальную двухуровневую систему без релаксации населенностей и фаз. В такой системе 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 системы описывается более сложной формулой. В работе [13] мы применяли формулу из нашей работы [23], полученную на основе решения уравнений для матрицы плотности в присутствии релаксации населенностей и фаз. Однако более адекватным представляется применение другой формулы, полученной нами аналитически в работе [24], где учитывается только релаксация фаз со скоростью Γ , но отсутствует релаксация населенностей в двухуровневой системе. В работе [24] она была выведена для эволюции населенностей при диполь-дипольном взаимодействии ридберговских атомов, но после переопределения переменных применима и в нашем случае. Для вероятности СВЧ перехода в двухуровневой системе с релаксацией фаз эта формула дает

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

Здесь Ω – частота Раби магнитодипольного часового перехода, а δ – отстройка от точной частоты часового перехода с учетом возможного светового сдвига частоты под действием лазера дипольной ловушки, если измерение проводится во включенной ловушке. Формула (1) спра-

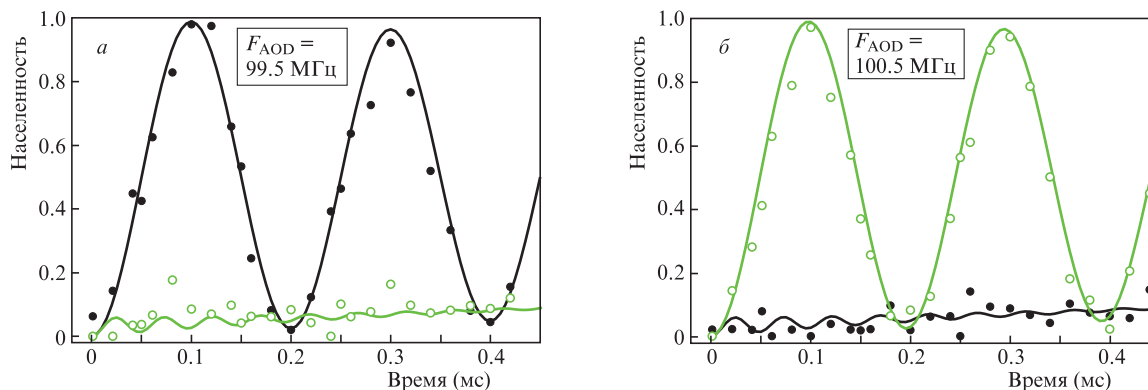


Рис.5. Осцилляции Раби при индивидуальной адресации атомов ^{87}Rb в ловушках 1 (●) и 2 (○) при взаимодействии с резонансным СВЧ излучением, настроенным на центр часового перехода на частоте 6834.586 МГц при $F_{AOD} = 99.5$ (а) и 100.5 МГц (б).

ведлива при $\Omega > 3\Gamma$, т.е. при достаточно медленной релаксации фаз. Она также дает спектр перехода при сканировании δ для фиксированного времени взаимодействия t_0 .

В точном резонансе ($\delta = 0$) населенность осциллирует между начальным и конечным состоянием на частоте Ω (осцилляции Раби):

$$\rho(t) \approx \frac{1}{2} \left[1 - \exp\left(-\frac{\Gamma t}{2}\right) \cos(\Omega t) \right]. \quad (2)$$

В отсутствие релаксации фаз ($\Gamma = 0$) осцилляции Раби длятся бесконечно долго. При $\Gamma \neq 0$ время когерентности (затухания) осцилляций Раби можно определить как $\tau = 2/\Gamma$ и измерять его путем проведения сравнения между экспериментом и формулой (2). При $t \rightarrow \infty$ населенность выходит на стационарное значение $1/2$.

На рис.5 сплошными кривыми показаны результаты аппроксимации экспериментальных точек в обеих ловушках с помощью формул (1) и (2). Для неадресуемых ловушек с полными осцилляциями Раби бралась формула (2). Из нее были получены значения $\Omega/2\pi = 5.0 \pm 0.05$ кГц и $\tau = 4.0 \pm 0.5$ мс для ловушки 1 (рис.5,а) и $\Omega/2\pi = 5.1 \pm 0.05$ кГц и $\tau = 4.0 \pm 0.5$ мс для ловушки 2 (рис.5,б).

Для адресуемых ловушек с подавленными осцилляциями Раби бралась формула (1) с большими значениями отстройек δ и значениями Ω , измеренными выше. Из нее были получены приближенные значения $\delta/2\pi = 20 \pm 5$ кГц и $\tau = 0.4 \pm 0.2$ мс для ловушки 2 (рис.5,а) и для ловушки 1 (рис.5,б). Эти значения имеют большую неопределенность вследствие большой эффективной частоты Раби $\sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$ при больших δ и меньшего времени когерентности из-за дополнительного уширения и нелоренцева контура СВЧ резонанса в адресуемых ловушках, как видно из рис.4. Тем не менее сделанная приближенная аппроксимация удовлетворительно описывает медленное нарастание среднего уровня сигнала в этих ловушках со временем для оценки перекрестных помех при индивидуальной адресации.

5. Однокубитовые квантовые операции на СВЧ переходах в двух атомах ^{87}Rb с индивидуальной адресацией

Наличие индивидуально адресованных осцилляций Раби на рис.5 фактически соответствует демонстрации индивидуально адресованных однокубитовых квантовых

операций из различных начальных состояний кубитов в двух соседних ловушках. Измерение точности выполнения однокубитовых квантовых операций в каждой ловушке производится путем экспериментальных измерений вероятностей переходов при осцилляциях Раби и построения таблиц истинности при вращении вектора состояний кубита на угол π для вентиля NOT и на угол $\pi/2$ для аналога вентиля Адамара Н при различных начальных состояниях (логические «0» и «1»). В качестве логического «0» выбирается начальное состояние $5S_{1/2}(F = 2, m_F = 0)$, 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.

На рис.6 представлена экспериментальная запись осцилляций Раби из рис.5, приведенная к масштабу площади СВЧ импульса согласно измеренным частотам Раби в двух ловушках. Вертикальные линии задают точки 1–4 для пересечения площадей $\pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ с экспериментальными осцилляциями для определения точности выполнения однокубитовых операций.

В случае начального состояния «0» вентилю 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.6,а для ловушки 1 составляет 0.43 ± 0.02 вместо идеального значения 0.5. Таким образом, точность выполнения вентиля Адамара из начального состояния «0» в ловушке 1 равна $86\% \pm 4\%$. При этом амплитуда перекрестного сигнала в ловушке 2 составляет 0.037 ± 0.01 , что соответствует погрешности индивидуальной адресации $3.7\% \pm 1\%$. Аналогичный анализ осцилляций Раби в ловушке 2 (рис.6,б) дает населенность в точке 1, равную 0.41 ± 0.02 , и точность выполнения вентиля Адамара из начального состояния «0» в ловушке 2, равную $82\% \pm 4\%$. При этом амплитуда перекрестного сигнала в ловушке 1 составляет 0.078 ± 0.01 , что соответствует погрешности индивидуальной адресации $7.8\% \pm 1\%$.

В случае начального состояния «0» вентилю NOT соответствует поворот на угол π , СВЧ импульс завершается в момент 2 (импульс площадью π). На рис.6,а после вращения на угол π населенность в точке 2 для ловушки 1 составляет 0.98 ± 0.02 вместо идеального значения 1, т.е. точность выполнения вентиля NOT из начального состояния «0» в ловушке 1 равна $98\% \pm 2\%$. При этом амплитуда

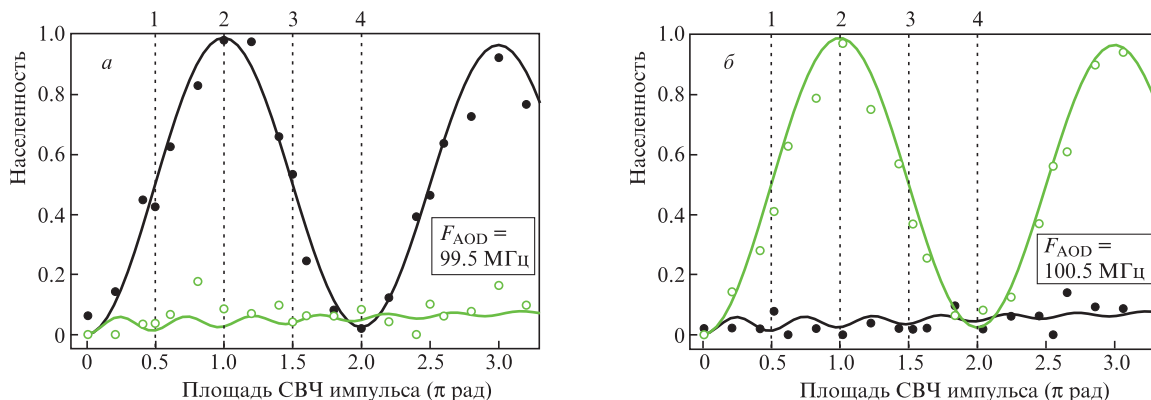


Рис.6. Экспериментальные записи соответствующих рис.5 осцилляций Раби, приведенные к масштабу площади СВЧ импульса согласно измеренным частотам Раби в ловушках 1 (●) и 2 (○) при $F_{\text{AOD}} = 99.5$ (а) и 100.5 МГц (б).

литуда перекрестного сигнала в ловушке 2 составляет 0.085 ± 0.01 , что соответствует погрешности индивидуальной адресации $8.5\% \pm 1\%$. Для ловушки 2 (рис.6,б) населенность в точке 2 равна 0.97 ± 0.02 , а точность выполнения вентилей NOT из начального состояния $\langle 0 \rangle - 97\% \pm 2\%$, при этом амплитуда перекрестного сигнала в ловушке 1 составляет 0.01 ± 0.01 (погрешность индивидуальной адресации $1\% \pm 1\%$).

Для построения таблиц истинности, соответствующих начальному состоянию $\langle 1 \rangle$, предварительно выполняется приготовление этого состояния поворотом кубита на угол π (точка 2 на рис.6).

Для выполнения вентилей Адамара из состояния $\langle 1 \rangle$ происходит дополнительный поворот на угол $\pi/2$, что соответствует завершению СВЧ импульса в момент 3. На рис.6,а после вращения из точки 2 на угол $\pi/2$ населенность в точке 3 для ловушки 1 составляет 0.53 ± 0.02 вместо идеального значения 0.5 (точность выполнения вентилей Адамара из начального состояния $\langle 1 \rangle$ в ловушке 1 равна $94\% \pm 4\%$). Амплитуда перекрестного сигнала в ловушке 2 составляет 0.042 ± 0.01 , соответствующая погрешность индивидуальной адресации $4.2\% \pm 1\%$. Для ловушки 2 (рис. 6,б) населенность в точке 3 равна 0.44 ± 0.02 , а точность выполнения вентилей Адамара из начального состояния $\langle 0 \rangle$ в ловушке 2 – $88\% \pm 4\%$. Амплитуда перекрестного сигнала в ловушке 1 составляет 0.018 ± 0.01 (погрешность индивидуальной адресации $1.8\% \pm 1\%$).

Для выполнения вентилей NOT из состояния $\langle 1 \rangle$ происходит дополнительный поворот на угол π , СВЧ импульс завершается в момент 4. На рис.6,а после вращения из точки 2 на угол π населенность в точке 4 для ловушки 1 составляет 0.02 ± 0.02 вместо идеального значения 0, тогда точность выполнения вентилей NOT из начального состояния $\langle 1 \rangle$ для ловушки 1 равна $98\% \pm 2\%$. В ловушке 2 амплитуда перекрестного сигнала составляет 0.083 ± 0.01 (погрешность индивидуальной адресации $8.3\% \pm 1\%$). Для ловушки 2 (рис.6,б) населенность в точке 4 равна 0.078 ± 0.02 , а точность выполнения вентилей NOT из начального состояния $\langle 1 \rangle$ в ловушке 2 – $92\% \pm 2\%$. В ловушке 1 амплитуда перекрестного сигнала составляет 0.02 ± 0.01 (погрешность индивидуальной адресации $2\% \pm 1\%$).

По результатам этих прямых измерений была составлена таблица истинности для каждой из однокубитовых операций и перекрестных помех в каждой из двух ловушек (табл.1). Из нее видно, что наибольшую погрешность реализации имеют вентили Адамара, а вентили NOT достигают гораздо большей точности. Это связано с тем, что для вентилей NOT на рис.6 зависимость сигнала от площади СВЧ импульса вокруг точек 2 и 4 квадратичная,

а для вентилей Адамара вокруг точек 1 и 3 – линейная. Как уже упоминалось, каждая экспериментальная точка на рис.6 соответствует усреднению измеряемого сигнала по 50 реализациям, поэтому запись каждой точки занимает от одной до нескольких минут. Если в течение такой длительной записи происходит дрейф интенсивности дипольных ловушек или частоты СВЧ генератора, это приводит к гораздо большим погрешностям сигнала в точках 1 и 3, которые находятся на линейном участке, чем в точках 2 и 4, которые фактически находятся в насыщении и менее чувствительны к дрейфам.

6. Заключение

Из табл.1 можно определить, что в нашем эксперименте средняя точность выполнения однокубитовых квантовых операций с двумя индивидуально адресуемыми атомами Rb в двух соседних ловушках составила $92\% \pm 3\%$, а уровень перекрестных помех – $4.7\% \pm 1\%$. Однако в литературе по квантовым вычислениям общепринятым является представление результатов измерения точности квантовых операций, перенормированных с учетом ошибок приготовления начального состояния и измерения конечного состояния кубитов, так называемых State-Preparation-and-Measurement errors (SPAM). Это связано с тем, что точность выполнения квантовых операций F в процессе всего алгоритма квантовых вычислений будет определяться только погрешностью вращения вектора состояний кубита на заданные углы и не будет зависеть от ошибки SPAM.

Одним из методов отделения F от SPAM по результатам прямых измерений является Randomized Benchmarking (RB) [25], в котором выполняется последовательность множества случайно выбранных однокубитовых квантовых операций с известной общей площадью вращающих импульсов. В отсутствие погрешности вращений такая последовательность должна давать строго определенное конечное состояние кубита, а при наличии погрешности вращений оно будет иметь некоторую ошибку. В экспериментах должна измеряться зависимость вероятности нужного конечного состояния кубита от числа вращений. При этом SPAM будет влиять только на точность измерения после первого вращения, а величина F извлекается из наклона полученной зависимости от числа вращений и не зависит от SPAM.

Например, в экспериментальных работах [9, 10] такие измерения были реализованы с кубитами на основе одиночных атомов Cs или Rb в массивах оптических дипольных ловушек при выполнении однокубитовых квантовых операций на СВЧ переходах, как в нашем эксперименте.

Табл.1. Таблица истинности для точности однокубитовых операций и перекрестных помех в каждой из двух ловушек по результатам прямых измерений с различными начальными состояниями кубитов.

Начальное состояние кубита	Точность выполнения операции H	Погрешность адресации при операции H	Точность выполнения операции NOT	Погрешность адресации при операции NOT
0	Ловушка 1 $86\% \pm 4\%$	Ловушка 2 $3.7\% \pm 1\%$	Ловушка 1 $98\% \pm 2\%$	Ловушка 2 $8.5\% \pm 1\%$
	Ловушка 2 $82\% \pm 4\%$	Ловушка 1 $7.8\% \pm 1\%$	Ловушка 2 $97\% \pm 2\%$	Ловушка 1 $1\% \pm 1\%$
1	Ловушка 1 $94\% \pm 4\%$	Ловушка 2 $4.2\% \pm 1\%$	Ловушка 1 $98\% \pm 2\%$	Ловушка 2 $8.3\% \pm 1\%$
	Ловушка 2 $88\% \pm 4\%$	Ловушка 1 $1.8\% \pm 1\%$	Ловушка 2 $92\% \pm 2\%$	Ловушка 1 $2\% \pm 1\%$

В этих работах точность получения заданного состояния после первого вращения составляла около 99%, а после выполнения последующих вращений было определено гораздо меньшее среднее значение ошибки отдельного вращения $F < 10^{-3} - 10^{-4}$. Фактически ошибка первого вращения полностью определялась ошибкой SPAM.

Таким образом, представленные в табл.1 значения точностей по результатам прямых измерений следует перенормировать на ошибки SPAM для определения истинной средней величины погрешности вращений F (усреднение проводится по всем квантовым операциям из обоих начальных состояний). Поскольку экспериментальная реализация метода RB потребовала бы большого объема дополнительных работ, здесь мы ограничимся оценкой величины ошибок SPAM в наших экспериментах. Она находится на уровне 5% и складывается из измеренной ранее в работе [13] погрешности оптической накачки (2%–3%), потери атомов из ловушки за время цикла (1%–2%) и паразитной перекачки населенностей при определении состояний атомов методом выталкивания (2%–3%). Тогда полученную среднюю точность однокубитовых операций $92\% \pm 3\%$ для грубой оценки следует разделить на 0.95. В результате получаем оценку истинной средней величины погрешности вращений $F = 97\% \pm 3\%$. Эта точность выполнения однокубитовых квантовых операций с индивидуальной адресацией достаточно высока для постановки экспериментов по реализации двухкубитовых квантовых операций на основе кратковременного возбуждения атомов в ридберговские состояния.

Авторы выражают признательность М.Саффману и С.С.Страупе за полезные обсуждения. Работа была поддержана РФФИ (в части теории квантовой информатики) (грант № 19-52-15010), РНФ (в части экспериментальной реализации квантовых операций) (грант № 18-12-00313), Фондом перспективных исследований (в части создания лазерных систем возбуждения и накачки атомов в дипольной ловушке) и Новосибирским государственным университетом (в части создания системы лазерного охлаждения в магнитооптической ловушке).

- Saffman M., Walker T.G., Mølmer K. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 2313 (2010).
- Рябцев И.И., Бетеров И.И., Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Якшина Е.А. *УФН*, **182**, 206 (2016) [*Phys. Usp.*, **59**, 196 (2016)].
- Saffman M. *J. Phys. B*, **49**, 202001 (2016).
- Graham T.M., Kwon M., Grinkemeyer B., Marra Z., Jiang X., Lichtman M.T., Sun Y., Ebert M., Saffman M. *Phys. Rev. Lett.*, **123**, 230501 (2019).
- Samoylenko S.R., Lisitsin A.V., Schepanovich D., Bobrov I.B., Straupe S.S., Kulik S.P. *Las. Phys. Lett.*, **17** (2), 025203 (2020).
- Yavuz D.D., Kulatunga P.B., Urban E., Johnson T.A., Proite N., Henage T., Walker T.G., Saffman M. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 063001 (2006).
- Jones M.P.A., Beugnon J., Gaëtan A., Zhang J., Messin G., Browaeys A., Grangier P. *Phys. Rev. A*, **75**, 040301 (2007).
- Weitenberg C., Endres M., Sherson J.F., Cheneau M., Schauf P., Fukuhara T., Bloch I., Kuhr S. *Nature*, **471**, 319 (2011).
- Xia T., Lichtman M., Maller K., Carr A.W., Piotrowicz M.J., Isenhower L., Saffman M. *Phys. Rev. Lett.*, **114**, 100503 (2015).
- Sheng C., He X., Xu P., Guo R., Wang K., Xiong Z., Liu M., Wang J., Zhan M. *Phys. Rev. Lett.*, **121**, 240501 (2018).
- Бетеров И.И., Якшина Е.А., Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Сингх У., Кудлаев Я.В., Митянин К.Ю., Панов К.А., Альянова Н.В., Рябцев И.И. *Квантовая электроника*, **50** (6), 543 (2020) [*Quantum Electron.*, **50** (6), 543 (2020)].
- Рябцев И.И., Митянин К.Ю., Бетеров И.И., Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Якшина Е.А., Альянова Н.В., Неизвестный И.Г. *Автоматика*, **56** (5), 72 (2020) [*Optoelectron. Instrument. Proc.*, **56** (5), 510 (2020)].
- Бетеров И.И., Якшина Е.А., Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Альянова Н.В., Митянин К.Ю., Рябцев И.И. *ЖЭТФ*, **159** (3), 409 (2021) [*J. Exp. Theor. Phys.*, **132** (3), 341 (2021)].
- Sautenkov V.A., Saakyan S.A., Bobrov A.A., Kudrinskiy D.A., Vilshanskaya E.V., Zelener B.V. *J. Russ. Laser Res.*, **40**, 230 (2019).
- Davletov E.T., Tsyganok V.V., Khlebnikov V.A., Pershin D.A., Shaykin D.V., Akimov A.V. *Phys. Rev. A*, **102**, 011302(R) (2020).
- Федорова Е.С., Трегубов Д.О., Головизин А.А., Мишин Д.А., Проворченко Д.И., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н., Колачевский Н.Н. *Квантовая электроника*, **50** (3), 220 (2020) [*Quantum Electron.*, **50** (3), 220 (2020)].
- Виноградов В.А., Карпов К.А., Лукашов С.С., Турлапов А.В. *Квантовая электроника*, **50** (6), 520 (2020) [*Quantum Electron.*, **50** (6), 520 (2020)].
- Машко А.М., Мейстерсон А.А., Афанасьев А.Е., Балькин В.И. *Квантовая электроника*, **50** (6), 530 (2020) [*Quantum Electron.*, **50** (6), 530 (2020)].
- Barredo D., de Léséleuc S., Lienhard V., Lahaye T., Browaeys A. *Science*, **354**, 1021 (2016).
- Pritchard J.D., Isaacs J.A., Saffman M. *Rev. Sci. Instrum.*, **87**, 073107 (2016).
- Schlosser N., Reymond G., Grangier P. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 023005 (2002).
- Gerchberg R.W., Saxton W.O. *Optic (Stuttgart)*, **34**, 237 (1972).
- Энтин В.М., Якшина Е.А., Третьяков Д.Б., Бетеров И.И., Рябцев И.И. *ЖЭТФ*, **143** (5), 831 (2013) [*J. Exp. Theor. Phys.*, **116**, 721 (2013)].
- Yakshina E.A., Tretyakov D.B., Beterov I.I., Entin V.M., Andreeva C., Cinins A., Markovski A., Iftikhar Z., Ekers A., Ryabtsev I.I. *Phys. Rev. A*, **94**, 043417 (2016).
- Knill E., Leibfried D., Reichle R., Britton J., Blakestad R.B., Jost J.D., Langer C., Ozeri R., Seidelin S., Wineland D.J. *Phys. Rev. A*, **77**, 012307 (2008).