

РЕАЛИЗАЦИЯ ДВУХКУБИТНЫХ РИДБЕРГОВСКИХ ОПЕРАЦИЙ НА НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМАХ ^{87}Rb В СИСТЕМАХ С РАЗЛИЧНЫМИ ПРОМЕЖУТОЧНЫМИ УРОВНЯМИ

И. В. Юхновец^{a,b,c}, О. В. Бычкова^a, И. Б. Бобров^d, А. П. Гордеев^{a,d},
М. Ю. Голощапов^{b,c}, Г. И. Стручалин^d, С. С. Страуне^{b,d}*

^a Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
199911, Москва, Россия

^b Российский квантовый центр
143025, Сколково, Россия

^c Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия

^d Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
199911, Москва, Россия

Поступила в редакцию 7 мая 2026 г.,
после переработки 9 июня 2026 г.
Принята к публикации 10 июня 2026 г.

Представлена экспериментальная установка для реализации двухкубитных операций на нейтральных атомах (^{87}Rb) с возможностью применения двух различных схем ридберговского возбуждения. Одна из них предполагает использование $5P_{1/2}$ в качестве промежуточного уровня и локальное воздействие луча второй ступени на адресуемые атомы. Вторая схема задействует уровень $6P_{3/2}$; в ней запутываемые частицы вынесены в отдельную зону, через которую проходят оба ридберговских луча. Анализируются преимущества и ограничения обеих схем. С опорой на численное моделирование, выполненное в разработанном авторами на языке Julia пакете, продемонстрировано, что выбор пространственной конфигурации вносит больший вклад в точность квантовых операций, нежели выбор промежуточного уровня. Показана экспериментальная реализация схемы с использованием уровня $6P_{3/2}$, которая позволила достигнуть точности двухкубитных операций 94 %.

Ключевые слова: нейтральные атомы, квантовые вычисления, атомные кубиты, двухфотонное ридберговское возбуждение, двухкубитные операции, зональная архитектура, точность операций

*Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2025), Новосибирск, декабрь 2025 г.*

DOI: 10.31857/S0044451026100033

1. ВВЕДЕНИЕ

Для практической реализации универсальных квантовых вычислений требуется совмещение по меньшей мере трех свойств: длительного времени когерентности, высокоточного набора базовых логических операций и архитектуры, допускающей мас-

штабирование числа кубитов без фундаментального усложнения управления [1]. Третье свойство особенно характерно для платформ на нейтральных атомах, что выделяет их в сравнении с другими платформами (ионными, сверхпроводниковыми и т. д.). Также для осуществления универсальных квантовых вычислений необходима по крайней мере одна двухкубитная запутывающая операция [2]. К числу основных преимуществ атомных платформ, помимо упомянутого свойства масштабирования, относятся естественная идентичность атомов одного

* E-mail: i.yukhnovets@rqc.ru

изотопа, в отсутствие неоднородных внешних (паразитных) электромагнитных полей исключающая необходимость индивидуальной калибровки, и кодирование кубитов в сверхтонких подуровнях основного состояния, обеспечивающее длительные времена когерентности кубитных состояний [3].

Изотоп ^{87}Rb является одним из наиболее широко используемых элементов в данной области благодаря ряду факторов: хорошо изученной атомной структуре, наличию удобных замкнутых циклических переходов для лазерного охлаждения на линии D_2 , доступности источников лазерного излучения значительной мощности на требуемых длинах волн, а также благоприятной структуре сверхтонких подуровней, способствующей увеличению времени когерентности.

В последние годы технические возможности позволяют получать массивы из нескольких сотен вычислительных кубитов, представляющих собой атомы рубидия [4, 5]. В работе [6] представлен массив атомов цезия, состоящий из 6100 кубитов, но важно отметить, что на них не выполняются двухкубитные операции (далее для них также используются термины «гейт» и «вентиль»), а только демонстрируется возможность когерентного управления.

На большинстве экспериментальных установок рассматриваемого класса двухкубитные гейты реализуются на основе эффекта ридберговской блокады: возбуждение одного атома в ридберговское состояние приводит к сдвигу энергетических уровней соседнего атома, находящегося в пределах радиуса блокады, вследствие чего возбуждение второго атома в то же состояние оказывается невозможным [3, 7–9]. Данное явление позволяет реализовывать контролируемые двухкубитные операции типа CZ и CNOT.

В то время как для однокубитных операций достигнута точность 99.997% [10, 11], двухкубитные операции в настоящее время характеризуются значениями ошибки на 2–3 порядка выше [5, 12].

В данной работе рассматриваются схемы двухфотонного ридберговского возбуждения как через промежуточный уровень $5P_{1/2}$ (рис. 1 а; далее для краткости будем называть ее «схема А»), так и через уровень $6P_{3/2}$ (рис. 2 а; далее — «схема Б»). Реализации этих схем отличаются пространственной конфигурацией — в системе с $5P_{1/2}$ луч второй ступени обеспечивает адресное воздействие на запутываемые частицы, в системе с $6P_{3/2}$ используется зонное разделение: запутываемые атомы переносятся в специальную зону, через которую проходят лучи ридберговского возбуждения. Перед описанием наше-

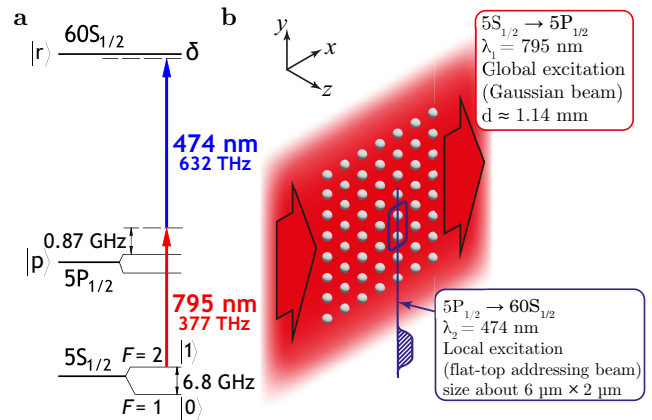


Рис. 1. Схема реализации возбуждения через промежуточный уровень $5P_{1/2}$. а — Схема двухфотонного возбуждения в состояние $|r\rangle$ через промежуточное состояние $|p\rangle$. б — Экспериментальная реализация. Пучок для первой стадии возбуждения является глобальным и распространяется вдоль направления x . Пучок для второй стадии возбуждения обеспечивает селективную по узлам адресацию, распространяется вдоль z и имеет плоский профиль интенсивности (flat-top)

го эксперимента уделим внимание краткому обзору аналогичных систем, поскольку и первое, и второе состояния активно применяются на установках такого типа в качестве промежуточных.

В работах [13, 14] отдельные атомы ^{87}Rb были вынесены в зону запутывания (она же зона вычислений) — одномерный массив оптических пинцетов, через который проходили лучи обеих ступеней ридберговского возбуждения. Использовался промежуточный уровень $6P_{3/2}$. Были продемонстрированы осцилляции Раби ридберговского возбуждения со слабым затуханием и запутанные состояния с точностью 0.974, что стало одним из ключевых ранних рубежей в рассматриваемой области.

В работе [15] была реализована двумерная реконфигурируемая система, в которой сверхтонкие состояния использовались для хранения и транспортировки квантовой информации, а ридберговское возбуждение — для выполнения двухкубитных операций. В 2026 г. авторами работы [15] создана зонная архитектура с элементами отказоустойчивых вычислений на массивах до 448 атомов ^{87}Rb [5]. К настоящему времени на данной установке ридберговские пучки, проходящие через зону запутывания, имеют профиль «flat-top» (пучок с плоскими профилями интенсивности и фазы). Для краткости будем далее называть их плоскими пучками.

Промежуточные уровни $5P_{1/2}$ и $5P_{3/2}$ и локальное возбуждение также используются [16–19]. В ра-

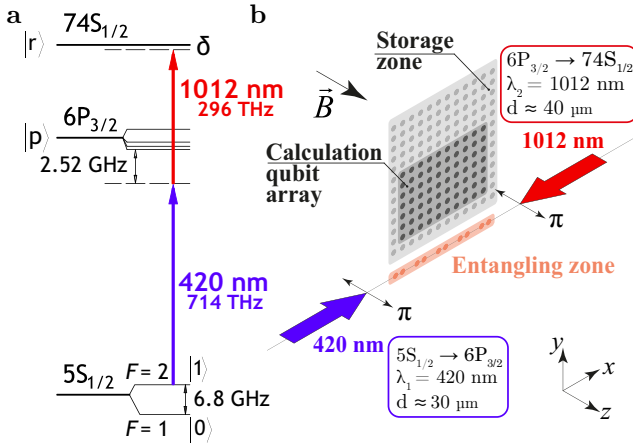


Рис. 2. Схема реализации возбуждения через промежуточный уровень $6P_{3/2}$. *a* — Схема двухфотонного возбуждения в ридберговское состояние. *b* — Экспериментальная реализация. Оба пучка воздействуют на атомы в зоне запутывания. Пучок первой ступени распространяется вдоль оси x , пучок второй ступени — в противоположном направлении

боте [19] предложена и экспериментально продемонстрирована волоконная архитектура для квантовых вычислений на ^{87}Rb . В этой системе показана ридберговская блокада между соседними атомами при двухфотонном возбуждении через уровень $5P_{3/2}$ в состояние $68D_{5/2}$.

В работе [20] в двухэлементной системе $\text{Rb}-\text{Cs}$ атомы рубидия возбуждаются локально через уровень $6P_{1/2}$.

Тем самым статические архитектуры со встроенной индивидуальной адресацией также являются перспективным направлением, в первую очередь за счет отсутствия необходимости перемещать атомы между зонами. Это несет два преимущества: возможность не тратить ресурсы на перемещение атомов и уменьшение времени реализации гейта.

В нашей работе впервые представлена экспериментальная установка с возможностью осуществлять оба варианта ридберговского возбуждения. Ее создание является предпосылкой к совершенствованию обоих методов на одном и том же прототипе квантового компьютера.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Возбуждение атома ^{87}Rb из основного состояния $|g\rangle = 5S_{1/2}$ в ридберговское $|r_n\rangle = nS_{1/2}$ ($n \sim 50-80$) представляет собой двухфотонный процесс, осуществляемый через виртуальное промежуточное состояние. Для минимизации спонтанного рассеяния

из промежуточного состояния вводится отстройка порядка единиц гигагерц.

Двухфотонная частота Раби при возбуждении $|g\rangle \rightarrow |r\rangle$ через виртуальный промежуточный уровень $|p\rangle$ выражается как

$$\Omega_{2\text{ph}} = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{2\Delta}, \quad (1)$$

где Ω_1 и Ω_2 — частоты Раби переходов первой и второй ступеней соответственно, Δ — отстройка от промежуточного состояния [3]. Частота Раби определяется как $\Omega = d\mathcal{E}/\hbar$, где d — дипольный матричный элемент, $\mathcal{E}$ — амплитуда электрического поля лазерного излучения.

Матричные элементы переходов в высоковозбужденные ридберговские состояния относительно малы, что требует использования больших интенсивностей для лучей второй ступени.

Спонтанное рассеяние фотонов с промежуточного уровня является основным источником декогеренции в двухфотонных ридберговских гейтах; его скорость определяется выражением [3, 9]

$$R_{\text{sc}} \propto \frac{\Omega_1^2 \Gamma_e}{4\Delta^2}, \quad (2)$$

где Γ_e — естественная ширина линии промежуточного уровня. Таким образом, для подавления рассеяния необходимо увеличивать отстройку Δ при одновременном сохранении достаточной двухфотонной частоты Раби.

Для перехода $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ (линия D_1 , 795 нм) приведенный дипольный матричный элемент составляет $\langle 5S_{1/2} | er | 5P_{1/2} \rangle \approx 4.23 ea_0$ [21]. Радиационное время жизни состояния $5P_{1/2}$ составляет $\tau_{5P_{1/2}} = 27.75(8)$ нс, что соответствует естественной ширине линии $\Gamma_{5P}/2\pi \approx 5.75$ МГц.

Для перехода $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ (420 нм) экспериментально определенный дипольный матричный элемент составляет $0.5230(8) ea_0$. Время жизни уровня $6P_{3/2}$ составляет $\tau_{6P_{3/2}} \approx 112$ нс [22, 23], откуда естественная ширина линии $\Gamma_{6P}/2\pi \approx 1.4$ МГц приблизительно в 4 раза меньше, чем для уровня $5P_{1/2}$. Таким образом, при одинаковой отстройке Δ скорость рассеяния на уровне $6P_{3/2}$ оказывается приблизительно вчетверо ниже, чем на $5P_{1/2}$. Дипольный матричный элемент первой ступени для $5S \rightarrow 6P$ примерно в 8 раз меньше, чем для $5S \rightarrow 5P$, поэтому требуется повышенная интенсивность излучения первой ступени. Но инженерных сложностей это не вызывает, поскольку луч первой ступени возбуждения при отстройке от промежуточного уровня по-

рядка единиц гигагерц должен иметь интенсивность порядка Вт/мм².

Равенство частот Раби обеих ступеней позволяет устранить дифференциальный световой сдвиг основного и ридберговского состояний. При этом точное равенство не имеет места в эксперименте из-за ряда факторов, связанных с неидеальностью экспериментальной установки. Несмотря на это, во избежание значительного увеличения светового сдвига, увеличивая отстройку для снижения спонтанного рассеяния с уровня $|p\rangle$, нужно увеличивать Ω_1 и Ω_2 в равных пропорциях. В отличие от сравнительно небольшой требуемой интенсивности луча первой ступени, для луча второй ступени нужно достичь единиц порядка кВт/мм². Технологически на длине волны 1012 нм получить настолько высокую величину значительно проще, чем на длине волны 474 нм, и это является инженерным преимуществом схемы Б.

В работе [12] существенная отстройка от промежуточного состояния ($\Delta/2\pi = 7.8$ ГГц) при сохранении высокой двухфотонной частоты Раби ($\Omega/2\pi = 4.6$ МГц) обеспечивалась благодаря возбуждению в низлежащее ридберговское состояние ($n = 53$) и беспрецедентно большой (вплоть до 50 Вт) мощности лазера второй ступени. В нашей работе в связи с ограниченным диапазоном перестройки обоих лазеров и максимальной мощностью лазера с длиной волны 1012 нм, равной 6 Вт, использовался уровень $n = 74$.

В качестве незначительного недостатка схемы Б можно упомянуть повышенную остаточную доплеровскую чувствительность. Для двухфотонного перехода она определяется суммой волновых векторов двух лазерных пучков: $\delta\omega_{\text{Doppler}} = \mathbf{v} \cdot \mathbf{k}_{\text{eff}}$, где $\mathbf{v}$ — скорость атома, $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ — эффективный волновой вектор. При использовании встречных пучков справедливо выражение $k_{\text{eff}} = k_2 - k_1$ для проекций. В схеме Б отношение $k_1/k_2 = \lambda_2/\lambda_1 \approx 2.4$, что намного больше, чем в схеме А, и поэтому компенсация менее эффективна. Это приводит к повышенной доплеровской ширине двухфотонного перехода, однако для холодных атомов в оптических пинцетах доплеровский сдвиг ($v_{\text{rms}} = \sqrt{k_B T/m}$) составляет 8 см/с при температуре атома 70 мК (соответствует нашей установке), что не является ограничивающим фактором точности гейтов.

Еще одним минусом схемы Б при достижении значений точности сверх 99% может стать разогрев атомов при их перетаскивании. Перемещение атома сопровождается его ускорением и замедлением в подвижном оптическом пинцете, что неизбежно приводит к нагреву. Однако в недавней ра-

боте [24] демонстрируется исходная (без постселекции) точность двухкубитных операций 99.854(4)% при применении схемы, подразумевающей перемещение, и указывается, что вклад от теплового движения сравнительно мал и неточность гейта большей частью связана с иными источниками.

Таким образом, совокупность перечисленных факторов делает схему Б с использованием зонального разделения предпочтительной для реализации квантовых гейтов высокой точности, что согласуется как с экспериментальными результатами ведущих мировых групп [5, 11, 12], так и с данными нашего численного моделирования, представленными в разд. 3.

Наиболее распространенным способом реализации гейта CZ на ридберговских атомах в настоящее время является метод Ливайна – Пихлера, основанный на геометрических фазах, накапливаемых при осцилляциях Раби между кубитными и ридберговскими состояниями в замкнутых траекториях на сфере Блоха [14, 25]. Более подробно он будет представлен в разд. 4 в рамках описания калибровки параметров экспериментальной установки.

Фактором, существенно влияющим на точность двухкубитной операции, является температура атомов: движение атомов вследствие конечной температуры или фотонной отдачи приводит к стохастическому набегу фазы гейта, а увеличение делокализации атомов — к флуктуациям ридберговского взаимодействия и ошибкам возбуждения [26]. Последний эффект может быть частично подавлен использованием плоского пучка [12, 27].

3. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Поскольку проведение прямого сравнения схем возбуждения через уровни $5P$ и $6P$ в полностью идентичных геометрических условиях, равно как и сравнение двух пространственных конфигураций при использовании одного и того же промежуточного уровня, не представляется возможным экспериментально, для количественного сравнения точности операций было выполнено численное моделирование с использованием разработанной нами библиотеки NeutralAtoms.jl на языке программирования Julia [28].

В основе функционирования библиотеки лежит сведение системы к эффективной модели, в которой вводится эффективный уровень $|L\rangle$ согласно [16]. Он эквивалентно заменяет спонтанное рассеяние фотонов с промежуточного уровня и тем

самым позволяет учесть доминирующие механизмы потерь без существенного усложнения модели. Моделирование динамики эффективной системы проводится путем решения зависящего от времени уравнения в форме Линдблада с использованием QuantumOptics.jl [29]. Более подробное описание библиотеки NeutralAtoms.jl представлено в работе [30].

В таблице приведены значения точности ридберговских двухкубитных операций в зависимости от пространственной конфигурации системы, промежуточного уровня $|p\rangle$ и ридберговского уровня $|r\rangle$. Параметры системы ридберговского возбуждения соответствуют описанным ниже в разд. 4. Из получившихся результатов следует, что наибольший вклад в точность гейта вносит пространственная конфигурация.

Таблица. Расчетная зависимость точности двухкубитных операций от промежуточного уровня, геометрической конфигурации и номера ридберговского уровня n_r согласно результатам моделирования с использованием библиотеки NeutralAtoms.jl

Конфигурация	n_r	$ p\rangle$	
		$5P_{1/2}$	$6P_{3/2}$
С локальной адресацией	60	0.740	0.778
	74	0.790	0.827
С зоной запутывания	60	0.879	0.865
	74	0.934	0.941

4. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Составляющие экспериментальной установки, за исключением системы ридберговского возбуждения с использованием уровня $6P_{3/2}$, подробно описаны в работе [30]. Оптическая схема с учетом добавленной схемы Б приведена на рис. 2. В системе с $5P_{1/2}$ (рис. 1 *b*) луч первой ступени представляет собой широкий пучок глобального возбуждения радиусом 0.57 мм (здесь и ниже для характеристики поперечного размера перетяжек w_0 и пучков $w(z)$ используется радиус по уровню интенсивности $1/e^2$). Адресность возбуждения обеспечивается лучом второй ступени (длина волны 474 нм), который в точке фокусировки имеет плоскую форму и воздействует только на выбранную пару атомов. Формирование такого профиля осуществляется по алгоритму, предложенному в работе [30], в основе которого ле-

жит представление плоского профиля в виде суперпозиции восьми первых четных мод Эрмита – Гаусса. Пучок создается с применением фазового модулятора света; формирование голограммы основано на подходах, описанных в [31,32]. Длины волн подобраны так, чтобы заселялось ридберговское состояние $60S_{1/2}$. Уровни с меньшим n предпочтительнее с точки зрения уменьшенной чувствительности системы к внешним электрическим полям и меньшего радиуса блокады, но в то же время уменьшение n приводит к снижению блокадного сдвига энергий при неизменном расстоянии между атомами, а сократить его (получить менее 3.6 мкм) нет экспериментальной возможности.

В экспериментах с переходом через $6P_{3/2}$ целевые кубиты размещаются в отдельной зоне перепутывания (рис. 2 *b*). В этой схеме возбуждается ридберговское состояние $74S_{1/2}$ (фактором, ограничивающим n снизу, является техническая характеристика лазеров, как уже было отмечено в разд. 2).

Пространственная конфигурация массива дипольных ловушек в целом была сохранена относительно показанной в [30], однако количество частиц в вычислительном массиве было увеличено при уменьшении их суммарного количества (вычислительный массив плюс зона накопления). Если ранее вычислительный массив имел размеры 5×10 , то в новой реализации он составляет 8×9 . Размеры зоны накопления снижены до 84 атомов (рис. 4). В конфигурации, соответствующей схеме Б, расстояние между частицами в массиве составляет 7.2 мкм.

Из зоны хранения вычислительных кубитов (зоны памяти) атомы транспортируются в отдельную зону запутывания, расположенную ниже вычислительного массива на расстоянии 14.4 мкм. Именно в этой зоне выполняются двухкубитные операции.

Зона запутывания содержит 10 атомов, организованных в пять пар. Атомы внутри каждой пары расположены на расстоянии 3.6 мкм друг от друга. При этом расстояние между парами составляет 18 мкм. Такая конфигурация позволяет рассматривать каждую пару как отдельную двухкубитную систему, сохраняя пространственное разделение между ними.

Возбуждение атомов в зоне запутывания осуществляется двумя ридберговскими пучками, распространяющимися навстречу друг другу в плоскости массива ловушек (плоскость xy на рис. 2 *b*). Оба лазера имеют пространственную поперечную моду TEM_{00} , в их оптических трактах отсутствуют элементы, осуществляющие сложную фазовую модуляцию. Луч первой ступени имеет длину вол-

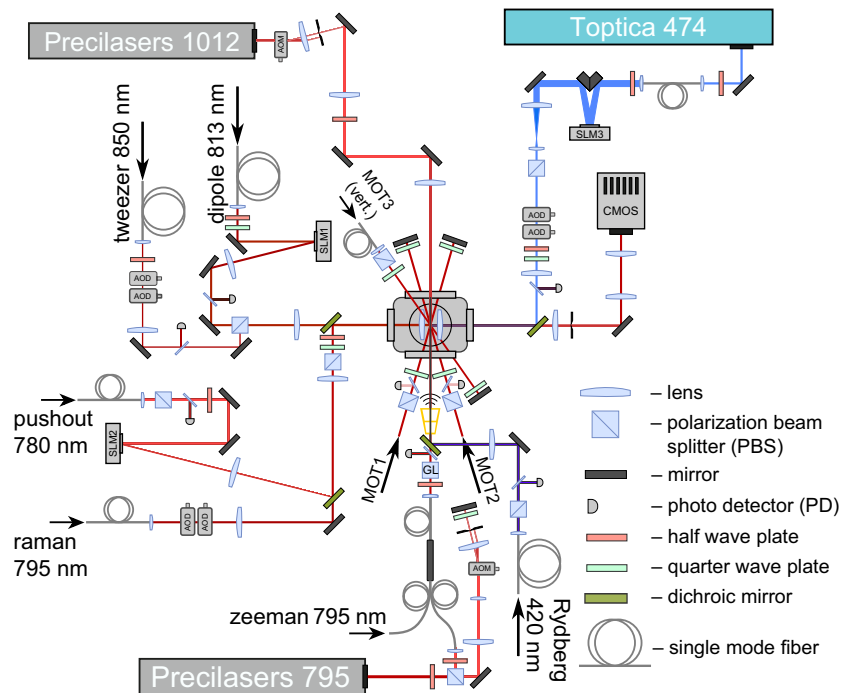


Рис. 3. Оптическая схема экспериментальной установки

ны 420 нм, мощность 3.5 мВт и радиус перетяжки 15 мкм (максимальная интенсивность в перетяжке составляет 9.62 Вт/мм²). С противоположной стороны распространяется луч второй ступени $\lambda_2 = 1012$ нм. Он обладает мощностью 6 Вт и радиусом перетяжки 20 мкм (максимальная интенсивность 9.55 кВт/мм²).

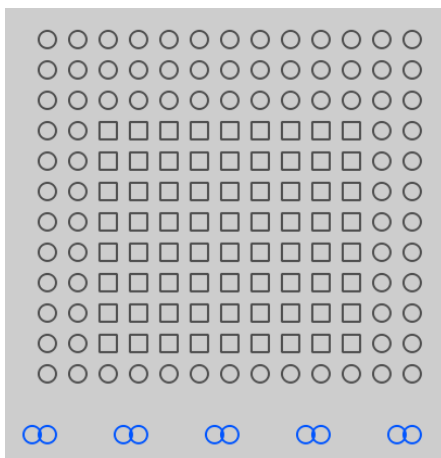


Рис. 4. Зонная архитектура атомного массива. Окружностями черного цвета показаны атомы зоны накопления, квадратами — атомы вычислительного массива. Снизу синим цветом показаны частицы в зоне запутывания

Координаты перетяжек обоих лучей по оси x находятся в области расположения атомов, которая вдоль данной оси имеет ширину не более 100 мкм. С помощью профилометра, основанного на постепенном открытии луча краем лезвия [33, 34], были измерены значения радиусов лучей и подтверждено, что расширение пучков не приводит к увеличению значений радиусов внутри зоны массива более, чем на 5% по сравнению с радиусами перетяжек.

Стабилизация обоих лазеров схемы Б осуществляется с использованием высокостабильного четырехполостного резонатора Фабри–Перо, каждая полость которого ограничена стеклянными поверхностями с просветлением на разные значения длин волн. Схемы обратной связи собраны при помощи устройства радиочастотной модуляции и обработки сигналов PreciLock.

В обеих конфигурациях реализован гейт CZ по схеме Ливайна–Пихлера [14]. Луч 1012 нм включается импульсно, и в течение его воздействия подаются два импульса излучения 420 нм равной длительности τ , разделенные фазой ξ . Эта фаза, а также отстройка от точного ридберговского резонанса δ подбираются так, чтобы эволюция как однократно возбужденного состояния, так и состояния $|W\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|r0\rangle + |0r\rangle)$, возбуждающегося в режиме блокады, была замкнутой и при этом набегающая в результате эволюции фаза отличалась на π .

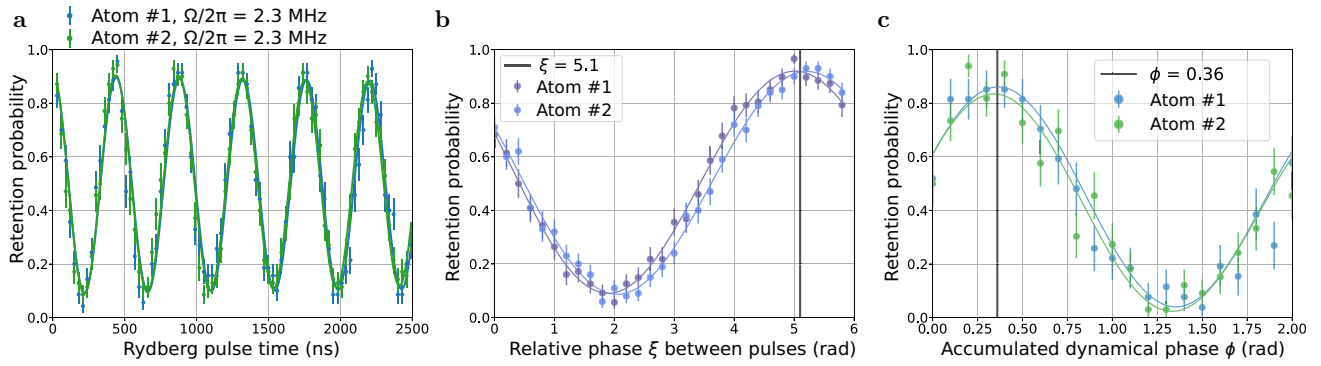


Рис. 5. *a* — Осцилляции Раби при одночастичном возбуждении в ридберговское состояние для пары атомов в парных узлах области вычислений. *b* — Зависимость вероятности обнаружить атом в основном состоянии после применения пары возбуждающих ридберговских импульсов от относительной фазы между ними. Две кривые соответствуют отдельным измерениям для каждого из выбранной пары атомов. *c* — Вероятность обнаружить атом в основном состоянии в зависимости от компенсационной фазы вокруг оси квантования. Две кривые соответствуют отдельным измерениям для каждого из выбранной пары атомов

Для лучшей ридберговского возбуждения с рассматриваемыми параметрами экспериментально определенная частота Раби составляет $\Omega/2\pi = 2.3$ МГц. Для ее определения в точном резонансе сканировалась длительность возбуждающего импульса (рис. 5 *a*).

Согласно [14], значение, удовлетворяющее приведенным выше требованиям, составляет $\delta = 0.377371\Omega$, а длительность возбуждающих импульсов равна (с округлением до числа, кратного десяти)

$$\tau = \frac{2\pi}{\sqrt{\delta^2 + 2\Omega^2}} = 290 \text{ нс}. \quad (3)$$

Установив данные значения, мы проверили наличие блокады при одновременном возбуждении атомов в выбранных узлах (рис. 6).

Для определения фазового сдвига ξ пара импульсов фиксированной длительности τ применяется поочередно к одиночным атомам в каждом из узлов (заполняется только один из выбранных узлов). Сканированием ξ между импульсами определяется значение фазы, при котором на получившейся зависимости (рис. 5 *b*) достигается экстремум. Это соответствует замыканию траектории на сфере Блоха, т.е. одиночный атом после воздействия пары импульсов возвращается точно в основное состояние. Значения фазы должны быть одинаковы для атомов в соседних ловушках.

Операция, реализуемая настроенной парой импульсов, совпадает с CZ с точностью до глобального поворота $R_z(\phi)$, который определяется в схеме Рамзи (рис. 5 *c*) и устраняется глобальным воздей-

ствием лазера 420 нм ридберговского возбуждения (импульс ϕ на рис. 7 *a*).

5. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для обеих реализованных конфигураций были измерены осцилляции Раби ридберговского возбуждения. Слабее затухающие осцилляции были получены в случае реализации схемы Б, несмотря на большее в сравнении со схемой А значение n (рис. 8). Это объясняется не только свойствами самого пере-

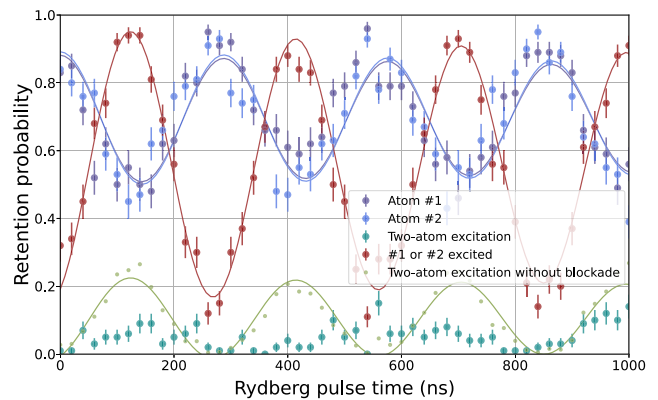


Рис. 6. Одновременное возбуждение атомов в парных узлах области вычислений в ридберговское состояние. Красная кривая — вероятность возбуждения одного из пары атомов, зеленые точки — вероятность одновременного ридберговского возбуждения двух атомов, оливковая кривая — условная вероятность одночастичного возбуждения, остальные кривые — безусловные вероятности одночастичного возбуждения

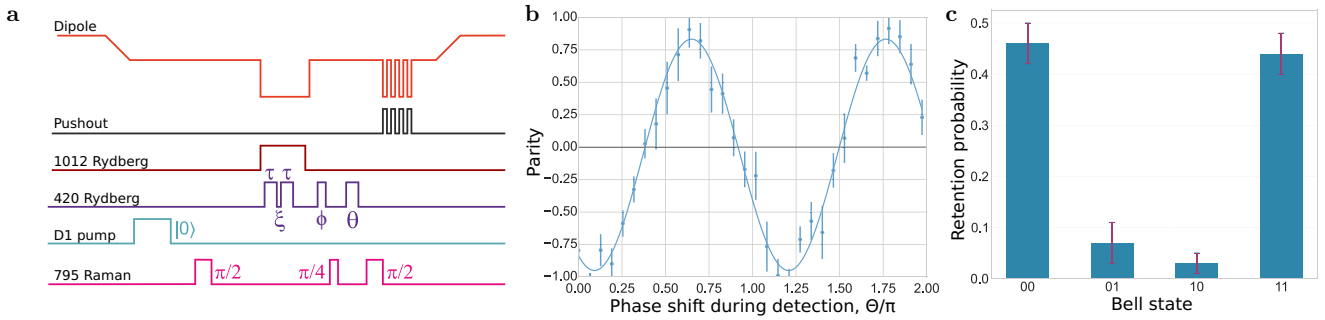


Рис. 7. *a* — Экспериментальная последовательность для измерения точности вентиля CZ. *b* — Осцилляции четности для запутанного состояния пары атомов в соседних ловушках. *c* — Вероятности измерений в вычислительном базисе для состояния Белла $|\Phi^+\rangle$

хода через уровень $6P_{3/2}$, но и особенностями его экспериментальной реализации: в отличие от схемы А, в данной конфигурации отсутствует адресное возбуждение отдельных атомов, что снимает жесткие требования к пространственному профилю возбуждающего излучения. Именно формирование пучка с почти плоским распределением интенсивности в области адресуемых атомов при одновременном подавлении засветки соседних узлов представляет собой одну из наиболее сложных задач в подобных экспериментах. Неидеальность такого пучка неизбежно приводит к дополнительным неоднородностям в параметрах возбуждения и тем самым вносит вклад в декогеренцию.

Для оценки точности выполнения вентиля CZ применяется стандартная методика, основанная на

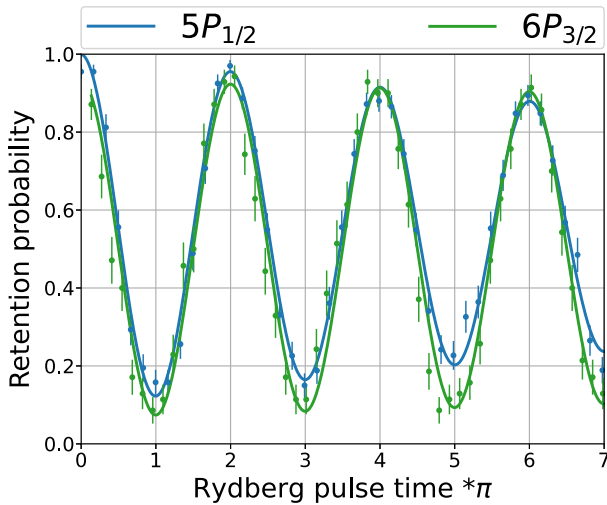


Рис. 8. Осцилляции Раби ридберговского перехода при использовании локального возбуждения через промежуточный уровень $5P_{1/2}$ (голубая кривая) и глобального возбуждения через $6P_{3/2}$ (зеленая)

измерении четности. На рис. 7 *a* представлена экспериментальная последовательность для такого измерения. Пара атомов готовится в состоянии $|\Phi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle + |11\rangle)$, после чего к обоим атомам пары применяется глобальное вращение $R_Z(\theta) \otimes R_Z(\theta)$ и измеряется среднее значение четности $P = \langle Z \otimes Z \rangle$ в зависимости от θ . График полученной для схемы Б зависимости представлен на рис. 7 *b*. Амплитуда осцилляций четности равна удвоенному недиагональному элементу матрицы плотности получаемого запутанного состояния $2\rho_{00,11}$ и позволяет оценить значение точности как

$$F = \langle \Phi^+ | \rho | \Phi^+ \rangle = \frac{1}{2} (p_{00} + p_{11}) + \rho_{00,11}, \quad (4)$$

где p_{00} и p_{11} — населенности соответствующих состояний. Их значения составили $p_{00} = 0.46 \pm 0.04$ и $p_{11} = 0.44 \pm 0.04$ (рис. 7 *c*). На основе полученных результатов найденная точность двухкубитной операции CZ при использовании схемы Б составила $F = 0.937 \pm 0.05$ с учетом коррекции на ошибку приготовления и измерения состояния (state preparation and measurement error, SPAM-ошибка).

Для определения SPAM-ошибки кубит готовится последовательно в состояния $|0\rangle$ и $|1\rangle$, и сразу после каждого приготовления (без осуществления гейта) проводилось измерение состояния. В результате такой калибровки может быть сформирована матрица типа

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} P(0|0) & P(0|1) \\ P(1|0) & P(1|1) \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $P(i|j)$ — вероятность зарегистрировать состояние $|i\rangle$ после приготовления атома в состояние $|j\rangle$. С помощью матрицы $\mathbf{S}$ из вектора измеренных ве-

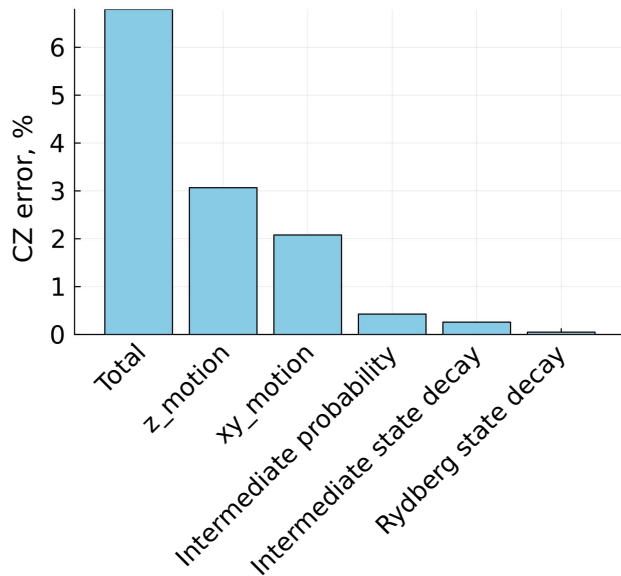


Рис. 9. Бюджет неопределенности выполнения вентилей CZ

роятностей исходов $\mathbf{p}$ каждого кубита может быть получен скорректированный вектор $\mathbf{p}^c = \mathbf{S}^{-1}\mathbf{p}$.

Для двух целевых кубитов измеренные матрицы SPAM-ошибок равняются соответственно

$$\mathbf{S}_1 = \begin{pmatrix} 0.922 & 0.022 \\ 0.078 & 0.978 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{S}_2 = \begin{pmatrix} 0.868 & 0.024 \\ 0.132 & 0.976 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

На рис. 9 показан бюджет неопределенности при реализации гейта CZ, полученный с помощью модели, описанной в разд. 3. Основной вклад в несовершенство вносит остаточное тепловое движение атомов в дипольных ловушках. В пределе $T \rightarrow 0$ при сохранении всех остальных параметров системы значение точности стремится к 99.27 %.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана и экспериментально апробирована установка, допускающая реализацию ридберговского возбуждения по двум различным схемам. Схема Б, соответствующая возбуждению через промежуточный уровень $6P_{3/2}$, реализована на описываемом экспериментальном прототипе впервые. Для ее осуществления создана двухзонная структура атомного массива с выделенной зоной вычислений, в которой проводятся глобальные и локальные однокубитные операции и параллельные двухкубитные операции с помощью глобального ридберговского возбуждения. Размер зоны памяти, используемой для хранения атомного регистра, составил 72 атома, что соот-

ветствует 72 атомным кубитам, адресуемым за счет их перемещения в вычислительную зону.

Значение точности двухкубитного вентилей определено в эксперименте по измерению осцилляций четности для запутанного состояния пары атомов и составляет 0.937.

При использовании схемы Б осцилляции Раби ридберговского возбуждения затухают существенно слабее, чем в более ранней конфигурации, что свидетельствует о высокой когерентности ридберговского возбуждения и повышении точности двухкубитных ридберговских операций относительно схемы А. Данное преимущество подтверждено численным моделированием и связано, во-первых, с отсутствием в экспериментальной реализации адресующих пучков с перетяжками порядка единиц микрометров и, во-вторых, с физическими особенностями самой схемы возбуждения. Осуществление адресации сопряжено со значительными трудностями формирования пучка с плоским профилем интенсивности, неидеальность которого служит дополнительным источником декогеренции.

Здесь следует отметить, что существует и принципиально иной подход к устранению данной проблемы, предложенный в работе [35], где было теоретически показано, что при когерентном трехфотонном возбуждении ридберговских состояний эффективную частоту Раби можно сделать практически независимой от положения атома. В рассмотренной схеме $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow n_rS$ при сильной связи на второй ступени и умеренной на первой и третьей эффективная трехфотонная частота Раби принимает вид $\Omega_1\Omega_3/\Omega_2$. Если добиться равенства $\Omega_1\Omega_3 \propto \Omega_2$, то эффективная частота возбуждения перестает зависеть от координаты атома даже в пределах сильно сфокусированных пучков. Тем самым неоднородность параметров возбуждения, ограничивающая когерентность, может быть подавлена не за счет улучшения профиля отдельного пучка, а за счет подбора частот Раби отдельных ступеней многофотонного возбуждения.

В ближайшей перспективе развитие прототипа атомного квантового компьютера и дальнейшее совершенствование системы квантовых вычислений предполагается осуществлять прежде всего на основе схемы Б, т.е. с использованием перехода через уровень $6P_{3/2}$. Вместе с тем развитие методов жесткой фокусировки излучения, применение упомянутой схемы трехфотонного возбуждения, а также совершенствование и внедрение в эксперимент высокоапертурной оптики (в частности — объекти-

вов с $NA \geq 0.6$) могут в дальнейшем открыть новые возможности для схемы А с локальной адресацией.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Росатома в ходе выполнения Дорожной карты «Квантовые вычисления» в рамках договора № 868/1653-Д от 21 августа 2025 г.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Вклад авторов равноценен.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Preskill, *Quantum* **2**, 79 (2018).
2. M. A. Nielsen and I. L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (2010).
3. M. Saffman, T. G. Walker, and K. Mølmer, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2313 (2010).
4. S. Ebadi, T. T. Wang, H. Levine et al., *Nature* **595**, 227 (2021).
5. D. Bluvstein, A. A. Geim, S. H. Li et al., *Nature* **649**, 39 (2026).
6. H. J. Manetsch, G. Nomura, E. Bataille et al., *Nature* **647**, 60 (2025).
7. D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2208 (2000).
8. M. D. Lukin, M. Fleischhauer, R. Cote et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 037901 (2001).
9. T. G. Walker and M. Saffman, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **61**, 81 (2012).
10. C. Sheng, X. He, P. Xu et al., *Phys. Rev. Lett.* **121**, 240501 (2018).
11. D. Bluvstein, S. J. Evered, A. A. Geim et al., *Nature* **626**, 58 (2024).
12. S. J. Evered, D. Bluvstein, M. Kalinowski et al., *Nature* **622**, 268 (2023).
13. H. Levine, A. Keesling, A. Omran et al., *Phys. Rev. Lett.* **121**, 123603 (2018).
14. H. Levine, A. Keesling, G. Semeghini et al., *Phys. Rev. Lett.* **123**, 170503 (2019).
15. D. Bluvstein, H. Levine, G. Semeghini et al., *Nature* **604**, 451 (2022).
16. S. de Léséleuc, D. Barredo, V. Lienhard et al., *Phys. Rev. A* **97**, 053803 (2018).
17. Z. Fu, P. Xu, Y. Sun et al., *Phys. Rev. A* **105**, 042430 (2022).
18. Y. Chew, T. Tomita, T. P. Manesh et al., *Nat. Photonics* **16**, 724 (2022).
19. X. Li, J.-Y. Hou, J.-C. Wang et al., *Nat. Commun.* **16**, 9728 (2025).
20. J. Miles, M. T. Lichtman, A. M. Scott et al., *arXiv:2603.13492*.
21. D. A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.3.2, 2024).
22. M. S. Safronova, U. I. Safronova, and C. W. Clark, *Phys. Rev. A* **83**, 052508 (2011).
23. D. Sheng, A. Pérez Galvánm and L. A. Orozco, *Phys. Rev. A* **78**, 062506 (2008).
24. S. J. Evered, M. Xu, S. H. Li et al., *arXiv:2604.25987*.
25. H. Pichler, S. T. Wang, L. Zhou et al., *arXiv:1808.10816*.
26. F. Robicheaux, T. M. Graham, and M. Saffman, *Phys. Rev. A* **103**, 022424 (2021).
27. K. Gillen-Christandl and B. D. Copesey, *Phys. Rev. A* **94**, 032327 (2016).
28. M. Goloshchapov and A. Gordeev, package *Neutralatoms.jl* (2025) <https://github.com/mgoloshchapov/NeutralAtoms.jl>.
29. S. Krämer, D. Plankensteiner, L. Ostermann et al., *Comp. Phys. Comm.* **227**, 109 (2018).
30. I. V. Iukhnovets, M. Y. Goloshchapov, A. P. Gordeev et al., *arXiv:2604.26580*.
31. J. A. Davis, D. M. Cottrell, J. Campos et al., *Appl. Opt.* **38**, 5004 (1999).
32. E. Bolduc, N. Bent, E. Santamato et al., *Opt. Lett.* **38**, 3546 (2013).
33. D. R. Skinner and R. E. Whitcher, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **5**, 237 (1972).
34. J. P. Landry, *PhD Thesis*, Univ. of California, Davis (2008).
35. N. N. Bezuglov, I. I. Beterov, A. Cinins et al., *Phys. Rev. A* **112**, 063103 (2025).

Implementation of Two-Qubit Rydberg Operations on Neutral ^{87}Rb Atoms in Systems with Different Intermediate States

I. V. Iukhnovets^{a,b,c}, O. V. Bychkova^a, I. B. Bobrov^d, A. P. Gordeev^{a,d},
M. Y. Goloshchapov^{b,c}, G. I. Struchalin^d, S. S. Straupe^{b,d}*

^a P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences
119991, Moscow, Russia

^b Russian Quantum Center
143025, Skolkovo, Russia

^c Moscow Institute of Physics and Technology
141700, Dolgoprudny, Moscow region, Russia

^d Lomonosov Moscow State University
119991, Moscow, Russia

*E-mail: i.yukhnovets@rqc.ru

Received May 07, 2026

Revised June 09, 2026

Accepted June 10, 2026

Abstract

This work presents an experimental setup for implementing two-qubit operations on neutral atoms (^{87}Rb) with the possibility of using two different Rydberg excitation schemes. One of them uses $5P_{1/2}$ as the intermediate level and applies the second-stage beam locally to the addressed atoms. The second scheme uses the $6P_{3/2}$ level; in this scheme, the particles to be entangled are moved to a separate zone through which both Rydberg beams pass. The advantages and limitations of both schemes are analyzed. Based on numerical modeling performed with a Julia package developed by the authors, it is demonstrated that the spatial configuration has a greater effect on quantum-operation fidelity than the choice of intermediate level. An experimental implementation of the scheme using the $6P_{3/2}$ level is demonstrated, making it possible to achieve a two-qubit operation fidelity of 94 %.

Keywords: neutral atoms, quantum computing, atomic qubits, two-photon Rydberg excitation, two-qubit gates, zoned architecture, gate fidelity

Funding. This work was supported by Rosatom as part of the “Quantum Computing” Roadmap under contract No. 868/1653-D dated August 21, 2025.

Conflict of interest. The authors declare that they have no conflict of interest.

Authors’ contributions. The contributions of the authors are equal.