

ТРЕХФОТОННОЕ ЛАЗЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ОДИНОЧНЫХ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ РУБИДИЯ В ОПТИЧЕСКОЙ ДИПОЛЬНОЙ ЛОВУШКЕ

И. И. Бетеров^{a,b,c,d}, Е. А. Якшина^{a,b}, Д. Б. Третьяков^{a,b}, Н. В. Альянова^{a,b,d},
Д. А. Скворцова^{a,c}, Г. Сулиман^b, Т. Р. Загиров^b, В. М. Энтин^a, И. И. Рябцев^{a,b}*

^a *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

^b *Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия*

^c *Новосибирский государственный технический университет
630072, Новосибирск, Россия*

^d *Институт лазерной физики
Сибирского отделения Российской академии наук
630073, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 29 мая 2023 г.,
после переработки 29 мая 2023 г.
Принята к публикации 03 июня 2023 г.

Экспериментально продемонстрировано трехфотонное лазерное возбуждение одиночных атомов рубидия в оптической дипольной ловушке в ридберговское $37P$ -состояние лазерными излучениями с длинами волн 780 нм, 1367 нм и 743 нм. Возбуждение в ридберговские состояния детектировалось оптическим методом по потерям атомов в оптической дипольной ловушке. Записаны спектры лазерного возбуждения одиночных ридберговских атомов в оптической дипольной ловушке и измерена зависимость вероятности возбуждения от длительности лазерного импульса. Измеренная ширина спектра составила 2 МГц. Также проведены эксперименты по спектроскопии гашения флуоресценции облака холодных атомов в магнитооптической ловушке при трехфотонном лазерном возбуждении атомов в ридберговские состояния. Проведено сравнение результатов экспериментов с численным расчетом. Рассмотрены методы повышения точности когерентного трехфотонного лазерного возбуждения ридберговских атомов в оптической дипольной ловушке.

*Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2022), Новосибирск, декабрь 2022 г.*

DOI: 10.31857/S0044451023080151

EDN:ICOQCS

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы достигнут значительный прогресс в создании квантовых регистров на основе одиночных атомов щелочных металлов, захваченных в массивы оптических дипольных ловушек большой размерности [1–7]. Лазерное возбуждение одиночных атомов в оптических дипольных ловушках в ридберговские nL -состояния требуется для выполнения двухкубитовых логических вентилях, необхо-

димых для реализации универсальных квантовых вычислений. В таких экспериментах наиболее широко используется двухфотонное лазерное возбуждение ридберговских состояний, позволяющее возбуждать nS - и nD -состояния атомов рубидия или цезия [1–7]. В то же время по имеющимся у нас данным эксперименты по лазерному возбуждению ридберговских nP -состояний одиночных атомов щелочных металлов в оптических дипольных ловушках не проводились. Такие состояния представляют интерес для наблюдения различных физических эффектов, включая трехчастичные резонансы Фёрстера нового типа, впервые рассмотренные в рабо-

* E-mail: betеров@isp.nsc.ru

те [8] и представляющие интерес для реализации трехкубитовых вентилей [9]. Однофотонное лазерное возбуждение nP -состояний атомов рубидия ультрафиолетовым лазерным излучением с длиной волны 297 нм довольно сложно для экспериментальной реализации [10]. Кроме того, однофотонное лазерное возбуждение не позволяет компенсировать остаточный эффект Доплера, в отличие от трехфотонных схем [11]. В связи с этим интерес представляют трехфотонные схемы лазерного возбуждения ридберговских состояний. Для атомов рубидия известны следующие схемы трехфотонного лазерного возбуждения: $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow nP$ на основе лазеров с длинами волн 780 нм, 1367 нм, 740 нм [12] (либо 795 нм и 1324 нм на первой и второй ступенях при возбуждении через $D1$ -линию поглощения) и $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2} \rightarrow nP$ на основе лазеров с длинами волн 780 нм, 776 нм и 1260 нм [13]. Последняя схема может быть также использована для возбуждения ридберговских nF -состояний [14]. В экспериментальной реализации трехфотонного лазерного возбуждения наибольшие технические трудности связаны с лазерами третьей ступени возбуждения, поскольку от них требуется высокая интенсивность излучения и одновременно узкая линия, а также достаточно широкий диапазон перестройки для настройки на ридберговские состояния с различными значениями n , например, в диапазоне $n = 40-90$. Например, лазерное возбуждение $37P$ -состояния требует использования излучения с длиной волны 743 нм на третьей ступени, в то время как для возбуждения $70P$ -состояния нужна длина волны 739 нм. Такой широкий диапазон необходимой перестройки затрудняет использование современных волоконных лазеров.

В нашей работе экспериментально реализовано трехфотонное лазерное возбуждение $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P$ одиночных атомов рубидия, захваченных в оптическую дипольную ловушку. Проведены эксперименты по спектроскопии лазерного возбуждения ридберговских атомов в магнитооптической ловушке и одиночных ридберговских атомов в оптической дипольной ловушке. Измерена зависимость вероятности трехфотонного лазерного возбуждения одиночных атомов в оптической дипольной ловушке от времени. Проведено сравнение экспериментальных результатов с численными расчетами для спектров и динамики трехфотонного лазерного возбуждения. Предложен способ повышения точности когерентного трехфотонного лазерного возбуждения ридберговских атомов.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Принципиальная схема экспериментальной установки приведена на рис. 1 и представляет собой модернизацию экспериментальной установки, описанной в наших предыдущих работах [15–17].

2.1. Захват атомов в оптическую дипольную ловушку

Первоначально атомы рубидия-87 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 оптическую систему по оптоволокну, служащему в качестве пространственного фильтра. После выхода из оптоволокну излучение лазера дипольной ловушки коллимируется, отражается от дихроичного зеркала, проходит через поляризационный светоделитель и затем фокусируется в облако холодных атомов рубидия объективом с фокусным расстоянием $f = 119$ мм и числовой апертурой $NA = 0.172$. Перед объективом установлен расширяющий телескоп из двух линз с фокусными расстояниями $f = 75$ мм и $f = 500$ мм. Излучение оптической дипольной ловушки фокусируется в пятно диаметром 8–9 мкм по уровню интенсивности e^{-2} . Такой диаметр обеспечивает загрузку преимущественно одиночных атомов за счет эффекта светоионизированной столкновительной блокады [18].

2.2. Регистрация захваченных атомов

Для регистрации захваченных атомов рубидия используется резонансная флуоресценция, индуцированная охлаждающими лазерами с длиной волны 780 нм (не показаны на рис. 1). Спонтанно испускаемые фотоны собираются тем же объективом с фокусным расстоянием $f = 119$ мм, проходят через телескоп и затем частично отражаются от поляризационного светоделителя, а затем фокусируются линзой $f = 50$ мм на цифровую sCMOS-видеокамеру Tucsен Dhyana 400D. Для увеличения отношения сигнал/шум при регистрации одиночных атомов изображение оптической дипольной ловушки проецируется на одиночный пиксель видеокамеры

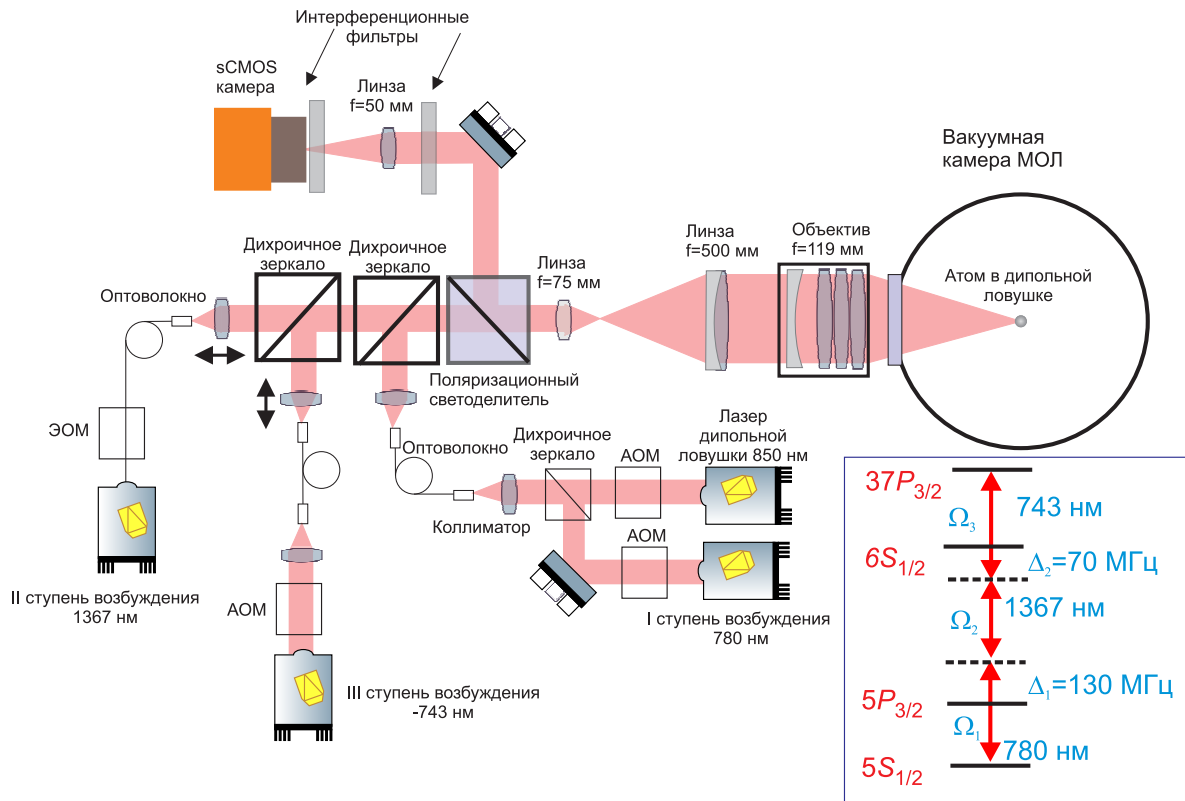


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для трехфотонного лазерного возбуждения одиночных атомов рубидия в ридберговские состояния. На вставке приведена схема трехфотонного лазерного возбуждения ридберговских атомов

(в режиме аппаратного объединения четырех пикселей в один). 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 USB 3.0. Использование поляризационного светоделителя в оптической схеме связано с трудностями в разделении излучения лазера третьей ступени с длиной волны 743 нм и спонтанного излучения с длиной волны 780 нм и в итоге приводит к потерям 50% фотонов флуоресценции. Кроме того, индуцированные излучением лазера дипольной ловушки световые сдвиги выводят атом из резонанса с излучением охлаждающих лазеров. Для устранения световых сдвигов использована прямоугольная амплитудная модуляция лазера дипольной ловушки на частоте 1 МГц. За интервал 400 нс, в течение которого лазер дипольной ловушки выключен, атомы не успевают покинуть дипольную ловушку, но эффективно взаимодействуют с излучением охлаждающих лазеров. При длительности экспозиции 200 мс этого оказалось достаточно для уверенной регистрации одиночных атомов.

2.3. Лазерное возбуждение ридберговских атомов

На первой ступени лазерного возбуждения используется полупроводниковый лазер с внешним резонатором Toptica DL Pro с полупроводниковым усилителем Toptica Boosta Pro. Излучение одного и того же лазера используется как для лазерного охлаждения, так и для лазерного возбуждения атомов в ридберговские состояния. Частота лазера первой ступени привязана к резонансам насыщенного поглощения в атомах рубидия-87 (перекрестный резонанс между сверхтонкими подуровнями $|F = 2\rangle$ и $|F = 3\rangle$ состояния $5P_{3/2}$). Для независимого управления отстройками частоты охлаждающего излучения и излучения первой ступени лазерного возбуждения используются акустооптические модуляторы. В нашем эксперименте частота излучения лазера первой ступени смещалась с помощью акустооптического модулятора так, что излучение имело синюю отстройку $\Delta_1 = 130$ МГц от резонанса $|5S_{1/2} F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2} F = 3\rangle$, как показано на вставке на рис. 1. Двухпроходная оптическая схема акустооптического модулятора для первой ступени лазерного возбуждения ридберговских состояний (не показана на рис. 1) позволяет регулировать

отстройку частоты излучения первой ступени лазерного возбуждения в широких пределах без необходимости подстраивать заведение излучения в оптическое волокно. Излучение первой ступени лазерного возбуждения объединяется с излучением дипольной ловушки перед оптическим волокном с помощью дихроичного зеркала. Из-за дисперсии в оптической системе телескопа и объектива фокусные пятна пучков с длинами волн 780 нм и 850 нм не вполне совпадают. В то же время, поскольку на первой ступени лазерного возбуждения не требуется высокой интенсивности излучения, достаточно того, чтобы оба пучка распространялись соосно.

На второй ступени лазерного возбуждения используется полупроводниковый лазер с внешним резонатором Sacher Lasertechnik с длиной волны 1367 нм и шириной линии около 200 кГц. Частота лазерного излучения привязывается методом Паунда–Дривера–Холла [19] к одному из пиков пропускания высокостабильного интерферометра Фабри–Перо производства компании Stable Lasers. В результате, излучение имеет красную отстройку частоты от резонанса с переходом $|5P_{1/2} F = 3\rangle \rightarrow |6S_{1/2} F = 2\rangle$ величиной 200 МГц. С учетом имеющейся синей отстройки частоты первой ступени лазерного возбуждения от резонанса с переходом $|5S_{1/2} F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2} F = 3\rangle$ $\Delta_1 = 130$ МГц мы получаем красную отстройку частоты $\Delta_2 = 70$ МГц от двухфотонного резонанса $|5S_{1/2} F = 2\rangle \rightarrow |6S_{1/2} F = 2\rangle$, как показано на вставке на рис. 1. Для амплитудной модуляции излучения лазера второй ступени используются два последовательно установленных оптоволоконных амплитудных электрооптических модулятора, обеспечивающих ослабление излучения при включенном модуляторе не менее 40 дБ.

На третьей ступени используется одночастотный титан-сапфировый лазер с кольцевым резонатором производства компании Tekhnoscan с накачкой твердотельным Nd : YVO4 лазером Coherent Verdi V12. Частота лазерного излучения стабилизируется методом Паунда–Дривера–Холла [19] к пику пропускания высокостабильного интерферометра Фабри–Перо. Для того чтобы обеспечить возможность настройки частоты на произвольное состояние, для привязки частоты используются дополнительные спектральные компоненты, возникающие при подмешивании радиочастотного сигнала с произвольно задаваемой частотой в диапазоне от 35 МГц до 750 МГц на вход электрооптического модулятора в системе стабилизации частоты. Радиочастотный сигнал синтезируется с помощью гене-

ратора TPI Frequency Synthesizer, управляемого через интерфейс USB. Оценка ширины линии лазера третьей ступени по сигналу ошибки не превышает 2 кГц. Для амплитудной модуляции лазера третьей ступени установлен акустооптический модулятор. Частота излучения лазера третьей ступени контролируется прецизионным измерителем длин волн WS-U производства компании Ангстрем.

Излучение лазеров второй ступени с длиной волны 1367 нм и мощностью менее 10 мкВт и третьей ступени с длиной волны 743 нм и мощностью 10–50 мВт заводится в оптическую систему с помощью отдельных оптических волокон, как показано на рис. 1. Лазерные пучки совмещаются на дихроичном зеркале и заводятся в оптическую систему соосно пучку оптической дипольной ловушки. С помощью установленных на прецизионных подвижках линз, коллимирующих излучение на выходе из оптических волокон, расходимость лазерных пучков второй и третьей ступени индивидуально подстраивается таким образом, чтобы их фокусные пятна диаметром не более 10 мкм по уровню интенсивности e^{-2} точно совпали с фокусным пятном оптической дипольной ловушки. Для этого используется измеритель профиля интенсивности лазерного излучения DataRay VeamMap2. Все лазерные пучки возбуждающих лазеров проходят через поляризационный светоделитель и имеют горизонтальную поляризацию, как и излучение оптической дипольной ловушки.

2.4. Временная диаграмма эксперимента

Временная диаграмма выполнения эксперимента представлена на рис. 2. Для управления экспериментальной установкой используется плата программируемого таймера SpinCore PulseBluster. Атомы рубидия-87 первоначально загружаются в МОЛ в течение 0.1–5 с и одновременно загружаются в оптическую дипольную ловушку. Излучение лазера дипольной ловушки модулируется прямоугольными импульсами с частотой 1 МГц со скважностью 60%, чтобы в отсутствие излучения лазера ловушки избежать влияния световых сдвигов на регистрацию атомов (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 Tucsен Dhyana 400D регистрирует атомы последовательностью снимков со временем экспозиции 200 мс до момента загрузки одиночных атомов в ловушку и появления первого сигнала резонансной флуоресценции от захваченных атомов.

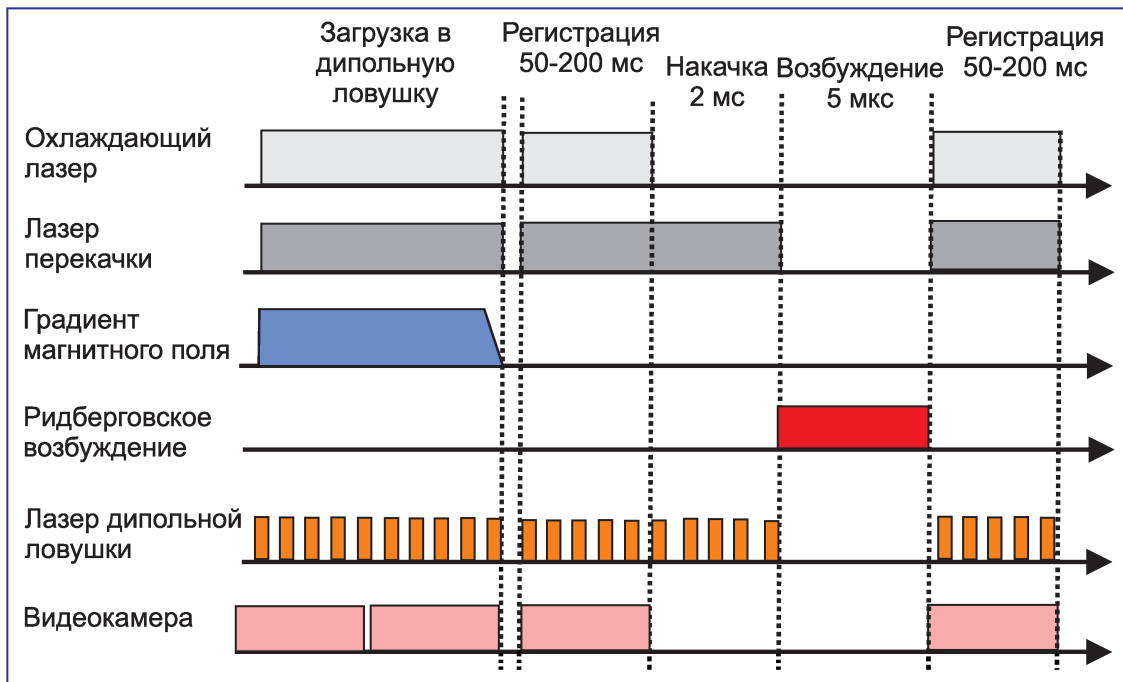


Рис. 2. Временная диаграмма эксперимента по возбуждению одиночных атомов рубидия в ридберговские состояния

После регистрации одиночного атома запускается процедура лазерного возбуждения атомов в ридберговские состояния и оптической регистрации ридберговского возбуждения. Охлаждающие лазеры и градиентное магнитное поле МОЛ выключаются. Затем включаются лучи охлаждающего лазера, лазера перекачки и видеокамера для первой регистрации сигналов флуоресценции от захваченного атома, чтобы подтвердить, что атом удерживается в оптической дипольной ловушке. После этого охлаждающий лазер выключается, а лазер перекачки остается включенным на время 2 мс. Это гарантирует накачку захваченного атома в состояние с $|5S_{1/2} F = 2\rangle$. После этого излучение оптической дипольной ловушки выключается на время 5 мкс, чтобы устранить связанные с этим излучением световые сдвиги, и включаются все три ступени лазерного возбуждения ридберговских атомов. После этого излучение возбуждающих лазеров выключается и повторно включается излучение оптической дипольной ловушки. Поскольку любые ридберговские состояния имеют отрицательное значение динамической поляризуемости, близкое к значению поляризуемости свободного электрона $\alpha = -e^2/m\omega^2$, где e — заряд электрона, m — масса электрона, ω — частота излучения [20], интенсивное излучение лазера дипольной ловушки выдавливает ридберговские атомы из дипольной ловушки за времена, меньшие времени жизни ридберговского состояния (которое

составляет 40 мкс для ридберговского $37P$ -состояния при температуре окружения 300 К [21]). Затем повторно включаются лучи охлаждающего лазера, лазера перекачки и видеокамера. Атом, не возбуждавшийся в ридберговские состояния и оставшийся в оптической дипольной ловушке, регистрируется повторно. В эксперименте с одиночными атомами измеряется вероятность повторной регистрации атома в зависимости от частоты лазерного излучения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для предварительной настройки частоты излучения лазера третьей ступени мы провели эксперименты по спектроскопии гашения облака холодных атомов при лазерном возбуждении в ридберговские состояния [22, 23]. В роли первой ступени выступает излучение охлаждающего лазера, имеющего отстройку 12 МГц от перехода $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$. При непрерывном облучении облака холодных атомов в магнитооптической ловушке лазерами второй и третьей ступеней происходит лазерное возбуждение ридберговских состояний. Это нарушает процесс лазерного охлаждения и захвата атомов и приводит к исчезновению облака холодных атомов в МОЛ. Интенсивность излучения второй ступени была подобрана таким образом, чтобы в отсутствие излучения лазера третьей ступени нерезонансное лазерное возбуждение перехода $5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2}$ с отстройкой 200 МГц не оказывало бы заметного влия-

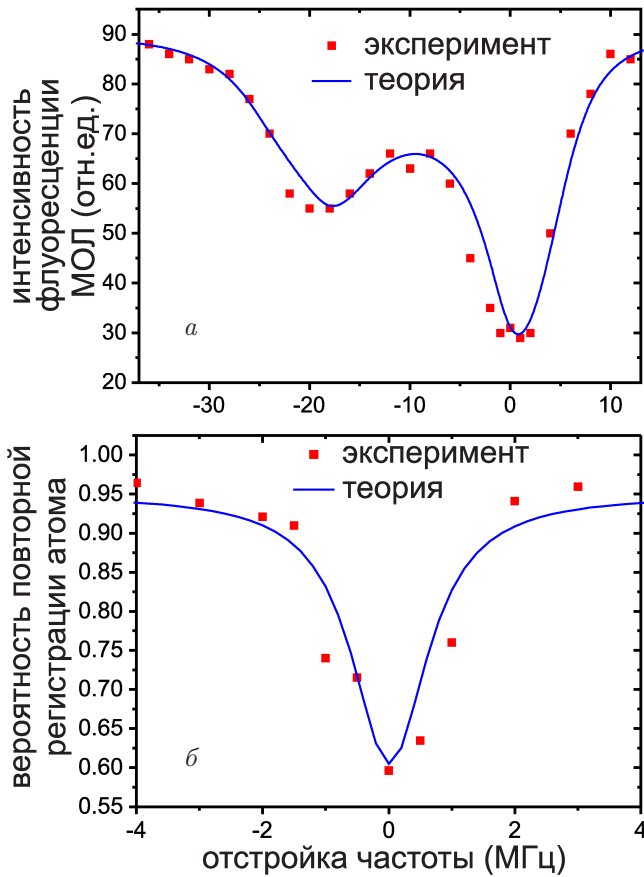


Рис. 3. *a*) Экспериментально измеренный и численно рассчитанный спектры гашения облака холодных атомов при непрерывном трехфотонном лазерном возбуждении. *б*) Экспериментально измеренный и численно рассчитанный спектры лазерного возбуждения одиночных атомов в оптической дипольной ловушке. В обеих записях сканировалась частота лазера третьей ступени возбуждения

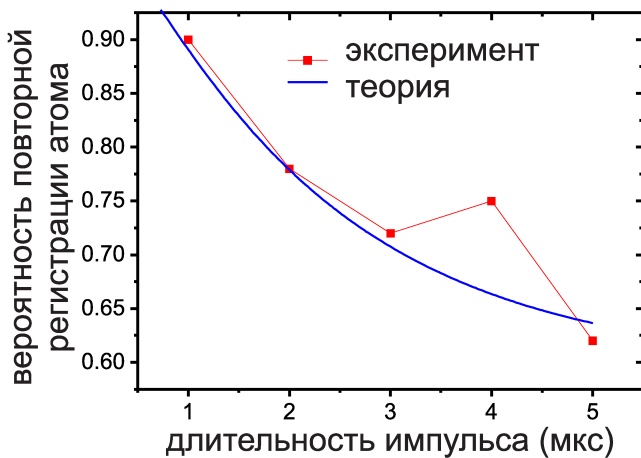


Рис. 4. Зависимость от времени вероятности трехфотонного лазерного возбуждения одиночных ридберговских атомов в оптической дипольной ловушке

ния на облако холодных атомов. В этом случае гашение облака происходит только в том случае, когда лазер третьей ступени настроен в резонанс с атомным переходом $6S_{1/2} \rightarrow nP$. Для записи спектра по формируемому на видеокамере изображению облака холодных атомов рассчитывался интегральный сигнал, пропорциональный интенсивности излучения облака. Мы сканировали частоту лазера третьей ступени. Записанный спектр приведен на рис. 3*a*. В нем хорошо видны два отдельных пика. Левый пик соответствует трехступенчатому возбуждению с заселением промежуточного $5P_{3/2}$ -состояния, правый пик — трехфотонному возбуждению [12].

Теоретическая модель для описания спектров трехфотонного лазерного возбуждения ридберговских атомов на основе уравнений для матрицы плотности была опубликована в наших работах [12, 24]. Хорошее согласие между экспериментом и теорией (см. рис. 3*a*) получено при следующих значениях частот Раби: $\Omega_1 = 23$ МГц, $\Omega_2 = 70$ МГц, $\Omega_3 = 15$ МГц, при красной отстройке излучения охлаждающего лазера 12 МГц и красной отстройке излучения лазера второй ступени от резонанса 200 МГц. Эти значения частот Раби существенно отличаются от приведенных в работе [24], поскольку эксперимент по спектроскопии гашения флуоресценции облака проводился без фокусировки лазерных пучков и при других интенсивностях лазерного излучения, в отличие от наших предыдущих экспериментов. Следует обратить внимание на то, что расщепление между резонансами на рис. 3*a* увеличено по сравнению с отстройкой частоты охлаждающего лазера 12 МГц до примерно 20 МГц вследствие световых сдвигов частоты.

Затем были проведены эксперименты по лазерному возбуждению одиночных атомов в оптической дипольной ловушке при предварительной настройке частоты лазера третьей ступени на трехфотонный резонанс по гашению облака холодных атомов. В качестве первой ступени возбуждения использовалось излучение охлаждающего лазера. Из-за малой отстройки частоты лазера первой ступени от резонанса в такой конфигурации трудно достичь высокой эффективности трехфотонного лазерного возбуждения вследствие быстрой релаксации атомов, возбуждаемых в состоянии $5P_{3/2}$. При настройке на точный резонанс потери атомов в оптической дипольной ловушке, связанные с ридберговским возбуждением, не превышали 15%. В связи с этим в дальнейшем были проведены эксперименты по трехфотонному лазерному возбуждению с увеличенной до 130 МГц отстройкой от резонанса с переходом $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$.

Записанный спектр трехфотонного возбуждения одиночных атомов в оптической дипольной ловушке в ридберговское $37P$ -состояние приведен на рис. 3б. В эксперименте перестраивалась частота излучения лазера третьей ступени. Вероятность повторной регистрации одиночных атомов определялась усреднением по 150 событиям захвата атомов в оптическую дипольную ловушку. Ширина спектров около 2 МГц определяется многочисленными факторами, включая конечные ширины линий лазеров, неразрешенную сверхтонкую структуру ридберговского состояния, релаксацию промежуточных возбужденных состояний, остаточный эффект Доплера, а также наличие нескольких каналов лазерного возбуждения вследствие вырожденных сверхтонких подуровней основного и промежуточного состояний, частичное снятие вырождения в остаточном магнитном поле. Удовлетворительное согласие между экспериментом и теорией получено при значениях частот Раби $\Omega_1 = 8$ МГц, $\Omega_2 = 180$ МГц, $\Omega_3 = 8$ МГц. Помимо времен жизни возбужденных состояний, мы феноменологически учли дополнительные каналы распада когерентностей, введя дополнительные константы релаксации недиагональных элементов матрицы плотности, равные 500 кГц.

Мы также исследовали динамику лазерного возбуждения одиночных ридберговских атомов в оптической дипольной ловушке, варьируя длительность лазерного импульса при настройке частоты лазерного излучения на центр резонанса. Экспериментально измеренная зависимость вероятности повторной регистрации атома от времени и численный расчет зависимости вероятности лазерного возбуждения ридберговских атомов от времени приведены на рис. 4. Наблюдается удовлетворительное согласие между экспериментом и численным расчетом при тех же параметрах, что использовались для численного моделирования приведенного на рис. 3б спектра. Эта зависимость может быть использована для подтверждения корректности параметров, выбранных в теоретической модели для описания спектров лазерного возбуждения. Видно, что как в теории, так и в эксперименте, признаков когерентного лазерного возбуждения не имеется.

4. КОГЕРЕНТНОЕ ЛАЗЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ РИДБЕРГОВСКИХ СОСТОЯНИЙ

Целью дальнейших исследований является когерентное лазерное возбуждение одиночных ридберговских атомов, поскольку оно необходимо для выполнения двухкубитовых вентилей и диагностики

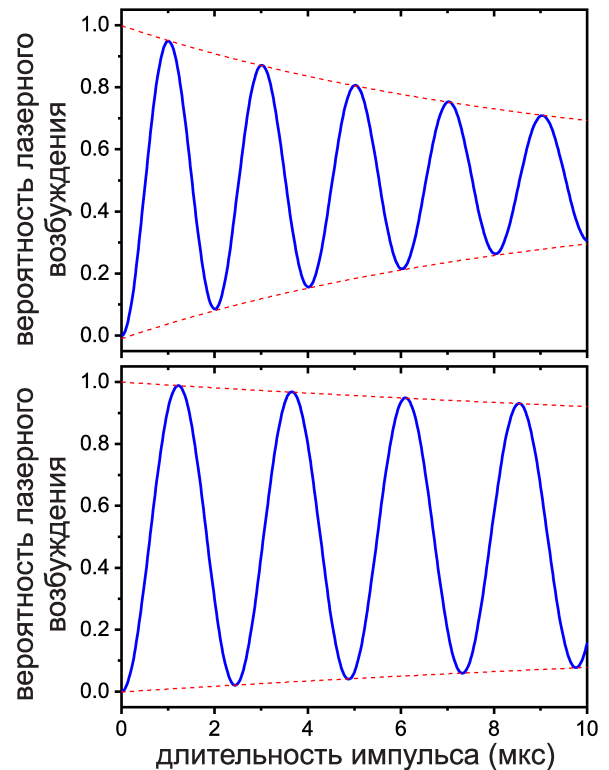


Рис. 5. а) Численно рассчитанная зависимость от времени вероятности трехфотонного лазерного возбуждения ридберговских атомов с отстройкой от промежуточного состояния 2 ГГц и частотами Раби $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_3 = 200$ МГц. Пунктирными линиями показано экспоненциальное затухание амплитуды осцилляций Раби за время 9 мкс. б) Численно рассчитанная зависимость от времени вероятности трехфотонного лазерного возбуждения ридберговских атомов с отстройкой от промежуточного состояния 2 ГГц и частотами Раби $\Omega_1 = \Omega_3 = 40$ МГц и $\Omega_2 = 2.5$ ГГц. Пунктирными линиями показано экспоненциальное затухание амплитуды осцилляций Раби за время 26 мкс

переходов между соседними ридберговскими состояниями одиночных атомов в оптической дипольной ловушке. При когерентном лазерном возбуждении наблюдаются осцилляции населенностей между основным и ридберговским состоянием одиночного атома. Квантовые вентили требуют максимального увеличения контраста таких осцилляций. Для дальнейшего сужения резонансов необходимо реализовать оптическую накачку на один из сверхтонких подуровней основного состояния и увеличить отстройки от промежуточных возбужденных состояний. Принципиальной проблемой для всех схем многофотонного лазерного возбуждения ридберговских атомов является релаксация промежуточных возбужденных состояний. Стандартным способом уменьшения влияния релаксации промежуточных

возбужденных состояний при когерентном двухфотонном возбуждении является увеличение отстройки от резонанса с промежуточным состоянием до 2–4 ГГц. В то же время оказалось, что для трехфотонной схемы, требующей больших частот Раби на каждом из переходов по сравнению с двухфотонной схемой, этого недостаточно. На рис. 5а приведен результат численного расчета динамики населенностей ридберговских $70P$ -состояний при трехфотонном лазерном возбуждении в условиях, когда частоты Раби для всех трех переходов одинаковы $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_3 = 200$ МГц, а отстройка от резонанса с промежуточными возбужденными состояниями составляет 2 ГГц. Видно, что при этом происходит быстрое затухание осцилляций Раби за характерное время 9 мкс, что иллюстрируется пунктирными линиями на рисунке. Это связано в первую очередь с релаксацией промежуточных возбужденных состояний $5P_{3/2}$ и $6S_{1/2}$. Оказалось, что релаксацию осцилляций Раби можно существенно уменьшить, если увеличить частоту Раби для второго перехода $\Omega_2 = 2.5$ ГГц и соответственно уменьшить частоты Раби для первого и третьего перехода $\Omega_1 = \Omega_3 = 40$ МГц. В этом случае вероятность заселения промежуточных состояний $5P_{3/2}$ и $6S_{1/2}$ оказывается существенно меньше, что увеличивает время когерентности до 26 мкс. В обоих случаях лазер второй ступени настроен в точный резонанс с атомным переходом, что при одинаковых значениях $\Omega_1 = \Omega_3$ позволяет устранить световые сдвиги трехфотонного резонанса. Таким образом может быть реализовано когерентное трехфотонное возбуждение одиночных ридберговских атомов в nP -состояния.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы экспериментально продемонстрировали трехфотонное лазерное возбуждение одиночных атомов рубидия в оптической дипольной ловушке в ридберговское $37P_{3/2}$ -состояние по схеме $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ с использованием лазеров с длинами волн 780 нм, 1367 нм, 740 нм. Возбуждение ридберговских атомов регистрировалось по потерям атомов в оптической дипольной ловушке вследствие их выдавливания интенсивным лазерным излучением оптической дипольной ловушки. Были записаны спектры трехфотонного лазерного возбуждения одиночных ридберговских атомов, ширина спектров составила 2 МГц. Мы измерили зависимость вероятности трехфотонного лазерного возбуждения одиночных ридберговских атомов

от длительности лазерного импульса. Проведено сравнение результатов эксперимента с численным расчетом, получено удовлетворительное согласие. Предложен способ повышения точности когерентного трехфотонного лазерного возбуждения ридберговских атомов. Трехфотонное лазерное возбуждение может быть использовано для когерентного лазерного возбуждения ридберговских атомов в nP -состояния, представляющие интерес для исследования диполь-дипольного взаимодействия и приложений в квантовой информатике и квантовой метрологии.

Финансирование. Исследование выполнено при поддержке Российской государственной научной программы (грант № 23-12-00067, <https://rscf.ru/project/23-12-00067/>).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Ebadi, T. T. Wang, H. Levine, A. Keesling, G. Semeghini, A. Omran, D. Bluvstein et al., *Nature* **595**, 227 (2021).
2. P. Scholl, M. Schuler, H. J. Williams, A. A. Eberharter, D. Barredo, K.-N. Schymik, V. Lienhard et al., *Nature* **595**, 233 (2021).
3. N. M. Graham, Y. Song, J. Scott, C. Poole, L. Phuttitarn, K. Jooya, P. Eichler et al., *Nature* **604**, 457 (2022).
4. D. Bluvstein, H. Levine, G. Semeghini, T. T. Wang, S. Ebadi, M. Kalinowski, A. Keesling et al., *Nature* **604**, 451 (2022).
5. Zhi-Jin Tao, Li-Geng Yu, Peng Xu, Jia-Yi Hou, Xiao-Dong He, and Ming-Sheng Zhan, *Chinese Phys. Lett.* **39**, 083701 (2022).
6. S. Ebadi, A. Keesling, M. Cain, T. T. Wang, H. Levine, D. Bluvstein, G. Semeghini et al., *Science* **376**, 1209 (2022).
7. S. J. Evered, D. Bluvstein, M. Kalinowski, S. Ebadi, T. Manovitz, H. Zhou, S. H. Li, A. A. Geim, T. T. Wang, N. Maskara, H. Levine, G. Semeghini, M. Greiner, V. Vuletic, M. D. Lukin, arXiv:2304.05420 (2023).
8. П. Шене, К.-Л. Фам, П. Пиле, И. И. Бетеров, И. Н. Ашкарин, Д. Б. Третьяков, Е. А. Якшина, В. М. Энтин, И. И. Рябцев, *Трехчастичные резонансы Фёрстера нового типа в ридберговских атомах*, КЭ **50**, 219 (2020).
9. I. N. Ashkarin, I. I. Beterov, E. A. Yakshina, D. B. Tretyakov, V. M. Entin, I. I. Ryabtsev, P. Cheinet, K.-L. Pham, S. Lepoutre, and P. Pillet, *Phys. Rev. A* **106**, 032601 (2022).

10. P. Thoumany, T. Hänsch, G. Stania, L. Urbonas, Th. Becker, *Optical Spectroscopy of Rubidium Rydberg Atoms with a 297 nm Frequency-Doubled Dye Laser*, Opt. Lett. **34**, 1621 (2009).
11. I. I. Ryabtsev, I. I. Beterov, D. B. Tretyakov, V. M. Entin, and E. A. Yakshina, Phys. Rev. A **84**, 053409 (2011).
12. Е. А. Якшина, Д. Б. Третьяков, В. М. Энтин, И. И. Бетеров, И. И. Рябцев, КЭ **48**, 886 (2018).
13. B. Sanguinetti, H. O. Majeed, M. L. Jones, and B. T. H. Varcoe, *Precision Measurements of Quantum Defects in the $nP_{3/2}$ Rydberg States of 85Rb* , J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **42**, 165004 (2009).
14. S. H. You, M. H. Cai, S. S. Zhang, Z. S. Xu, H. P. Liu, *Microwave-Field Sensing via Electromagnetically Induced Absorption of Rb Irradiated by Three-Color Infrared Lasers*, Opt. Express **30**, 6619 (2022).
15. 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, *Захват и регистрация одиночных атомов рубидия в оптической дипольной ловушке с использованием длиннофокусного объектива*, КЭ **50**, 543 (2020).
16. И. И. Бетеров, Е. А. Якшина, Д. Б. Третьяков, В. М. Энтин, Н. В. Альянова, К. Ю. Митянин, И. И. Рябцев, ЖЭТФ **159**, 409 (2021).
17. И. И. Бетеров, Е. А. Якшина, Д. Б. Третьяков, В. М. Энтин, Н. В. Альянова, К. Ю. Митянин, А. М. Фарук, И. И. Рябцев, *Реализация однокубитовых квантовых операций с индивидуальной адресацией двух атомов рубидия в двух оптических дипольных ловушках*, КЭ **51**, 6 (2021).
18. N. Schlosser, G. Reymond, and P. Grangier, Phys. Rev. Lett. **89**, 023005 (2002).
19. R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward, *Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator*, Appl. Phys. B **31**, 97 (1983).
20. M. Saffman, T. G. Walker, and K. Mölmer, Rev. Mod. Phys. **82**, 2313 (2010).
21. I. I. Beterov, I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, and V. M. Entin, Phys. Rev. A **79**, 052504 (2009).
22. С. Я. Бронин, А. А. Бобров, Д. Е. Фомичев, С. А. Саакян, В. А. Саутенков, Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, *Международный научно-исследовательский журнал* **11**, 8 (2018).
23. C. Halter, A. Miethke, C. Sillus, A. Hegde, and A. Görlitz, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **56**, 055001 (2023).
24. Д. Б. Третьяков, В. М. Энтин, Е. А. Якшина, И. И. Бетеров, И. И. Рябцев, КЭ **52**, 513 (2022).