

# ОСЦИЛЛЯЦИИ РАБИ ПРИ ТРЕХФОТОННОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ОДИНОЧНОГО РИДБЕРГОВСКОГО АТОМА РУБИДИЯ В ОПТИЧЕСКОЙ ДИПОЛЬНОЙ ЛОВУШКЕ

*И. И. Бетеров*<sup>a,b,c,d\*</sup>, *Е. А. Якшина*<sup>a,b,d</sup>, *Г. Сулиман*<sup>a,b</sup>, *П. И. Бетлени*<sup>a,b</sup>,  
*А. А. Прилуцкая*<sup>a,b</sup>, *Д. А. Скворцова*<sup>a,c</sup>, *Т. Р. Загиров*<sup>a,b</sup>, *Д. Б. Третьяков*<sup>a,b</sup>,  
*В. М. Энтин*<sup>a</sup>, *Н. Н. Безуглов*<sup>a,e</sup>, *И. И. Рябцев*<sup>a,b\*\*</sup>

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

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

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

<sup>d</sup> *Институт лазерной физики  
Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

<sup>e</sup> *Санкт-Петербургский государственный университет  
199034, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 10 апреля 2024 г.,  
после переработки 24 апреля 2024 г.  
Принята к публикации 24 апреля 2024 г.

В эксперименте по трехфотонному лазерному возбуждению  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$  одиночного ридберговского атома  $^{87}\text{Rb}$ , захваченного в оптическую дипольную ловушку, впервые наблюдались трехфотонные осцилляции населенностей Раби между основным и ридберговским состоянием. Одиночный атом регистрировался оптическим методом по сигналу резонансной флуоресценции на малозумящей sCMOS-видеокамере. Измерялась относительная вероятность атому остаться в ловушке после действия трех синхронизованных возбуждающих лазерных импульсов с длительностями, изменяемыми от 100 нс до 2 мкс. Особенностью эксперимента было использование интенсивного лазерного излучения с длиной волны 1367 нм на второй ступени возбуждения, обеспечивающего однофотонную частоту Раби до 2 ГГц для управления эффективными отстройками промежуточных уровней трехфотонного перехода за счет динамического эффекта Штарка. Зарегистрированы осцилляции Раби с частотой от 1 до 5 МГц в зависимости от интенсивности лазерных импульсов первой и второй ступеней возбуждения при времени когерентности 0.7–0.8 мкс. Обсуждаются пути увеличения времени когерентности и контраста трехфотонных осцилляций Раби для применений в квантовой информатике с ридберговскими атомами.

*Статья представлена в рамках публикации материалов конференции «Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2023), Новосибирск, декабрь 2023 г.*

DOI: 10.31857/S0044451024100109

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Ультрахолодные нейтральные атомы в последние годы стали одной из наиболее перспективных платформ для реализации квантовых вычислений. В частности, продемонстрирована высокая точность

\* E-mail: [beterov@isp.nsc.ru](mailto:beterov@isp.nsc.ru)

\*\* E-mail: [ryabtsev@isp.nsc.ru](mailto:ryabtsev@isp.nsc.ru)

двухкубитовых вентилях (более 99.5%) при их параллельном выполнении для 60 одиночных атомов Rb [1] и реализован захват более 6000 одиночных атомов Cs в массив оптических дипольных ловушек [2]. Для реализации квантовых вычислений с ультрахолодными нейтральными атомами требуется когерентное лазерное возбуждение атомов в ридберговские состояния с главным квантовым числом  $n \gg 1$  [3]. Поскольку радиус орбиты ридберговского электрона растет как  $n^2$ , дипольные моменты ридберговских атомов также растут как  $n^2$ , и они взаимодействуют друг с другом намного сильнее, чем атомы в основном состоянии. Благодаря большим энергиям взаимодействия ридберговских атомов становится возможным получение квантово-перепутанных состояний нейтральных атомов и выполнение двухкубитовых квантовых операций [4–6].

Как правило, в экспериментах по созданию квантовых процессоров с нейтральными атомами в качестве кубитов используются одиночные атомы Rb и Cs [6]. Для лазерного возбуждения атомов Rb широко применяются двухфотонные схемы лазерного возбуждения ридберговских  $nS$ - и  $nD$ -состояний по схеме возбуждения  $5S \rightarrow 5P \rightarrow nS, nD$  с длиной волны 780 нм на первой ступени и 480 нм на второй ступени [7, 8] или  $5S \rightarrow 6P \rightarrow nS, nD$  с длиной волны 420 нм на первой ступени и 1013 нм на второй ступени [1]. В экспериментах с одиночными атомами Cs как правило реализуется двухфотонная схема возбуждения  $6S \rightarrow 7P \rightarrow nS, nD$  с длинами волн 459 нм на первой ступени и 1040 нм на второй ступени [9]. Однофотонное возбуждение ридберговских атомов возможно с помощью ультрафиолетового лазерного излучения (длина волны 297 нм для атомов рубидия [10]). При двухфотонном возбуждении во встречных лазерных пучках частично подавляется остаточный эффект Доплера, возникающий вследствие конечной температуры атомов в оптических ловушках и приводящий к потере когерентности [11]. В отличие от двухфотонной и трехфотонной схем, однофотонное возбуждение не допускает даже частичной компенсации эффекта Доплера.

Трехфотонное лазерное возбуждение одиночных ридберговских атомов обладает рядом преимуществ. Во-первых, оно позволяет возбуждать ридберговские  $nP$ -состояния, для которых были предложены оригинальные схемы трехкубитового квантового вентиля Тоффли [12, 13]. В целом, в отличие от атомов в ридберговских  $nS$ - и  $nD$ -состояниях, одиночные ридберговские  $nP$ -атомы щелочных металлов и их взаимодействие друг с другом практически не исследованы экспериментально.

Во-вторых, трехфотонное лазерное возбуждение позволяет практически полностью подавить эффект отдачи и эффект Доплера при звездообразной геометрии трех лучей с равной нулю суммой их волновых векторов [14]. Это перспективно для увеличения точности квантовых вентилях.

В-третьих, при двухфотонном лазерном возбуждении из-за большой скорости распада промежуточных возбужденных состояний необходимо вводить большие отстройки от точного резонанса с промежуточными состояниями ( $> 1$  ГГц). Наш теоретический анализ показал, что трехфотонное лазерное возбуждение с большой частотой Раби на второй ступени по сравнению с частотами Раби на первой и третьей ступенях позволяет достичь режима когерентного возбуждения даже при настройке всех трех ступеней в точный резонанс с атомными переходами. При этом отсутствие заселения и спонтанного распада промежуточных состояний обеспечивается за счет световых сдвигов сильным излучением второй ступени.

В предыдущих работах [15–18] нами были экспериментально исследованы спектры и динамика трехфотонного лазерного возбуждения  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow nP$  холодных ридберговских атомов Rb в работающей магнитооптической ловушке с использованием непрерывных одночастотных лазеров на каждой ступени и регистрации одиночных ридберговских атомов методом селективной ионизации электрическим полем [3].

В нашей последней работе [19] было экспериментально продемонстрировано трехфотонное лазерное возбуждение одиночного атома  $^{87}\text{Rb}$  в оптической дипольной ловушке в ридберговское состояние  $37P_{3/2}$  лазерными излучениями с длинами волн 780 нм, 1367 нм и 743 нм по схеме  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ . Возбуждение в ридберговские состояния детектировалось оптическим методом по потерям атомов в оптической дипольной ловушке. Были записаны спектры импульсного трехфотонного лазерного возбуждения одиночного ридберговского атома. Ширина спектра составила 2 МГц. Также была измерена зависимость вероятности возбуждения от длительности лазерного импульса, однако признаков осцилляций населенностей Раби между основным и ридберговским состоянием в ней не наблюдалось. Такие осцилляции необходимы для последующей реализации квантовых операций с ридберговскими атомами.

В настоящей статье представлены результаты нашего нового эксперимента по трехфотонному лазерному возбуждению

$5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$  одиночного ридберговского атома  $^{87}\text{Rb}$ , захваченного в оптическую дипольную ловушку. Благодаря сужению ширины линий лазеров второй и третьей ступеней впервые удалось наблюдать трехфотонные осцилляции населенностей Раби с частотами от 1 до 5 МГц в зависимости от интенсивности лазерных импульсов первой и второй ступеней возбуждения. Особенностью эксперимента было использование интенсивного лазерного излучения с длиной волны 1367 нм на второй ступени возбуждения, обеспечивающего однофотонную частоту Раби до 2 ГГц для управления эффективными отстройками промежуточных уровней трехфотонного перехода за счет динамического эффекта Штарка. Также обсуждаются пути увеличения времени когерентности и контраста трехфотонных осцилляций Раби для применений в квантовой информатике с ридберговскими атомами.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки, подробно описанная в нашей предыдущей работе [19] по трехфотонному лазерному возбуждению одиночного ридберговского атома  $^{87}\text{Rb}$ , приведена на рис. 1. Основные изменения в настоящей работе включают сужение спектральной ширины линий лазеров, оптимизацию интенсивностей лазерных пучков и модернизацию оптических схем для модуляции лазерного излучения.

### 2.1. Захват атомов в оптическую дипольную ловушку

Атомы  $^{87}\text{Rb}$  охлаждаются и захватываются в магнитооптическую ловушку (МОЛ) в вакуумной камере, в центре которой формируется облако холодных атомов с температурой 80 – 100 мкК. Затем для захвата атомов из МОЛ в оптическую дипольную ловушку используется излучение лазерной системы с длиной волны 850 нм на основе задающего DFB лазера Eagleyard EYP-DFB-0852 и полупроводникового усилителя Toptica Boosta Pro с выходной мощностью 1.4 Вт. Оно модулируется с помощью акустооптического модулятора (АОМ) и затем заводится в оптическую систему по оптоволокну. 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  $\text{NA} = 0.172$ . 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  $e^{-2}$ .

### 2.2. Регистрация захваченных атомов

Для регистрации захваченных атомов  $^{87}\text{Rb}$  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, частично отражаются от поляризационного светоделителя, а затем фокусируются линзой  $f = 50$  мм на цифровую sCMOS-видеокамеру Tucsen Dhyana 400D. Перед видеокамерой установлены два интерференционных фильтра, пропускающих излучение только на длине волны 780 нм.

### 2.3. Лазерное возбуждение ридберговских состояний

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  $^{87}\text{Rb}$  (кросс-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 АОМ. Частота излучения лазера первой ступени смещалась с помощью АОМ, работающего в двухпроходной конфигурации так, что излучение имело синюю отстройку  $\delta_1 = +30$  МГц от резонанса  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ , как показано на вставке на рис. 1. Излучение первой ступени лазерного возбуждения объединялось с излучением дипольной ловушки перед оптическим волокном с помощью дихроичного зеркала.

На второй ступени лазерного возбуждения используется полупроводниковый лазер с внешним резонатором Sacher Lasertechnik с длиной волны 1367 нм. Частота лазерного излучения привязыв-

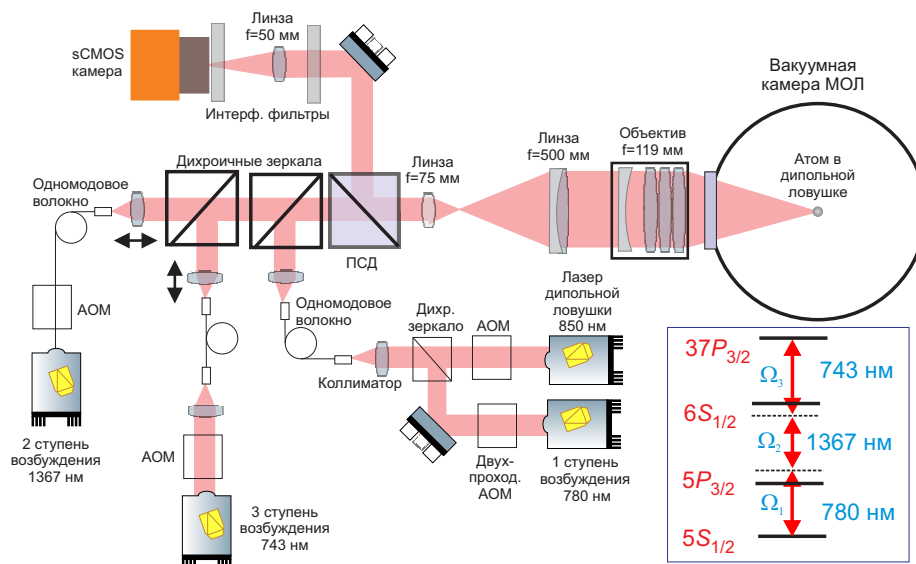


Рис. 1. Экспериментальная установка для реализации когерентного трехфотонного лазерного возбуждения в ридберговское состояние по схеме  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$  (показана на вставке) одиночного атома  $^{87}\text{Rb}$ , захваченного в оптическую дипольную ловушку

вается методом Паунда–Драйвера–Холла к одному из пиков пропускания высокостабильного интерферометра Фабри–Перо производства компании Stable Lasers с помощью системы привязки Vescent Photonics D2-125PL. В результате, излучение имеет красную отстройку частоты от резонанса с переходом  $5P_{3/2}(F=3) \rightarrow 6S_{1/2}(F=2)$  величиной  $\delta_2 = -60$  МГц, как показано на вставке на рис. 1. Оценка ширины его линии по сигналу ошибки составляет менее 25 кГц, а по спектру биений, полученному методом самогетеродинамирования – менее 5 кГц. Для амплитудной модуляции излучения лазера второй ступени используется АОМ.

На третьей ступени используется одночастотный титан-сапфировый лазер с кольцевым резонатором производства компании Tekhnoscan с накачкой твердотельным Nd:YVO<sub>4</sub>-лазером Coherent Verdi G5. Частота лазерного излучения стабилизируется по пику пропускания высокостабильного интерферометра Фабри–Перо производства компании Stable Laser Systems с помощью системы генерации сигнала ошибки методом Паунда–Драйвера–Холла и ПИД-регулятора Vescent Photonics D2-125. Для того чтобы обеспечить возможность настройки на произвольное ридберговское состояние, для привязки частоты используются боковые спектральные компоненты, возникающие при подмешивании радиочастотного сигнала с произвольно задаваемой частотой в диапазоне от 10 МГц до 200 МГц на вход электрооптического модулятора в системе стабили-

зации частоты. Радиочастотный сигнал синтезируется с помощью генератора Rigol DG4202, управляемого через LAN-интерфейс. Оценка ширины линии лазера третьей ступени по сигналу ошибки не превышает 2 кГц. Для амплитудной модуляции лазера третьей ступени установлен АОМ. Частота излучения контролируется прецизионным измерителем длин волн WS-U производства компании Ангстрем.

Излучение лазеров второй ступени с длиной волны 1367 нм и мощностью до 1 мВт 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 ступеней 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 BeamMap2. Все лазерные пучки возбуждающих лазеров проходят через поляризационный светоделитель и имеют горизонтальную поляризацию, как и излучение оптической дипольной ловушки.

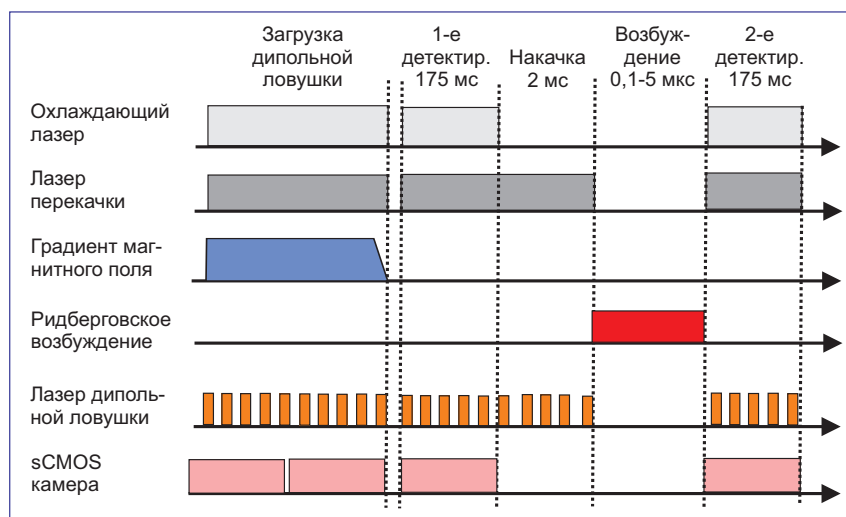


Рис. 2. Временная диаграмма эксперимента по когерентному трехфотонному лазерному возбуждению одиночного атома  $^{87}\text{Rb}$  в ридберговское состояние

#### 2.4. Временная диаграмма эксперимента

Временная диаграмма выполнения эксперимента представлена на рис. 2. Для управления экспериментальной установкой используется плата программируемого таймера SpinCore PulseBluster. Атомы  $^{87}\text{Rb}$  первоначально загружаются в МОЛ в течение 0.1–5 с и одновременно загружаются оптическую дипольную ловушку. Излучение лазера дипольной ловушки модулируется прямоугольными импульсами с частотой 1 МГц и скважностью 60%, чтобы в отсутствие излучения лазера ловушки избежать влияния световых сдвигов на регистрацию атомов. Цифровая sCMOS-видеокамера Tucsen Dhyana 400D регистрирует атомы последовательностью снимков со временем экспозиции 175 мс до момента загрузки одиночных атомов в ловушку и появления первого сигнала резонансной флуоресценции от захваченных атомов.

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 оптическую накачку захваченного атома в состояние с  $5S_{1/2}(F = 2)$ . После этого излучение

оптической дипольной ловушки выключается, чтобы устранить связанные с этим излучением световые сдвиги, и включаются все три ступени лазерного возбуждения ридберговских атомов. Через время 0.1–5 мкс излучение возбуждающих лазеров выключается, и повторно включается излучение оптической дипольной ловушки. Временная диаграмма импульсов лазерного возбуждения детально обсуждается в разд. 4.

Интенсивное излучение лазера дипольной ловушки выдавливает атом  $^{87}\text{Rb}$  из дипольной ловушки, если он находится в ридберговском состоянии, и перезахватывает, если он в основном состоянии. 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. ТЕОРИЯ ТРЕХФОТОННОГО ЛАЗЕРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ РИДБЕРГОВСКОГО СОСТОЯНИЯ В ОДИНОЧНОМ АТОМЕ

В теоретическом описании мы обозначим основное состояние  $5S_{1/2}(F = 2)$  как состояние 1, первое промежуточное состояние  $5P_{3/2}(F = 3)$  с радиационным временем жизни 27 нс как 2, второе промежуточное состояние  $6S_{1/2}(F = 2)$  с радиационным временем жизни 50 нс как 3, и ридберговское со-

стояние  $37P_{3/2}$  с радиационным временем жизни 43 мкс как 4 (схема уровней и переходов показана на вставке рис. 1). Для каждого промежуточного одnofотонного перехода  $j = 1, 2, 3$  мы введем соответствующую частоту Раби  $\Omega_j = d_j E_j / \hbar$  (здесь  $d_j$  — дипольные моменты однофотонных переходов,  $E_j$  — амплитуды электрического поля для линейно поляризованных световых полей) и отстройку  $\delta_j$ . Сканирование полной отстройки  $\delta = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3$  трехфотонного перехода  $1 \rightarrow 4$  может осуществляться сканированием частоты любого лазера. В наших экспериментах сканируется отстройка лазера третьей ступени  $\delta_3$ .

Как было показано нами в работе [14], в отсутствие спонтанной релаксации всех уровней и при достаточно больших отстройках от промежуточных резонансов  $\Omega_1 \ll |\delta_1|$ ,  $\Omega_2 \ll |\delta_2|$  населенность ридберговского состояния может быть рассчитана путем решения уравнения Шредингера для нахождения амплитуд вероятностей  $a_j$  каждого уровня  $j = 1-4$  в приближении вращающейся волны. В результате получается следующая зависимость населенности ридберговского состояния от времени взаимодействия  $t$  при полностью когерентном трехфотонном лазерном возбуждении:

$$|a_4|^2 \approx \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + (\delta + \Delta_1 + \Delta_4)^2} \times \frac{1}{2} \left[ 1 - \cos \left( t \sqrt{\Omega^2 + (\delta + \Delta_1 + \Delta_4)^2} \right) \right], \quad (1)$$

где  $\Omega = \Omega_1 \Omega_2 \Omega_3 / (4\delta_1 \delta_3)$  — эффективная частота Раби для трехфотонного возбуждения,  $\Delta_1 = \Omega_1^2 / (4\delta_1)$  и  $\Delta_4 = \Omega_3^2 / (4\delta_3)$  — световые сдвиги состояний 1 и 4 соответственно. Уравнение (1) показывает, что условием точного трехфотонного резонанса является  $\delta + \Delta_1 + \Delta_4 = 0$ , при этом населенность осциллирует между основным и ридберговским состоянием на частоте  $\Omega$ . Уравнение (1) также описывает спектр возбуждения ридберговского состояния при сканировании  $\delta$  для фиксированного времени взаимодействия  $t$ .

В формуле (1) осцилляции Раби длятся бесконечно долго. В более реалистичной теоретической модели, учитывающей спонтанную релаксацию возбужденных уровней 2–4, осцилляции Раби затухают с константой затухания  $\gamma = 1/\tau$ , определяемой обратным временем жизни ридберговского состояния  $\tau$ , или еще быстрее, если отстройки промежуточных резонансов недостаточно велики. При этом населенность ридберговского состояния выходит на некоторое стационарное значение. Такая модель была построена нами ранее в четырехуровневом приближе-

нии на основе оптических уравнений Блоха для матрицы плотности [15]. Найти точное аналитическое решение для населенности  $\rho_{44}$  ридберговского состояния при произвольных промежуточных частотах Раби и отстройках не представляется возможным, поэтому в общем случае необходимо решать задачу численно. Однако при больших отстройках частот лазерных излучений от промежуточных резонансов наша четырехуровневая система может быть аппроксимирована эффективной двухуровневой системой с прямым оптическим переходом  $1 \rightarrow 4$ .

Для двухуровневой системы в работе [15] нами было найдено следующее приближенное аналитическое решение в случае сильного ( $\Omega \gg \gamma$ ) возбуждения:

$$\rho_{44} \approx \frac{\Omega^2}{2\Omega^2 + \gamma^2 + 4\delta^2} \times \left[ 1 - \exp \left( -\frac{2\Omega^2 + \delta^2}{4\Omega^2 + \delta^2} \gamma t \right) \right] + \frac{\Omega^2/2}{\Omega^2 + \delta^2} \left[ \exp \left( -\frac{2\Omega^2 + \delta^2}{4\Omega^2 + \delta^2} \gamma t \right) - \exp \left( -\frac{6\Omega^2 + \delta^2}{4\Omega^2 + \delta^2} \frac{\gamma t}{2} \right) \cos \left( t \sqrt{\Omega^2 + \delta^2} \right) \right]. \quad (2)$$

Сравнение формулы (2) с более простой формулой (1) для модели без релаксации показывает, что формула (1) применима на коротких временах взаимодействия ( $\gamma t \ll 1$ ). При больших временах взаимодействия ( $\gamma t \gg 1$ ) осцилляции Раби затухают и населенность выходит на стационарное значение, описываемое лоренцевским контуром спектра возбуждения. Сравнение формулы (2) с результатами точного численного расчета показало, что уже при  $\Omega > 3\gamma$  она имеет хорошую точность. Для того чтобы применить формулу (2) к аналитическому описанию спектра когерентного трехфотонного возбуждения, в ней следует положить  $\Omega = \Omega_1 \Omega_2 \Omega_3 / (4\delta_1 \delta_3)$  — трехфотонная частота Раби,  $\gamma$  — обратное время жизни ридберговского состояния, и сделать замену  $\delta \rightarrow \delta + \Delta_1 + \Delta_4$  для учета светового сдвига трехфотонного резонанса.

В точном резонансе (при  $\delta = 0$ ) формула (2) дает максимальную амплитуду осцилляций Раби и имеет следующую зависимость от времени:

$$\rho_{44} \approx \frac{\Omega^2}{2\Omega^2 + \gamma^2} \left[ 1 - e^{-\gamma t/2} \right] + \frac{1}{2} \left[ e^{-\gamma/2 t} - e^{-3\gamma t/4} \cos(\Omega t) \right]. \quad (3)$$

Поскольку должно выполняться условие  $\Omega \gg \gamma$ , формулу (3) можно упростить и получить следующую зависимость для аппроксимации экспериментальных осцилляций Раби:

$$\rho_{44} \approx \frac{1}{2} \left[ 1 - e^{-3\gamma t/4} \cos(\Omega t) \right]. \quad (4)$$

Кроме того, разработанная теоретическая модель [15] позволяет феноменологически учесть конечные ширины линий  $\Gamma_i$  всех трех лазеров в модели диффузии фазы, когда в лазерном излучении присутствуют случайные флуктуации фазы, но отсутствуют амплитудные флуктуации [20]. Для их учета в уравнениях матрицы плотности для оптических когерентностей в каждую отстройку  $\delta_i$  добавляется мнимая часть, равная по модулю  $\Gamma_i/2$  для внесения дополнительного затухания в когерентности. Наши численные расчеты согласно этой модели показали хорошее согласие между экспериментом и теорией [15–18]. Однако необходимо иметь в виду, что в такой модели спектр излучения лазера имеет лоренцеву форму, в то время как лазерам обычно присущ гауссов профиль с более быстрым убыванием на крыльях. Поэтому теоретические спектры возбуждения ридберговских состояний в этой модели могут иметь некоторые расхождения с экспериментальными данными на крыльях резонансов.

#### 4. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО КОГЕРЕНТНОМУ ТРЕХФОТОННОМУ ЛАЗЕРНОМУ ВОЗБУЖДЕНИЮ ОДИНОЧНОГО АТОМА $^{87}\text{Rb}$ В РИДБЕРГОВСКОЕ СОСТОЯНИЕ

Временная диаграмма лазерных импульсов 1–3 ступеней в эксперименте по когерентному трехфотонному лазерному возбуждению одиночного атома  $^{87}\text{Rb}$  в ридберговское состояние приведена на рис. 3. Импульс лазера 1 ступени (длина волны 780 нм) формировался с помощью АОМ, работающего в двухпроходной схеме со сфокусированным лучом, и имел самые короткие фронты (около 50 нс). Импульсы лазеров 2 и 3 ступеней (1367 нм и 743 нм) формировались с помощью АОМ в однопроходных схемах без фокусировки лучей и имели длительности фронтов около 100 нс и 200 нс соответственно. Поэтому для обеспечения наилучшего временного разрешения и контраста при записи осцилляций Раби была принята следующая логика временной последовательности, которая является основной особенностью именно трехфотонного лазерного возбуждения ридберговского состояния.

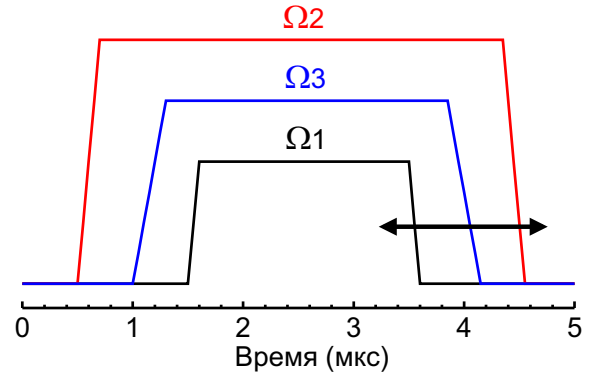


Рис. 3. Временная диаграмма лазерных импульсов 1–3 ступеней в эксперименте по когерентному трехфотонному лазерному возбуждению одиночного атома  $^{87}\text{Rb}$  в ридберговское состояние

Первым включался импульс лазера 2 ступени. Его интенсивность выбиралась достаточно высокой, чтобы обеспечить однофотонную частоту Раби на переходе  $5P_{3/2}(F=3) \rightarrow 6S_{1/2}(F=2)$  около 2 ГГц. Поскольку излучение этого лазера имело красную отстройку  $\delta_2 = -60$  МГц от точной частоты перехода, оно создавало большие световые сдвиги двух уровней (1 ГГц), причем уровень  $5P_{3/2}(F=3)$  сдвигался вниз по энергии, а уровень  $6S_{1/2}(F=2)$  вверх. Таким образом, интенсивное излучение 2 ступени формировало так называемые "одетые" уровни квазиэнергии, что затем обеспечивало большие промежуточные отстройки для излучений лазеров 1 и 3 ступеней от их резонансов с атомами.

Вторым включался лазер 3 ступени с задержкой 0.5 мкс после включения лазера 2 ступени. Изначально это излучение имело небольшую отстройку  $\delta_3 = +30$  МГц от точной частоты перехода  $6S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}$ , однако благодаря световому сдвигу состояния  $6S_{1/2}(F=2)$  за счет ранее включенного излучения лазера 2, отстройка частоты лазера 3 ступени изменялась до величины  $\delta_3 \sim -1$  ГГц. Благодаря таким большим отстройкам, в отсутствие излучения лазера 1 ступени населенности всех атомных уровней никак не изменялись в поле включенных излучений лазеров 2 и 3 ступеней.

Последним включался лазер 1 ступени с задержкой 0.5 мкс после включения лазера 3 ступени. Изначально это излучение также имело небольшую отстройку  $\delta_1 = +30$  МГц от точной частоты перехода  $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=3)$ , однако благодаря световому сдвигу состояния  $5P_{3/2}(F=3)$  за счет ранее включенного излучения лазера 2, отстройка частоты лазера 3 ступени изменялась до величины  $\delta_1 \sim +1$  ГГц.

С включением лазера 1 ступени начиналось трехфотонное возбуждение ридберговского состояния по схеме  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ . Несмотря на большие световые сдвиги промежуточных уровней под действием интенсивного излучения лазера 2 ступени, трехфотонный резонанс возникал вблизи отстройки лазера 3 ступени  $\delta_3 = +30$  МГц от точной частоты перехода  $6S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 37P_{3/2}$ , так как именно для этой отстройки выполнялось условие точного трехфотонного резонанса  $\delta = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3 \approx 0$ . В целом, значения небольших исходных отстроек от точных атомных резонансов практически не влияли на наблюдение осцилляций Раби, так как отстройки промежуточных уровней при трехфотонном возбуждении задавались их огромными ( $\sim 1$  ГГц) световыми сдвигами под действием интенсивного излучения лазера 2 ступени. Именно это является замечательной особенностью трехфотонного возбуждения, предсказанной нами в ходе предварительного теоретического анализа и реализованной в данном эксперименте.

Длительность импульса трехфотонного возбуждения задавалась длительностью импульса лазера 1 ступени. Его длительность могла задаваться от 100 нс до 5 мкс, при этом на коротких временах необходимо было учитывать эффективную длительность с учетом фронтов 50 нс, т. е. делать пересчет на площадь импульса.

Выключение трех лазерных импульсов происходило в обратной последовательности. Первым выключался импульс 1 ступени, через 0.5 мкс от него — импульс 3 ступени, затем еще через 1 мкс — импульс 2 ступени. За счет более долгого удержания интенсивного импульса 2 ступени обеспечивались большие отстройки промежуточных однофотонных переходов от частот лазеров 1 и 3 ступеней. Для 3 ступени это позволяло избегать паразитной обратной перекачки населенностей при однофотонном девозбуждении ридберговского состояния по схеме  $37P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2}(F = 2)$  с последующим быстрым спонтанным распадом состояния  $6S_{1/2}$  через промежуточное состояние  $5P$  в основное состояние  $5S_{1/2}$ . При варьировании длительности импульса 1 ступени также синхронно варьировались импульсы 2 и 3 ступеней, чтобы временная последовательность выключения импульсов оставалась неизменной.

Через 1 мкс после выключения лазерного импульса 2 ступени включалось излучение лазера дипольной ловушки, а затем осуществлялось детектирование наличия одиночного атома  $^{87}\text{Rb}$  по сигналу его резонансной флуоресценции. Если атом оказывался в ридберговском состоянии, то излучение ла-

зера ловушки быстро (за несколько микросекунд) его выталкивало из ловушки, и сигнал флуоресценции отсутствовал. Если атом оказывался в основном состоянии, то он перезахватывался в ловушку, и сигнал флуоресценции присутствовал. Таким образом, измерялась населенность  $\rho_{11}$  одиночного атома в основном состоянии  $5S_{1/2}$  после окончания действия лазерных импульсов трехфотонного возбуждения. Поскольку промежуточные уровни трехфотонного перехода практически не заселяются из-за их больших отстроек от резонансов со всеми лазерными излучениями, экспериментально измеренную населенность (вероятность возбуждения) ридберговского состояния с хорошей точностью можно далее определить как  $\rho_{44} \approx 1 - \rho_{11}$ .

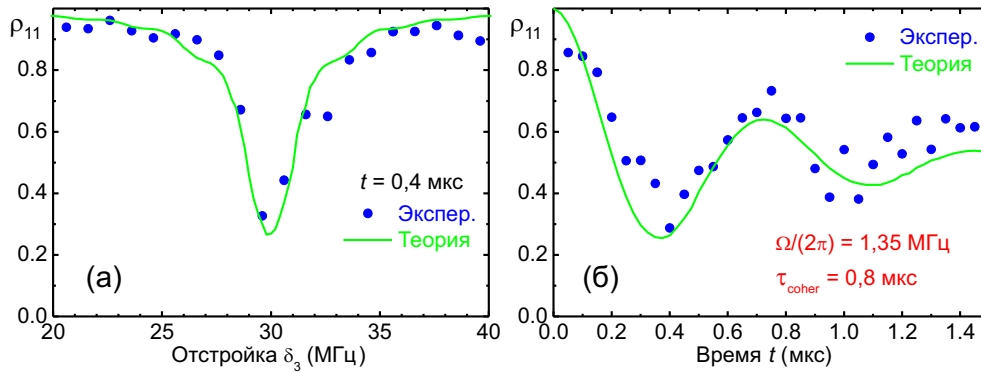
На представленных ниже экспериментальных записях каждая точка усреднялась по 100 измерениям. Поскольку каждое измерение могло сопровождаться потерей атома при его возбуждении в ридберговское состояние, оно могло занимать несколько секунд для повторного захвата одиночного атома, а общее время, необходимое для одной записи составляло около получаса. Поэтому медленные дрейфы частоты и мощности лазерных излучений могли сказываться на полученных результатах.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И СРАВНЕНИЕ С ТЕОРИЕЙ

На рис. 4 а представлена экспериментальная запись (синие точки) спектра трехфотонного лазерного возбуждения  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$  ридберговского состояния  $37P_{3/2}$  в одиночном атоме  $^{87}\text{Rb}$  при времени взаимодействия (длительности импульса лазера 1 ступени) 0.4 мкс. Сканировалась отстройка  $\delta_3$  частоты лазера 3 ступени от точной частоты перехода  $6S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 37P_{3/2}$ . Наблюдался контур, близкий к лоренцеву с шириной на полувысоте 3 МГц, а амплитуда резонанса в центре достигала  $\rho_{44} \approx 1 - \rho_{11} \approx 0.7$ .

Затем частота лазера 3 ступени была настроена в центр трехфотонного резонанса, и измерена зависимость  $\rho_{11}$  от длительности лазерного импульса 1 ступени. Полученная зависимость (синие точки) показана на рис. 1 б. Она уверенно демонстрирует наличие осцилляций Раби. При аппроксимации этой зависимости аналитической формулой (4) было определено, что частота осцилляций Раби составляла  $\Omega/(2\pi) \approx 1.35$  МГц, а время их когерентности (затухания по уровню  $1/e$ ) —  $\tau_{coher} \approx 0.8$  мкс. При этом первая осцилляция с амплитудой  $\rho_{44} \approx 1 - \rho_{11} \approx 0.7$





**Рис. 4.** *a* — Экспериментальная запись (синие точки) спектра трехфотонного лазерного возбуждения  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$  ридберговского состояния  $37P_{3/2}$  при времени взаимодействия (длительности импульса лазера 1 ступени) 0.4 мкс. Сканируется отстройка частоты лазера 3 ступени  $\delta_3$  от точной частоты перехода  $6S_{1/2}(F=2) \rightarrow 37P_{3/2}$ . *б* — Экспериментальная запись (синие точки) осцилляций Раби с частотой 1.35 МГц в центре трехфотонного резонанса. Зеленые сплошные кривые — результаты численного моделирования в четырехуровневой модели с релаксацией при однофотонных частотах Раби  $\Omega_1/(2\pi) \approx 80$  МГц,  $\Omega_2/(2\pi) \approx 1740$  МГц,  $\Omega_3/(2\pi) \approx 30$  МГц

возникает при длительности 0.4 мкс, что как раз соответствует спектру на рис. 4 *a*.

Измеренные ранее ширины спектров лазерного излучения на каждой ступени составляли  $\Gamma_1 \approx 100$  кГц,  $\Gamma_2 \approx 5$  кГц,  $\Gamma_3 \approx 2$  кГц. Таким образом, суммарная ширина линий трех лазеров составляла  $\Gamma \approx 107$  кГц. Поэтому ожидаемое время когерентности должно было быть  $\tau_{coher} \approx 1/\Gamma \approx 9$  мкс, что на порядок больше, чем в эксперименте. Также амплитуда первой осцилляции должна была быть близка к 0.95, что заметно больше, чем в эксперименте. Был сделан вывод, что в трехфотонном резонансе присутствует дополнительное паразитное уширение около 1 МГц, которое отвечает за значительное уменьшение времени когерентности и амплитуды осцилляций Раби.

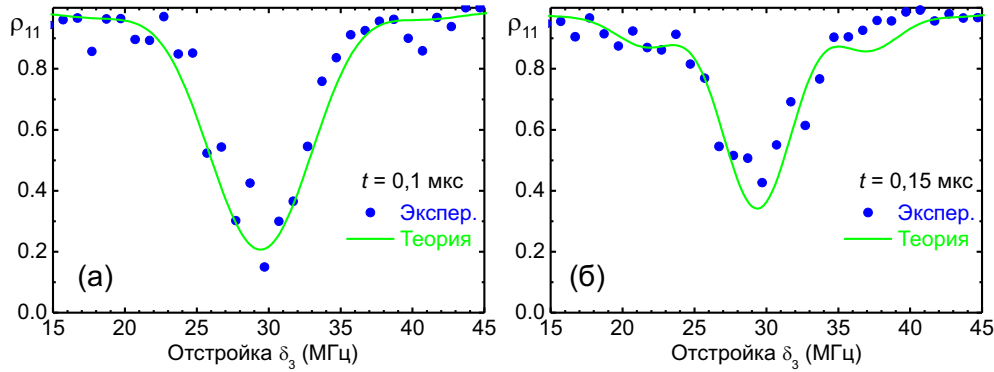
Как правило, паразитные уширения резонансов в экспериментах с ридберговскими атомами обусловлены паразитными электрическими полями [17], так как поляризуемости ридберговских состояний растут как  $n^7$  с ростом главного квантового числа  $n$ . Однако в нашем эксперименте одиночный атом  $^{87}\text{Rb}$  находился в центре вакуумной камеры и далеко от всех поверхностей ( $\sim 10$  см), на которых могут присутствовать паразитные электрические заряды. Поэтому влияние паразитных электрических полей от стенок или окон вакуумной камеры было практически исключено.

Единственным источником паразитного уширения могло являться не до конца скомпенсированное лабораторное магнитное поле в центре вакуумной камеры. Хотя оно компенсируется по трем осям

имеющимися компенсирующими катушками Гельмгольца при настройке МОЛ, точность его компенсации составляет 50–100 мГс. Такое остаточное магнитное поле приводит к зеемановскому расщеплению и уширению каждого из оптических переходов между используемыми  $S$  и  $P$  уровнями на величину до 250–500 кГц.

На рис. 4 зелеными сплошными линиями представлены результаты численного моделирования при введении в четырехуровневую модель паразитного зеемановского уширения  $\Gamma_Z \approx 300$  кГц на каждой ступени лазерного возбуждения. Только при введении такого уширения удалось одновременно получить хорошее согласие эксперимента и теории как для спектра, так и для осцилляций Раби.

Подгоночными параметрами теоретической модели были однофотонные частоты Раби  $\Omega_1/(2\pi) \approx 80$  МГц,  $\Omega_2/(2\pi) \approx 1740$  МГц,  $\Omega_3/(2\pi) \approx 30$  МГц, а отстройки и ширины линий лазеров были взяты равными экспериментально измеренным. Для однофотонных частот Раби имелась некоторая неопределенность в измерении интенсивностей лазерных импульсов, так как реальные диаметры перетяжек сфокусированных лазерных лучей в области захваченного атома известны с конечной точностью. При этом мощности лазерных излучений 1–3 ступеней были равны 150 мкВт, 180 мкВт и 3 мВт соответственно. Измеренные заранее диаметры перетяжек лазеров второй и третьей ступени составляли 10 мкм, а диаметр перетяжки лазера первой ступени в области, где



**Рис. 5.** Экспериментальные записи (синие точки) спектров трехфотонного лазерного возбуждения  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$  ридберговского состояния  $37P_{3/2}$  при увеличенной примерно в 10 раз (по сравнению с рис. 4) мощности излучения лазера 1 ступени и времени взаимодействия 100 (а) и 150 (б) нс. Сканируется отстройка частоты лазера 3 ступени  $\delta_3$  от точной частоты перехода  $6S_{1/2}(F=2) \rightarrow 37P_{3/2}$ . Зеленые сплошные кривые — результаты численного моделирования в четырехуровневой модели с релаксацией при однофотонных частотах Раби  $\Omega_1/(2\pi) \approx 260$  МГц,  $\Omega_2/(2\pi) \approx 1740$  МГц,  $\Omega_3/(2\pi) \approx 30$  МГц. Модель также учитывала длительность фронтов 50 нс для лазерного импульса

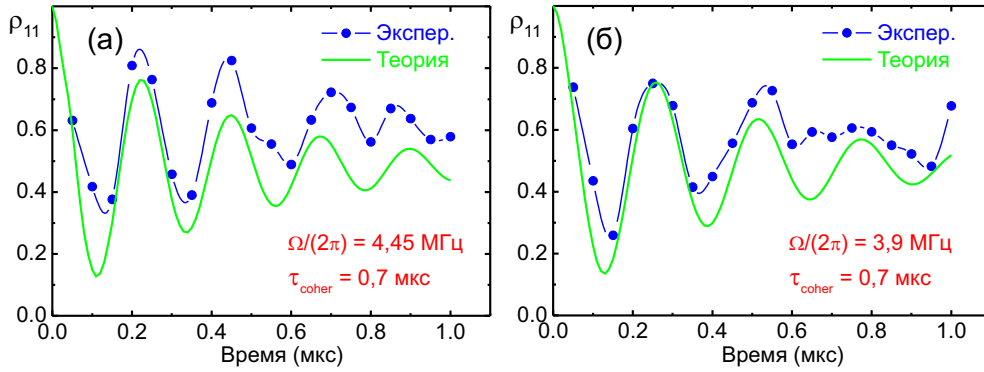
находится атом, составил 200 мкм. Исходя из этого и были получены оценки для однофотонных частот Раби в теоретической модели с учетом известных (для переходов 1 и 2 ступеней) и рассчитанных (для 3 ступени) матричных элементов дипольных моментов.

По результатам этого эксперимента был сделан вывод, что паразитное зеемановское уширение ограничивает контраст и число наблюдаемых осцилляций Раби. Для их увеличения до предельного теоретического значения необходимо либо лучше скомпенсировать остаточное магнитное поле, либо наложить достаточно большое внешнее магнитное поле и осуществлять переходы между определенными зеемановскими подуровнями основного и ридберговского состояний, либо просто увеличить интенсивность лазерного излучения и добиться значительного увеличения частоты Раби при том же времени когерентности. Первые два варианта требуют дополнительных исследований и будут реализованы нами в ближайшем будущем. В данной статье нами был использован последний вариант.

Необходимо отметить, что для увеличения трехфотонной частоты Раби следует увеличивать интенсивность излучения либо 1, либо 3 ступени. Увеличение интенсивности 2 ступени, наоборот, приведет к уменьшению трехфотонной частоты Раби вследствие увеличения световых сдвигов промежуточных уровней и отстроек лазерных излучений от однофотонных резонансов.

Поэтому в следующем эксперименте мощность лазерного излучения на 1 ступени была увеличена примерно в 10 раз, благодаря чему однофотонная частота Раби на 1 ступени увеличилась с 80 до 260 МГц. На рис. 5 представлены экспериментальные записи (синие точки) спектров трехфотонного лазерного возбуждения  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$  ридберговского состояния  $37P_{3/2}$  при увеличенной примерно в 10 раз (по сравнению с рис. 4) мощности лазера 1 ступени и времени взаимодействия 100 (а) и 150 (б) нс.

На рис. 5 а можно увидеть, что при времени взаимодействия 100 нс амплитуда резонанса увеличилась до  $\rho_{44} \approx 1 - \rho_{11} \approx 0.8$ , а ширина до 6.5 МГц. Последнее связано с увеличением фурье-ширины короткого лазерного импульса. При увеличении длительности до 150 нс на рис. 5 б амплитуда резонанса уменьшилась до 0.6, а ширина — до 5 МГц. При численном моделировании этих спектров выяснилось, что для идеально резких фронтов лазерного импульса на крыльях резонанса должны были бы наблюдаться осцилляции Раби, описываемые формулой (1). Однако наличие фронтов, сравнимых с длительностью самого импульса, привело к сглаживанию этих осцилляций. Для адекватного описания этого явления в теоретическую модель была добавлена трапециевидная зависимость частоты Раби 1 ступени от времени, как на рис. 3. Только это позволило добиться хорошего согласия эксперимента и теории (зеленые сплошные кривые) на рис. 5, причем на рис. 5 б как в эксперименте, так и в теории



**Рис. 6.** *a* — Экспериментальная запись (синие точки) осцилляций Раби при трехфотонном лазерном возбуждении  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$  ридберговского состояния  $37P_{3/2}$  при увеличенной примерно в 10 раз (по сравнению с рис. 4) мощности излучения лазера 1 ступени. Зеленые сплошные кривые — результаты численного моделирования в четырехуровневой модели с релаксацией при однофотонных частотах Раби  $\Omega_1/(2\pi) \approx 260$  МГц,  $\Omega_2/(2\pi) \approx 1740$  МГц,  $\Omega_3/(2\pi) \approx 30$  МГц. *б* — То же самое при увеличении мощности лазера 2 ступени в 1.3 раза, что увеличило частоту Раби 2 ступени до  $\Omega_2/(2\pi) \approx 2$  ГГц

на крыльях видны остаточные осцилляции Раби.

На рис. 6 *a* представлена экспериментальная запись (синие точки) осцилляций Раби при трехфотонном лазерном возбуждении  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$  ридберговского состояния  $37P_{3/2}$  при увеличенной примерно в 10 раз (по сравнению с рис. 4) мощности излучения лазера 1 ступени. Экспериментальные точки для наглядности интерполированы кривыми сплайн-функции, так как их число на одну осцилляцию невелико вследствие того, что трехфотонная частота Раби увеличилась до  $\Omega/(2\pi) \approx 4.45$  МГц. При этом первая осцилляция с амплитудой  $\rho_{44} \approx 1 - \rho_{11} \approx 0.65$  возникает при длительности 100 нс, что как раз соответствует спектру на рис. 5 *a*. Уменьшение амплитуды резонанса по сравнению с рис. 5 *a* может быть связано с недостаточным временным разрешением на рис. 6 *a*, которое ограничено применяемой электроникой, имеющей минимальный шаг сканирования по времени 50 нс.

Зеленая сплошная кривая на рис. 6 *a* — результат численного моделирования в четырехуровневой модели с релаксацией при однофотонных частотах Раби  $\Omega_1/(2\pi) \approx 260$  МГц,  $\Omega_2/(2\pi) \approx 1740$  МГц,  $\Omega_3/(2\pi) \approx 30$  МГц и с учетом паразитного зеемановского уширения трехфотонного резонанса. Можно отметить, что теоретическая кривая хорошо воспроизводит амплитуду и частоту наблюдаемых осцилляций Раби, но неточно описывает стационарный уровень, на фоне которого идут затухающие осцилляции Раби. В эксперименте он составляет величину  $\rho_{44} \approx 1 - \rho_{11} \approx 0.4$ , в то время как численный

расчет и аналитическая формула (4) предсказывают, что он должен быть равен 0.5. Мы объясняем это явление двумя факторами.

Во-первых, регистрация ридберговского атома происходит с задержкой в несколько микросекунд относительно окончания импульса лазера 1 ступени. За это время населенность ридберговского состояния  $37P_{3/2}$ , имеющего эффективное время жизни 43 мкс при комнатной температуре, частично распадается в основное состояние. В дальнейшем нами предполагается проводить эксперименты с более долгоживущими высокими состояниями, где этот эффект будет подавлен.

Во-вторых, в течение лазерного импульса заселяется не только ридберговское состояние, но и промежуточные возбужденные состояния  $5P_{3/2}$  и  $6S_{1/2}$  трехфотонного перехода. В теоретически расчетах их суммарная населенность составляет около 3%. По окончании лазерного импульса эти состояния быстро распадаются в основное состояние, что дает дополнительный вклад в уменьшение стационарного уровня затухающих осцилляций Раби. Для уменьшения этого явления необходимо дальнейшее увеличение отстроек промежуточных состояний от резонансов с лазерными излучениями. Этого можно достичь увеличением интенсивности лазера 2 ступени и соответствующим увеличением индуцируемых им световых сдвигов. При этом, однако, будет уменьшаться трехфотонная частота Раби.

Для проверки последнего утверждения нами была увеличена мощность лазера 2 ступени в 1.3 раза, что увеличило однофотонную частоту Раби 2

ступени до  $\Omega_2/(2\pi) \approx 2$  ГГц. Соответствующая экспериментальная запись приведена на рис. 6 б. Можно видеть, что это действительно привело к уменьшению трехфотонной частоты Раби до  $\Omega/(2\pi) \approx 3.9$  МГц. Наблюдаемое изменение подтверждается и теоретическим расчетом (зеленая сплошная кривая). Таким образом, варьируя мощность 2 ступени, можно в широких пределах управлять параметрами трехфотонного лазерного возбуждения ридберговских состояний. Это существенно отличает трехфотонное возбуждение от обычно используемых двухфотонных схем, предоставляя дополнительные возможности для увеличения контраста осцилляций Раби и, в конечном итоге, увеличения точности квантовых операций с ридберговскими атомами.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье представлены результаты нашего нового эксперимента по трехфотонному лазерному возбуждению  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$  одиночного ридберговского атома  $^{87}\text{Rb}$ , захваченного в оптическую дипольную ловушку. Благодаря сужению ширины линии лазеров второй и третьей ступеней возбуждения впервые наблюдались трехфотонные осцилляции населенностей Раби с частотами от 1 до 5 МГц в зависимости от интенсивности лазерных импульсов первой и второй ступеней возбуждения при времени когерентности 0.7–0.8 мкс. Особенностью эксперимента было использование интенсивного лазерного излучения с длиной волны 1367 нм на второй ступени возбуждения, обеспечивающего однофотонную частоту Раби до 2 ГГц для управления эффективными отстройками промежуточных уровней трехфотонного перехода за счет динамического эффекта Штарка.

В экспериментах было выявлено наличие паразитного зеемановского уширения трехфотонного резонанса от недостаточно точно скомпенсированного лабораторного магнитного поля в области одиночного атома. Это приводило к уменьшению контраста и времени когерентности осцилляций Раби. Для устранения этого эффекта в дальнейшем предполагается реализовать оптическую накачку одиночного атома на определенный зеемановский подуровень основного состояния и добавить однородное магнитное поле для создания зеемановского расщепления уровней и возбуждения трехфотонных переходов между заданными зеемановскими подуровнями основного и ридберговского состояний.

Также необходимо исследовать влияние остаточного эффекта Доплера на контраст и время когерентности осцилляций Раби одиночного ридберговского атома  $^{87}\text{Rb}$ , захваченного в оптическую дипольную ловушку. Предварительные расчеты показали, что даже при имеющейся температуре атома, оцененной как 50 – 100 мкК, эффект Доплера можно существенно подавить при использовании встречных лазерных пучков 1 и 3 ступеней возбуждения, в отличие от сонаправленных пучков в настоящем эксперименте. Отметим, что в недавнем эксперименте по трехфотонному возбуждению ридберговских состояний в оптической ячейке с тепловыми атомами Cs за счет такой конфигурации лазерных лучей удалось почти полностью подавить эффект Доплера и получить чрезвычайно узкий резонанс электромагнитно-индуцированной прозрачности шириной 190 кГц [21].

Все указанные выше меры должны позволить значительно улучшить контраст и время когерентности трехфотонных осцилляций Раби и, в конечном итоге, увеличить точность квантовых операций с ридберговскими атомами по сравнению с точностями, достигнутыми при двухфотонном лазерном возбуждении ридберговских атомов.

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 23-12-00067, <https://rscf.ru/project/23-12-00067/>).

## ЛИТЕРАТУРА

1. S. J. Evered, D. Bluvstein, M. Kalinowski, et al., *Nature* **622**, 268 (2023).
2. H. J. Manetsch, G. Nomura, E. Bataille, K.-Leung, X. Lv, and M. Endres, arXiv: 2403.12021 (<https://arxiv.org/abs/2403.12021>).
3. T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms*, Cambridge University Press, Cambridge (1994).
4. D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller, S. L. Rolston, R. Cote, M. D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2208 (2000).
5. M. Saffman, *J. Phys. B* **49**, 202001 (2016).
6. L. Henriët, L. Beguin, A. Signoles, T. Lahaye, A. Browaeys, G.-O. Raymond, and C. Jurczak, *Quantum* **4**, 327 (2020).
7. T. Cubel, B. K. Teo, V. S. Malinovsky, J. R. Guest, A. Reinhard, B. Knuffman, P. R. Berman, and G. Raithel, *Phys. Rev. A* **72**, 023405 (2005).

8. M. Reetz-Lamour, J. Deiglmayr, T. Amthor, and M. Weidemuller, *New J. Phys.* **10**, 045026 (2008).
9. T. M. Graham, Y. Song, J. Scott et al., *Nature* **604**, 457 (2022).
10. P. Thoumany, T. Hansch, G. Stania, L. Urbonas, and Th. Becker, *Opt. Lett.* **34**, 1621 (2009).
11. V. A. Sautenkov, S. A. Saakyan, A. A. Bobrov, E. V. Vilshanskaya, B. B. Zelener, and B. V. Zelener, *J. Opt. Soc. Am. B* **35**, 1546 (2018).
12. 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, *КЭ* **50**, 213 (2020) [P. Cheinet, K.-L. Pham, P. Pillet, I. I. Beterov, I. N. Ashkarin, D. B. Tretyakov, E. A. Yakshina, V. M. Entin, and I. I. Ryabtsev, *Quantum Electronics* **50**, 213 (2020)].
13. 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).
14. I. I. Ryabtsev, I. I. Beterov, D. B. Tretyakov, V. M. Entin, E. A. Yakshina, *Phys. Rev. A* **84**, 053409 (2011).
15. В. М. Энтин, Е. А. Якшина, Д. Б. Третьяков, И. И. Бетеров, И. И. Рябцев, *ЖЭТФ* **143**, 831 (2013) [V. M. Entin, E. A. Yakshina, D. B. Tretyakov, I. I. Beterov, and I. I. Ryabtsev, *JETP* **116**, 721 (2013)].
16. Е. А. Якшина, Д. Б. Третьяков, В. М. Энтин, И. И. Бетеров, И. И. Рябцев, *КЭ* **48**, 886 (2018) [E. A. Yakshina, D. B. Tretyakov, V. M. Entin, I. I. Beterov, and I. I. Ryabtsev, *Quantum Electronics* **48**, 886 (2018)].
17. Е. А. Якшина, Д. Б. Третьяков, В. М. Энтин, И. И. Бетеров, И. И. Рябцев, *ЖЭТФ* **157**, 206 (2020) [E. A. Yakshina, D. B. Tretyakov, V. M. Entin, I. I. Beterov, I. I. Ryabtsev, *JETP* **130**, 170 (2020)].
18. Д. Б. Третьяков, В. М. Энтин, Е. А. Якшина, И. И. Бетеров, И. И. Рябцев, *КЭ* **52**, 513 (2022) [D. B. Tretyakov, V. M. Entin, E. A. Yakshina, I. I. Beterov, and I. I. Ryabtsev, *Quantum Electronics* **52**, 513 (2022)].
19. И. И. Бетеров, Е. А. Якшина, Д. Б. Третьяков, Н. В. Альянова, Д. А. Скворцова, Г. Сулиман, Т. Р. Загиров, В. М. Энтин, И. И. Рябцев, *ЖЭТФ* **164**, 282 (2023) [I. I. Beterov, E. A. Yakshina, D. B. Tretyakov, N. V. Al'yanova, D. A. Skvortsova, G. Suliman, T. R. Zagirov, V. M. Entin, and I. I. Ryabtsev, *JETP* **137**, 246 (2023)].
20. G. S. Agarwal, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1383 (1976).
21. S. M. Bohaichuk, F. Ripka, V. Venu, F. Christaller, C. Liu, M. Schmidt, H. Kobler, and J. P. Shaffer, arXiv: 2304.07409 (<https://arxiv.org/abs/2304.07409>).