

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРЕХЧАСТИЧНОГО РЕЗОНАНСА ФЁРСТЕРА ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ ТРЕХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ РУБИДИЯ

И. И. Рябцев^{a,b*}, *И. Н. Ашкарин*^c, *И. И. Бетеров*^{a,b,d}, *Е. А. Яшкина*^{a,b,d},
Д. Б. Третьяков^a, *В. М. Энтин*^a, *П. Шене*^{c**}

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

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

^c *Université Paris-Saclay, CNRS, Laboratoire Aimé Cotton
91405 Orsay, France*

^d *Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 7 марта 2025 г.,
после переработки 26 марта 2025 г.
Принята к публикации 27 марта 2025 г.

Трехчастичные резонансы Фёрстера, управляемые постоянным электрическим полем, представляют интерес для реализации трехкубитовых квантовых операций с ансамблями одиночных атомов, захваченных в оптические ловушки и возбуждаемых в сильно взаимодействующие ридберговские состояния. В работе П. Шене с соавт. (КЭ **50**, 213 (2020)) нами был предложен и проанализирован трехчастичный резонанс Фёрстера нового типа $3 \times nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2} + nP_{1/2}$, который можно реализовать с ридберговскими атомами Rb для произвольного главного квантового числа n . Его особенностью является то, что третий атом переходит в состояние с полным моментом $J = 1/2$, которое не имеет штарковской структуры, поэтому двухчастичные резонансы Фёрстера полностью отсутствуют. В настоящей работе выполнено расширенное теоретическое исследование данного трехчастичного резонанса Фёрстера для различных пространственных конфигураций трех взаимодействующих ридберговских атомов Rb и определены условия для их экспериментальной реализации. Обнаружено, что один из резонансов имеет слабую зависимость резонансного электрического поля от расстояния между атомами и поэтому является наиболее подходящим для выполнения экспериментов по наблюдению когерентных осцилляций населенностей коллективных трехчастичных состояний и реализации трехкубитовых квантовых операций на их основе.

*Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2024), Новосибирск, декабрь 2024 г.*

DOI: 10.31857/S0044451025070028

1. ВВЕДЕНИЕ

Атомы в высоковозбужденных ридберговских состояниях с главным квантовым числом $n \gg 1$ обладают сильными дальнедействующими взаимодействиями вследствие больших дипольных моментов, которые растут как n^2 с ростом n [1]. Благодаря этому энергия резонансного диполь-дипольного вза-

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

** P. Cheinet

имодействия ридберговских атомов растет как n^4 , а нерезонансного взаимодействия Ван дер Ваальса как n^{11} и на много порядков превышает энергию взаимодействия атомов в низковозбужденных состояниях. Это особенно привлекательно для создания квантовых компьютеров и симуляторов с кубитами на основе одиночных атомов, захваченных в массивы оптических дипольных ловушек [2–5]. Выполнение перепутывающих квантовых операций или квантовых симуляций достигается путем кратковременного лазерного возбуждения атомов в ридберговские состояния.

Для выполнения двухкубитовых квантовых операций, создающих перепутанные состояния кубитов, как правило, используется эффект дипольной блокады при лазерном возбуждении ридберговских атомов, когда в ансамбле из-за сильных нерезонансных взаимодействий Ван дер Ваальса, приводящих к сдвигам коллективных уровней энергии, становится невозможным возбуждение более чем одного ридберговского атома [6, 7]. Однако дипольная блокада требует больших энергий взаимодействия и поэтому реализуется только для атомов, находящихся на малых расстояниях друг от друга (единицы микрон). Это ограничивает точность пространственной лазерной адресации к отдельным атомам и точность квантовых операций [3, 8].

В то же время дальнедействующее диполь-дипольное взаимодействие ридберговских атомов остается малоисследованным и для квантовых операций еще не применялось. Принципиальная особенность такого взаимодействия заключается в том, что оно может обнаруживать резонансные и когерентные свойства. Для упорядоченных атомов в массивах оптических дипольных ловушек когерентное диполь-дипольное взаимодействие ридберговских атомов проявляется в виде осцилляций населенностей коллективных состояний квазимолекулы, образованной ридберговскими атомами с фиксированным расстоянием между ними. Такие осцилляции для двух ридберговских атомов Rb впервые наблюдались в работах [9–11] в пространственно разнесенных оптических дипольных ловушках для двухчастичных резонансов Фёрстера, настраиваемых электрическим полем за счет эффекта Штарка. Исследование когерентного диполь-дипольного взаимодействия (с периодическими осцилляциями населенностей и фаз коллективных состояний) ценно для получения перепутанных состояний атомов, находящихся на сравнительно больших расстояниях друг от друга (десятки микрон). Это создает новые возможности

как для реализации квантовых операций, так и для управления многочастичными коллективными состояниями атомов в квантовых симуляциях.

Осцилляции населенностей при взаимодействии Ван дер Ваальса наблюдались в работе [12] для ридберговских атомов Rb и в работе [13] для ридберговских атомов K, при этом отдельные атомы были захвачены в массивы оптических дипольных ловушек с управляемой пространственной конфигурацией. В работе [14] режим быстрых осцилляций населенностей для двух ридберговских атомов Rb в оптических ловушках был достигнут в условиях двухчастичного резонанса Фёрстера, который соответствовал резонансному диполь-дипольному взаимодействию. В работе [15] осцилляций населенностей удалось достичь и для большого неупорядоченного ансамбля ридберговских атомов Rb за счет применения техники быстрого штарковского переключения отстройки двухчастичного резонанса Фёрстера, аналогичной технике фотонного эха. Отметим, что для некоторых ридберговских состояний атомов Rb и Cs возможно наличие двухчастичных резонансов Фёрстера с малым дефектом энергии даже без электрического поля, что позволяет добиться усиления эффекта дипольной блокады [16–19].

Поскольку квантовые компьютеры на настоящий момент далеки от совершенства для всех типов кубитов (таких как атомы, ионы, фотоны, сверхпроводники, квантовые точки), для полноценного функционирования квантовых алгоритмов необходимо применять дополнительные протоколы коррекции ошибок. Базовым элементом таких протоколов служат трехкубитовые квантовые операции, которые также позволяют реализовать дальнейшее ускорение самих квантовых вычислений. Поэтому для квантового регистра на нейтральных атомах актуальной задачей является экспериментальная реализация трехкубитовых квантовых операций с ридберговскими атомами. Для этого необходимо получить управляемые когерентные трехчастичные взаимодействия ридберговских атомов в соседних оптических ловушках.

Трехкубитовые квантовые операции требуют возможности управления взаимодействиями трех атомов одновременно. Поскольку такие трехчастичные операторы в теории для нейтральных атомов отсутствуют, необходимо использовать атомную систему, которая описывается комбинацией двухчастичных операторов, но при этом фактически сводится к одному трехчастичному оператору. Такой оператор был впервые предложен и реализован в виде электрически управляемого

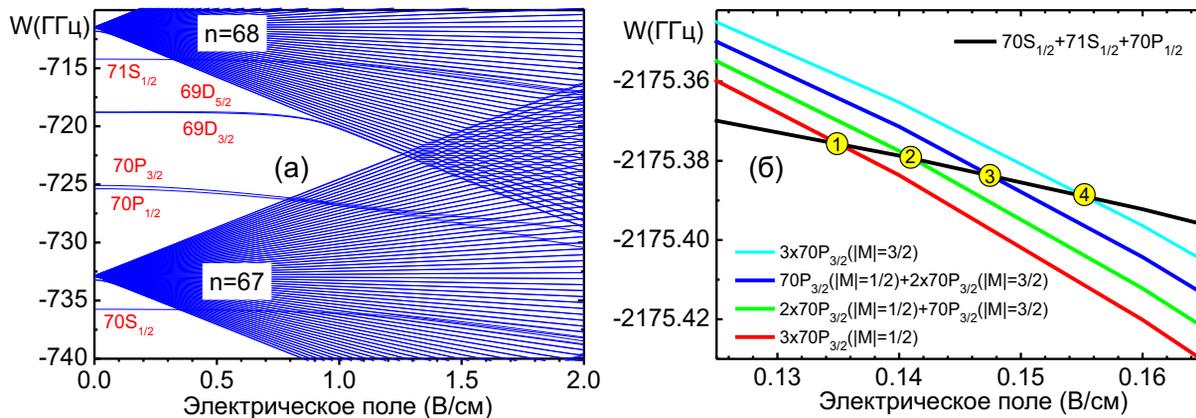


Рис. 1. а — Расчетная штарковская диаграмма ридберговских состояний атомов Rb вблизи состояния $70P$. б — Расчетная штарковская структура резонанса Фёрстера нового типа $3 \times 70P_{3/2} \rightarrow 70S_{1/2} + 71S_{1/2} + 70P_{1/2}$ для трех ридберговских атомов Rb. Пересечения коллективных состояний (обозначены цифрами) соответствуют только трехчастичным резонансам Фёрстера, когда все три атома изменяют свои состояния, а двухчастичные резонансы отсутствуют [24]

трехчастичного резонанса Фёрстера в большом ансамбле холодных ридберговских атомов Cs в работе [20]. Аналогичный эксперимент был поставлен нами для $N=2-5$ ридберговских атомов Rb, где в явном виде наблюдался трехчастичный резонанс Фёрстера $3 \times nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n + 1)S_{1/2} + nP_{3/2}^*$ для трех и более атомов, а для двух атомов он отсутствовал [21]. В последующих теоретических работах нами была исследована когерентность данных трехчастичных резонансов Фёрстера [22] и предложена схема реализации трехкубитовой квантовой операции Тоффולי на их основе [23].

В случае ридберговских атомов Rb одним из недостатков указанных выше трехчастичных резонансов Фёрстера, где третий атом изменяет проекцию момента M , является близость двухчастичного резонанса Фёрстера $2 \times nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n + 1)S_{1/2}$, который частично перекрывается с трехчастичным в шкале управляющего постоянного электрического поля. Другим недостатком является то, что в силу специфических значений квантовых дефектов и поляризуемостей ридберговских состояний nP и nS в атомах Rb пересечение коллективных уровней энергии в управляющем электрическом поле, соответствующее трехчастичным резонансам Фёрстера, возможно только для состояний со значениями главного квантового числа $n \leq 38$. В то же время для увеличения точности выполнения квантовых вычислений и симуляций необходимо использовать более высокие ридберговские состояния, имеющие большие времена жизни и дипольные моменты переходов.

Поэтому в работе [24] нами был найден новый, более простой трехчастичный резонанс

$$3 \times 70P_{3/2} \rightarrow 70S_{1/2} + 71S_{1/2} + 70P_{1/2},$$

в котором имеется только одно конечное коллективное состояние. Как оказалось, такой резонанс может быть реализован для произвольных начальных ридберговских $nP_{3/2}$ -состояний и не имеет ограничения по n . На рис. 1 а представлена расчетная штарковская диаграмма ридберговских состояний атомов Rb вблизи состояния $70P$, а на рис. 1 б — штарковская структура резонанса Фёрстера нового типа

$$3 \times nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n + 1)S_{1/2} + nP_{1/2}$$

для трех ридберговских атомов Rb. В этом резонансе пересечения коллективных состояний (обозначены цифрами) соответствуют только трехчастичным резонансам Фёрстера, когда все три атома изменяют свои состояния, а двухчастичные резонансы отсутствуют вообще. Его отличительной особенностью является то, что третий атом переходит не в состояние с другой проекцией момента M , а в состояние с другим полным моментом $J = 1/2$, которое не имеет штарковской структуры. Соответственно, экспериментальное изучение такого трехчастичного резонанса должно быть намного проще, поскольку полностью отсутствует мешающий его наблюдению двухчастичный резонанс.

В последующей теоретической работе нами была предложена схема реализации трехкубитовой квантовой операции Тоффולי на основе трехчастичных

резонансов Фёрстера нового типа [25]. Также была разработана схема реализации дважды контролируемых фазовых вентилях ССФ на основе этих резонансов с добавлением радиочастотного поля, создающего дополнительные ридберговские уровни Флоке [26]. Двухчастичные резонансы Фёрстера для ридберговских уровней Флоке исследовались нами ранее экспериментально и теоретически в работах [27, 28].

В настоящей работе выполнено расширенное теоретическое исследование трехчастичного резонанса Фёрстера нового типа для различных пространственных конфигураций трех взаимодействующих ридберговских атомов Rb и определены условия для их экспериментальной реализации.

2. ТЕОРИЯ ТРЕХЧАСТИЧНЫХ РЕЗОНАНСОВ ФЁРСТЕРА В РИДБЕРГОВСКИХ АТОМАХ

Детальный теоретический анализ трехчастичных резонансов Фёрстера

$$3 \times nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n + 1)S_{1/2} + nP_{3/2}^*$$

был выполнен нами в работе [22], а трехчастичных резонансов Фёрстера нового типа

$$3 \times nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n + 1)S_{1/2} + nP_{1/2}$$

— в работе [24].

В ридберговских атомах Rb обычные двухчастичные резонансы Фёрстера

$$2 \times nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n + 1)S_{1/2},$$

управляемые слабым постоянным электрическим полем, могут наблюдаться как для двух взаимодействующих ридберговских атомов Rb, так и для их большего числа. В таких резонансах диполь-дипольное взаимодействие вызывает переходы между начальным состоянием $nP_{3/2}$ и конечным состоянием $nS_{1/2}$ или $(n + 1)S_{1/2}$ в двух атомах, в то время как остальные атомы остаются в начальном состоянии $nP_{3/2}$, которое не изменяется. Трехчастичные резонансы отличаются от двухчастичных тем, что третий атом не остается в начальном состоянии, а изменяет либо проекцию момента M , либо сам момент J . Поэтому трехчастичные резонансы соответствуют переходам, в которых три взаимодействующих атома изменяют свои состояния одновременно.

Трехчастичный резонанс Фёрстера фактически состоит из двух нерезонансных промежуточных

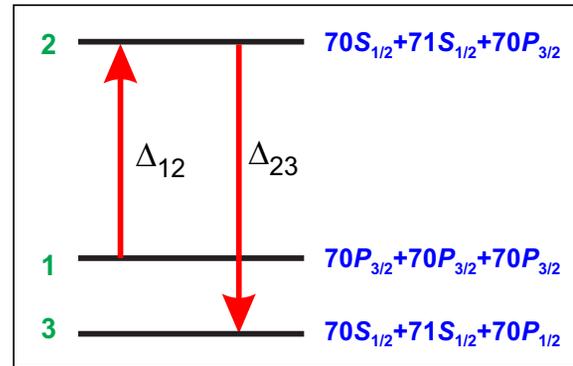


Рис. 2. Упрощенная схема трехчастичного резонанса Фёрстера нового типа $3 \times nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n + 1)S_{1/2} + nP_{1/2}$ для трех ридберговских атомов Rb. Начальным состоянием является состояние 1. Промежуточное состояние 2 соответствует двум атомам в S -состояниях и одному атому в начальном P -состоянии. Конечным состоянием является состояние 3, которое имеет другой момент атома в P -состоянии. Отстройки Δ_{12} и Δ_{23} управляются электрическим полем. Трехчастичный резонанс возникает при $\Delta_{12} = \Delta_{23}$ за счет штарковской подстройки уровней постоянным электрическим полем

двухчастичных переходов, которые происходят одновременно (рис. 2). Первый переход является обычным двухчастичным резонансом, в то время как второй переход происходит вследствие нерезонансного обменного взаимодействия, соответствующего перескокам возбуждения между ридберговскими атомами в S - и P -состояниях, при этом третий атом компенсирует ненулевой дефект энергии промежуточного резонанса Фёрстера. Поэтому трехчастичные резонансы менее эффективны, чем двухчастичные при слабом диполь-дипольном взаимодействии. Однако, когда трехчастичный резонанс точно настроен электрическим полем, его вклад в передачу населенности в общем случае превышает вклад двухчастичного взаимодействия, которое оказывается нерезонансным в этом случае.

Пусть начальным коллективным состоянием является состояние 1 (рис. 2). Промежуточное коллективное состояние 2 соответствует двум атомам в S -состояниях и одному атому в начальном P -состоянии. Конечным состоянием является состояние 3, которое имеет другой момент атома в P -состоянии. Отстройки Δ_{12} и Δ_{23} управляются электрическим полем. Трехчастичный резонанс возникает при $\Delta_{12} = \Delta_{23}$ [22, 24].

В работе [22] для трех неподвижных ридберговских атомов в треугольной конфигурации (с одинаковыми энергиями взаимодействия для каждой

пары атомов) нами было получено следующее аналитическое решение для формы линии и временной эволюции амплитуды трехчастичных резонансов Фёрстера (вероятности перехода из начального состояния $nP_{3/2}$ в конечное состояние $nS_{1/2}$ в каждом атоме):

$$\rho_3 \approx \frac{\Omega_0^2/3}{(\Delta - \Delta_0)^2 + \Omega_0^2} \sin^2 \left[\frac{t}{2} \sqrt{(\Delta - \Delta_0)^2 + \Omega_0^2} \right], \quad (1)$$

где $\Delta = \Delta_{12} - \Delta_{23}$ это отстройка от невозмущенного трехчастичного резонанса Фёрстера,

$$\Delta_0 = -2\Omega_{23} + (4\Omega_{23}^2 - 6\Omega_{12}^2)/(\Delta_{23} + 2\Omega_{12})$$

это динамический сдвиг трехчастичного резонанса вследствие нерезонансных промежуточных взаимодействий с матричными элементами операторов диполь-дипольного взаимодействия $\Omega_{12} = V_{12}/\hbar$ и $\Omega_{23} = V_{23}/\hbar$ на переходах $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 3$, а $\Omega_0 = 4\sqrt{6}\Omega_{12}\Omega_{23}/(\Delta_{23} + 2\Omega_{12})$ это частота осцилляций населенностей коллективных состояний в точном резонансе. Эта формула идентична осцилляциям Раби при двухфотонном переходе в трехуровневой системе с отстроеным промежуточным уровнем 2, который не заселяется, а осцилляции населенностей происходят только между уровнями 1 и 3. Определенное время взаимодействия t для долгоживущих ридберговских состояний может задаваться методом штарковского переключения уровней в импульсном электрическом поле, как в наших работах [28, 29].

Из формулы (1) следует, что трехчастичный резонанс испытывает динамический сдвиг Δ_0 , состоящий из двух частей: часть с $-2\Omega_{23}$ возникает вследствие всегда резонансных обменных взаимодействий атомов в S - и P -состояниях, а другая часть является динамическим штарковским сдвигом, вызванным промежуточными нерезонансными взаимодействиями. Поэтому положение трехчастичного резонанса в шкале управляющего электрического поля зависит от энергии взаимодействия и соотношения энергий промежуточных переходов $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 3$. В реальных ридберговских атомах имеется зеемановская структура ридберговских уровней, которая приводит ко многим каналам взаимодействия с различными матричными элементами диполь-дипольного взаимодействия. Поэтому вследствие динамического сдвига в них должны наблюдаться не одиночные трехчастичные резонансы, а набор отдельных резонансов, возникающих при немного различающихся значениях электрического поля. Если различие поля

достаточно велико, можно работать с отдельными каналами взаимодействия. Путем выбора пространственной конфигурации трех атомов некоторые каналы могут быть подавлены.

Ранее в работе [22] нами было показано, что для уменьшения количества каналов взаимодействия трехчастичных резонансов Фёрстера

$$3 \times nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2} + nP_{3/2}^*$$

оптимальной конфигурацией трех атомов является их равномерное расположение вдоль оси квантования Z , которая выбирается вдоль направления управляющего электрического поля. В этом случае остаются только два хорошо разделенных трехчастичных резонанса Фёрстера, соответствующих двум каналам взаимодействия вследствие того, что при этой конфигурации взаимодействуют преимущественно атомы, находящиеся в состояниях с одинаковой проекцией момента M . Данный вывод подтвердился и в работе [24] для трехчастичных резонансов Фёрстера нового типа

$$3 \times nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2} + nP_{1/2}.$$

Однако такая конфигурация может быть не всегда удобна для проведения экспериментов. Поэтому в настоящей работе нами было выполнено расширенное теоретическое исследование трехчастичного резонанса Фёрстера нового типа для различных пространственных конфигураций трех взаимодействующих ридберговских атомов Rb и определены условия для их экспериментальной реализации.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ ДЛЯ ТРЕХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Точные аналитические расчеты для произвольной геометрии расположения трех взаимодействующих ридберговских атомов оказываются невозможными, поэтому нами были выполнены численные расчеты амплитуд вероятностей всех коллективных состояний на основе уравнения Шрёдингера аналогично тому, как это было сделано в работе [22] для трехчастичных резонансов Фёрстера

$$3 \times 37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2} + 38S_{1/2} + 37P_{3/2}^*.$$

Использовалась полная модель взаимодействия атомов с учетом зеемановской структуры ридберговских уровней. Для упрощения вычислений коллективные состояния атомной системы, имеющие дефект энергии более 2 ГГц в нулевом электрическом

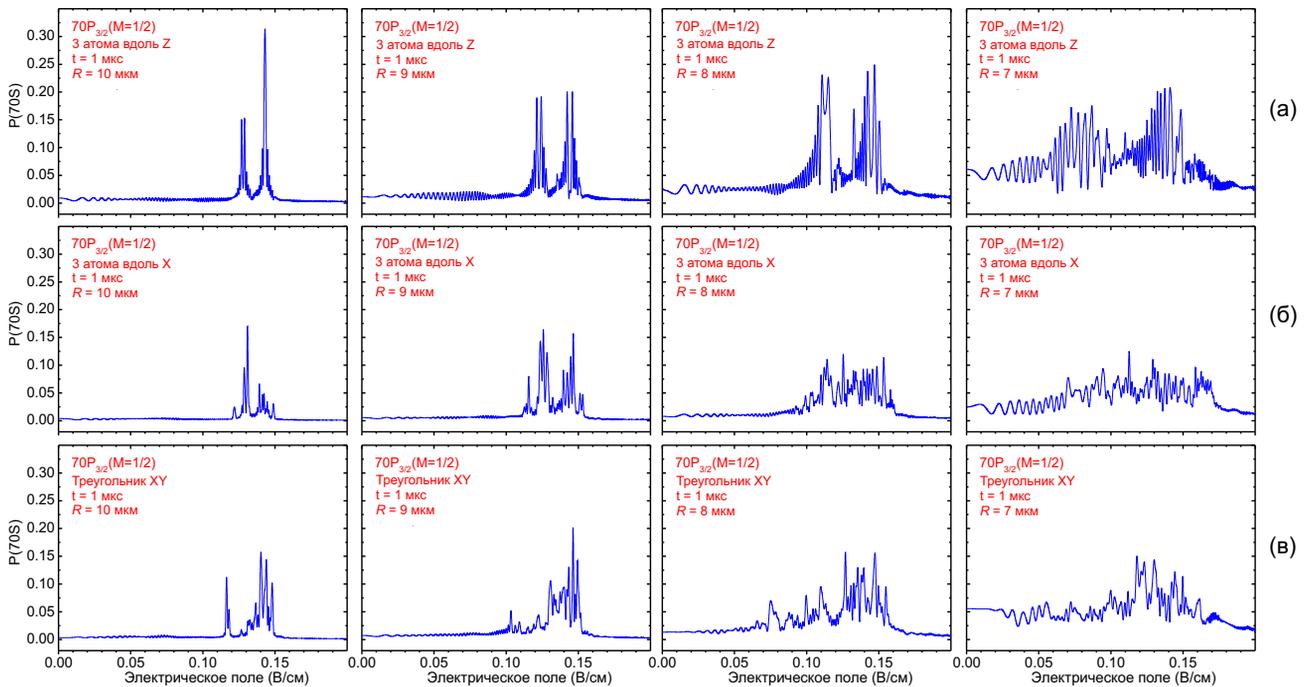


Рис. 3. Результаты численных расчетов трехчастичного резонанса Фёрстера нового типа $3 \times 70P_{3/2} \rightarrow 70S_{1/2} + 71S_{1/2} + 70P_{1/2}$ для трех неподвижных ридберговских атомов Rb в нескольких пространственных конфигурациях при времени взаимодействия 1 мкс. *а* — Три атома равномерно расположены вдоль оси *Z* с расстоянием между атомами $R = 7-10$ мкм. *б* — То же самое для расположения вдоль оси *X*. *в* — Три атома расположены в плоскости *XY* в виде равностороннего треугольника с ребром $R = 7-10$ мкм

поле, были исключены из рассмотрения. Таким образом, для трехчастичного резонанса Фёрстера в атомах в начальном состоянии $70P_{3/2}$ ($M = 1/2$) полное вычисление потребовало учета 360 коллективных состояний со всеми возможными значениями проекций момента. Каждое коллективное состояние являлось произведением состояний трех атомов в базисных состояниях $70S_{1/2}$ ($M = \pm 1/2$), $71S_{1/2}$ ($M = \pm 1/2$), $70P_{1/2}$ ($M = \pm 1/2$), $70P_{3/2}$ ($M = \pm 1/2, \pm 3/2$).

Также феноменологически учитывались конечные радиационные времена жизни всех ридберговских состояний, рассчитанные нами согласно работе [30] с учетом влияния фонового теплового излучения при $T = 300$ К ($70S - 152$ мкс; $71S - 156$ мкс; $70P_{1/2} - 189$ мкс; $70P_{3/2} - 191$ мкс), путем введения слабого затухания амплитуд вероятностей в уравнение Шрёдингера. Хотя это приводит к несохранению полной начальной населенности коллективных состояний, данная процедура позволяет рассчитать максимально возможный контраст осцилляций населенностей для реализации трехкубитовых квантовых операций [23, 25, 26].

Выполненные расчеты показали, что для трех ридберговских атомов в начальном состоянии $70P_{3/2}$ ($M = 1/2$), равномерно расположенных вдоль оси *Z* с расстоянием между атомами $R = 10$ мкм при времени взаимодействия 1 мкс, имеется сравнительно слабое трехчастичное взаимодействие, когда трехчастичные резонансы не уширяются (рис. 3 *а*). Как и ожидалось, в этой конфигурации возникают только два резонанса, которые соответствуют только двум каналам взаимодействия вследствие того, что при этой конфигурации взаимодействуют преимущественно атомы, находящиеся в состояниях с одинаковой проекцией момента *M*. Их резонансные электрические поля, равные 0.128 и 0.143 В/см, близки к расчетному значению 0.135 В/см для пересечения коллективных уровней (рис. 1 *б*) в отсутствие взаимодействия с учетом дополнительных динамических сдвигов. Амплитуды резонансов стремятся к максимально возможному значению 1/3, а их ширина при пересчете в шкалу частот соответствует фурье-ширине импульса взаимодействия (около 1 МГц). Резонансы хорошо разрешены, а настройкой электрического поля мож-

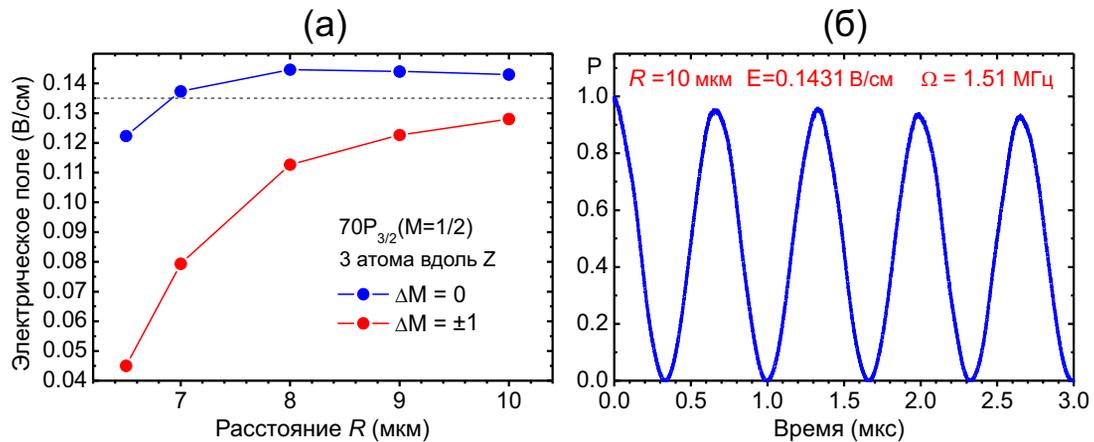


Рис. 4. *а* — Зависимости сдвигов центров двух каналов трехчастичного резонанса Фёрстера нового типа $3 \times 70P_{3/2} \rightarrow 70S_{1/2} + 71S_{1/2} + 70P_{1/2}$ на рис. 3а от расстояния между атомами R . Пунктирной линией показано расчетное положение резонанса на рис. 1б без учета динамических сдвигов. *б* — Осцилляции населенности начального коллективного состояния $3 \times 70P_{3/2}$ ($M = 1/2$) при расстоянии между атомами $R = 10$ мкм и настройке электрического поля на трехчастичный резонанс в электрическом поле 0.1431 В/см. Контраст осцилляций превышает 95%, что позволяет их рассматривать в качестве основы для трехкубитовых квантовых операций

но выбрать определенный канал трехчастичного взаимодействия.

При уменьшении расстояния между атомами (рис. 3а) эффективная энергия трехчастичного взаимодействия, зависящая от расстояния как R^{-6} , значительно увеличивается. Вследствие этого расчетные резонансы начинают заметно уширяться, сдвигаться и частично перекрываться в присутствии осцилляций населенностей. Из рассчитанных зависимостей сдвигов центров двух каналов трехчастичного резонанса Фёрстера от расстояния между атомами R (рис. 4а) следует, что один из резонансов имеет более слабую зависимость от R . Его можно ассоциировать со взаимодействием атомов, находящихся в состояниях с одинаковой проекцией момента M . Слабая зависимость от R обусловлена тем, что дипольные моменты переходов вверх и вниз из начального состояния почти одинаковы (радиальные части 4954 и 5082 ат. ед. соответственно), поэтому динамические сдвиги коллективных состояний компенсируют друг друга. Другой резонанс быстро смещается в сторону меньшего электрического поля, а его крыло имеет ненулевое значение даже в нулевом поле. Его можно ассоциировать со взаимодействием атомов, находящихся в состояниях с разной проекцией момента M , для которых дипольные моменты переходов вверх и вниз, а следовательно и динамические сдвиги коллективных состояний, сильно различаются. Наблюдающиеся при этом осцилляции населенностей на крыльях трехчастичного резонанса имеют период, возрастающий с умень-

шением электрического поля, что объясняется квадратичностью эффекта Штарка.

Трехчастичный резонанс Фёрстера со слабой зависимостью от R является более предпочтительным для выполнения трехкубитовых квантовых операций, так как флуктуации межатомного расстояния будут меньше сказываться на точности таких операций. Расчеты показали, что при настройке на такой трехчастичный резонанс в электрическом поле 0.1431 В/см для расстояния между атомами $R = 10$ мкм возникают осцилляции населенности начального коллективного состояния $3 \times 70P_{3/2}$ ($M = 1/2$) с контрастом, превышающим 95% (рис. 4б) и частотой $\Omega = 1.51$ МГц. Обращает на себя внимание тот факт, что все минимумы осцилляций близки к нулю, т.е. населенность полностью уходит в другие коллективные состояния. В то же время амплитуда максимумов постепенно уменьшается, т.е. часть населенности не возвращается в начальное состояние. Предельный контраст осцилляций и их затухание определяются преимущественно конечным радиационным временем жизни ридберговских состояний. Тем не менее наличие достаточно контрастных осцилляций позволяет рассматривать их в качестве основы для трехкубитовых квантовых операций, где требуется иметь контролируемый набег фазы коллективного состояния за определенное время взаимодействия.

Нами также были выполнены численные расчеты трехчастичного резонанса Фёрстера

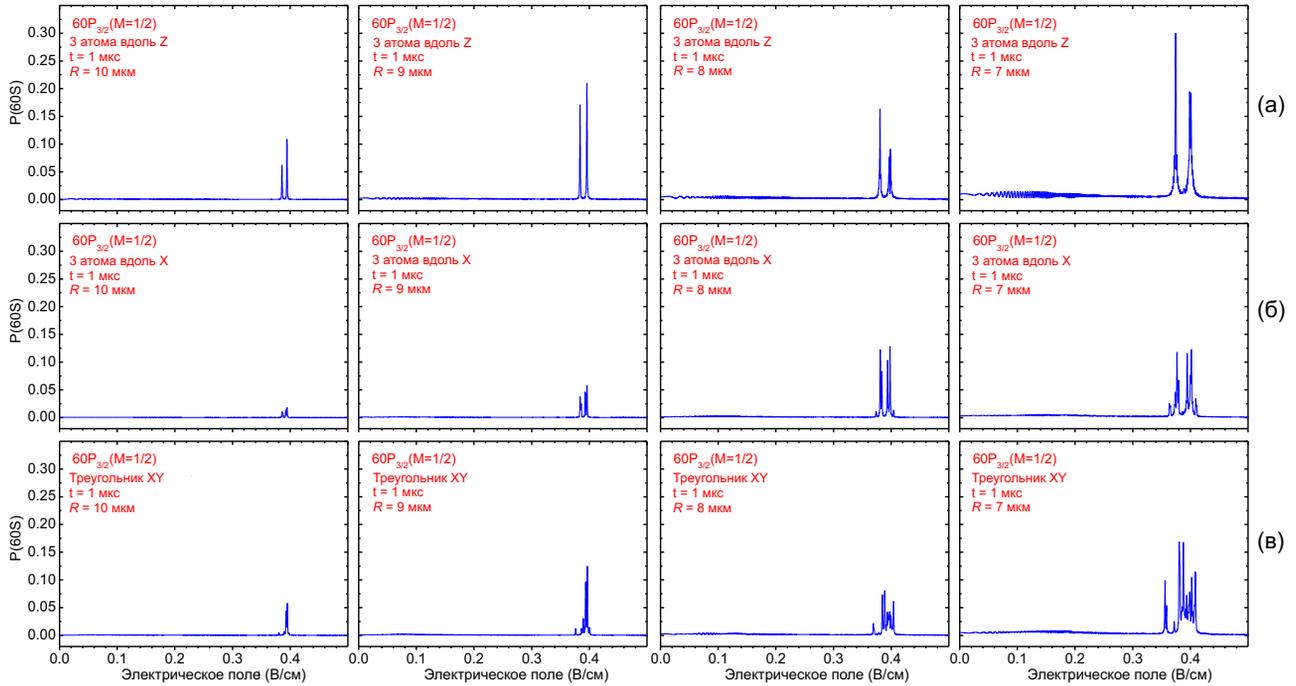


Рис. 5. Результаты численных расчетов трехчастичного резонанса Фёрстера нового типа $3 \times 60P_{3/2} \rightarrow 60S_{1/2} + 61S_{1/2} + 60P_{1/2}$ для трех неподвижных ридберговских атомов Rb в нескольких пространственных конфигурациях при времени взаимодействия 1 мкс. *а* — Три атома равномерно расположены вдоль оси *Z* с расстоянием между атомами $R = 7\text{--}10$ мкм. *б* — То же самое для расположения вдоль оси *X*. *в* — Три атома расположены в плоскости *XY* в виде равностороннего треугольника с ребром $R = 7\text{--}10$ мкм

$$3 \times 70P_{3/2} \rightarrow 70S_{1/2} + 71S_{1/2} + 70P_{1/2}$$

в двух других пространственных конфигурациях: одномерной цепочки вдоль оси *X* (рис. 3 б) и равностороннего треугольника в плоскости *XY* (рис. 3 в) для тех же различных расстояний между атомами. Как и ожидалось, в этих конфигурациях включаются много дополнительных каналов взаимодействия ридберговских атомов без определенных правил отбора. Даже при максимальном расстоянии $R = 10$ мкм в области 0.14 В/см имеются много перекрывающихся резонансов. В то же время для ориентации атомов вдоль *X* наблюдается отдельный резонанс при 0.131 В/см, а в треугольной конфигурации такой резонанс возникает при 0.116 В/см. Однако положение этих резонансов оказывается сильно зависящим от R , и уже при уменьшении R до 9 мкм они заметно сдвигаются и уширяются. Можно сделать вывод, что в данных конфигурациях наблюдение одиночного канала трехчастичного резонанса Фёрстера возможно только для $R > 9$ мкм, при этом амплитуда резонанса оказывается заметно меньшей, чем для атомов в конфигурации вдоль оси *Z*. В це-

лом, численные расчеты подтвердили, что в данных конфигурациях высококонтрастные осцилляции населенностей невозможны, поэтому они не представляют интереса для дальнейших применений в квантовой информатике, хотя и являются экспериментально наблюдаемыми.

Трехчастичный резонанс Фёрстера

$$3 \times 70P_{3/2} \rightarrow 70S_{1/2} + 71S_{1/2} + 70P_{1/2}$$

возникает в электрическом поле около 0.135 В/см. Для экспериментального наблюдения такого резонанса необходимо иметь шаг сканирования электрического поля порядка 0.1 мВ/см, а паразитные электрические поля, которые всегда присутствуют в экспериментах, должны быть много меньше величины резонансного поля.

В случае обнаружения паразитных полей эксперименты можно выполнять с более низкими ридберговскими состояниями, для которых резонансное электрическое поле имеет большее значение. Поэтому нами также были выполнены численные расчеты трехчастичного резонанса Фёрстера нового типа

$$3 \times 60P_{3/2} \rightarrow 60S_{1/2} + 61S_{1/2} + 60P_{1/2}$$

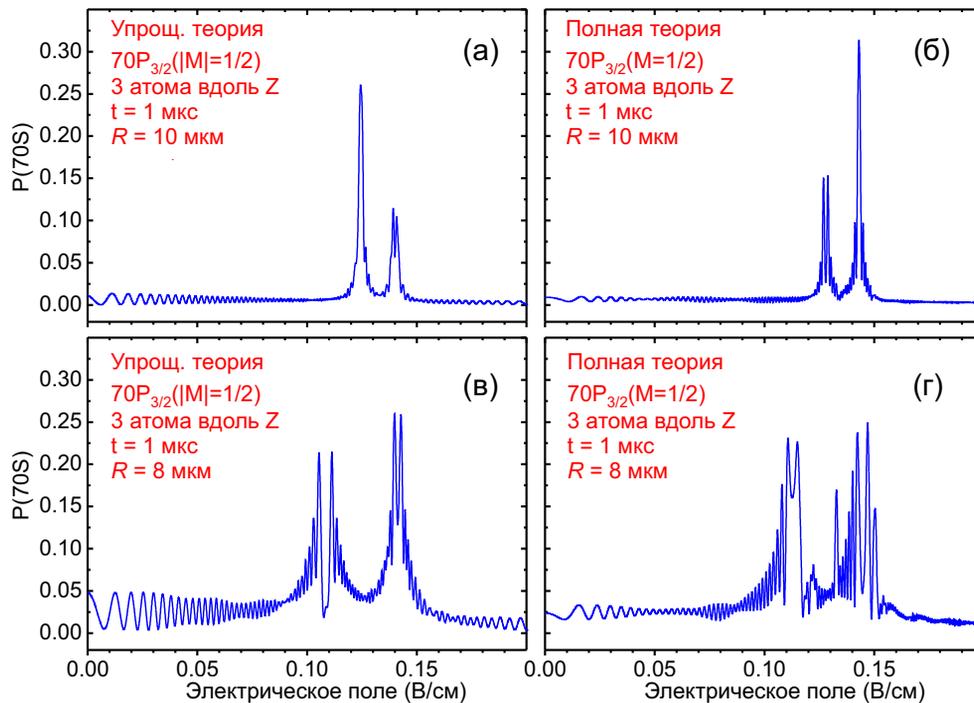


Рис. 6. Результаты численных расчетов спектров трехчастичного резонанса Фёрстера нового типа $3 \times 70P_{3/2} \rightarrow 70S_{1/2} + 71S_{1/2} + 70P_{1/2}$ для трех ридберговских атомов Rb в линейной пространственной конфигурации вдоль оси Z с расстоянием между атомами R при времени взаимодействия 1 мкс. *а* — Результаты упрощенной теоретической модели при $R = 10$ мкм. *б* — Результаты полной теоретической модели при $R = 10$ мкм. *в* — Результаты упрощенной теоретической модели при $R = 8$ мкм. *г* — Результаты полной теоретической модели при $R = 8$ мкм

для трех ридберговских атомов Rb в аналогичных пространственных конфигурациях (рис. 5). Хотя энергия трехчастичного взаимодействия для этого резонанса будет меньше вследствие меньших значений дипольных моментов переходов и больших отстроек промежуточных уровней, его резонансное электрическое поле находится вблизи 0.38 В/см, что может позволить выполнять эксперименты даже при наличии паразитных полей до 0.1–0.2 В/см. На рис. 5 можно увидеть, что довольно слабое трехчастичное взаимодействие атомов в состоянии $60P_{3/2}$ по сравнению с атомами в состоянии $70P_{3/2}$ дает значительно более узкие трехчастичные резонансы при любой пространственной конфигурации, поэтому эксперименты могут выполняться также при любой конфигурации. В то же время наблюдение высококонтрастных осцилляций населенностей следует ожидать только для конфигурации вдоль оси Z , расстояния между атомами, равного 7 мкм, и в электрическом поле, составляющем 0.381 или 0.398 В/см.

Выполненные выше численные расчеты потребовали значительного компьютерного времени (4–5 часов на один график) вследствие необходимо-

сти учета большого числа коллективных состояний и проекций магнитных моментов ридберговских уровней. В такой ситуации практически невозможно делать расчеты, требующие большого усреднения для учета флуктуаций межатомных расстояний, которые всегда имеют место в реальных экспериментах с атомами в оптических ловушках. Для выполнения таких расчетов нами была построена упрощенная теоретическая модель, в которой знаки проекций момента не учитывались (т.е., упрощенная модель была построена не для зеемановских, а для штарковских ридберговских подуровней). Ее работоспособность была проверена ранее в расчетах двухчастичных резонансов Фёрстера для ридберговских атомов Rb в состояниях $36P_{3/2}$, $37P_{3/2}$, $39P_{3/2}$, которые продемонстрировали удовлетворительное согласие теории и эксперимента по положениям и амплитудам резонансов Фёрстера в неупорядоченных ансамблях [27, 28].

При сравнении результатов расчетов в упрощенной и полной моделях для трех атомов, равномерно расположенных вдоль оси Z , при времени взаимодействия 1 мкс было подтверждено их удовлетворительное согласие для расстояний между атомами

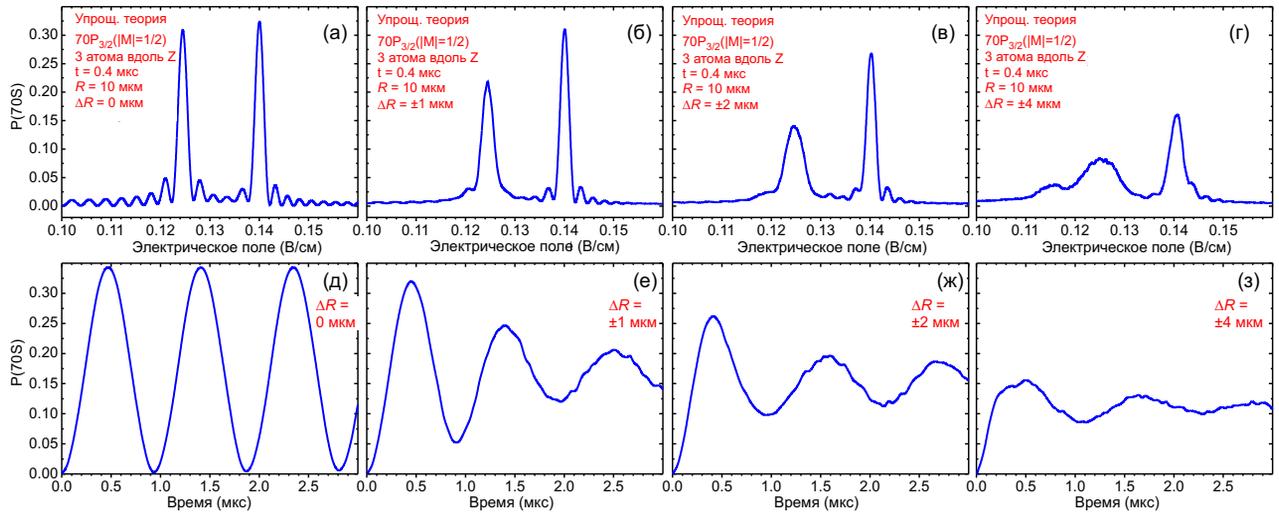


Рис. 7. *a–г* — Результаты численных расчетов в упрощенной теоретической модели спектров трехчастичного резонанса Фёрстера нового типа $3 \times 70P_{3/2} \rightarrow 70S_{1/2} + 71S_{1/2} + 70P_{1/2}$ для трех ридберговских атомов Rb в линейной пространственной конфигурации вдоль оси Z со средним расстоянием между атомами $R = 10$ мкм при времени взаимодействия 0.4 мкс и при усреднении по 1000 случайных флуктуаций расстояния в диапазонах $\Delta R = \pm 0$ (*a*), ± 1 (*б*), ± 2 (*в*), ± 4 (*г*) мкм. *д–з* — То же самое для осцилляций населенностей при настройке на трехчастичный резонанс в электрическом поле, равном 0.14 В/см

10 мкм (рис. 6 *a, б*) и 8 мкм (рис. 6 *в, г*). В обоих случаях в этой конфигурации наблюдались только два резонанса. При $R=10$ мкм упрощенная модель дает резонансные поля 0.125 и 0.140 В/см (рис. 6 *a*), а полная модель — 0.128 и 0.143 В/см (рис. 6 *б*). Их небольшое различие обусловлено некоторой разницей в энергии взаимодействия, даваемой двумя моделями. Также вследствие этого осцилляции населенностей при точных резонансах демонстрируют разную конечную фазу в упрощенной и полной моделях. Тем не менее важным выводом является то, что обе модели предсказывают наличие осцилляций населенностей и фаз коллективных трехчастичных состояний, которые можно использовать для выполнения трехкубитовых квантовых операций. Точные расчеты таких операций следует выполнять в полной модели.

На основе упрощенной модели нами был рассчитан случай, когда три атома в линейной пространственной конфигурации вдоль оси Z со средним расстоянием между атомами $R = 10$ мкм имели случайные флуктуации этого расстояния. На рис. 7 *a–г* представлены результаты численных расчетов спектров трехчастичного резонанса Фёрстера нового типа

$$3 \times 70P_{3/2} \rightarrow 70S_{1/2} + 71S_{1/2} + 70P_{1/2}$$

при времени взаимодействия 0.4 мкс и при усреднении по 1000 случайным флуктуациям расстояния в

диапазонах $\Delta R = \pm 0$ (*a*), ± 1 (*б*), ± 2 (*в*), ± 4 (*г*) мкм. В отсутствие флуктуаций (рис. 7 *a*) два пика резонанса Фёрстера имели минимальную ширину, определяемую фурье-шириной импульса взаимодействия, а их амплитуды были близки к максимально возможному значению 1/3. Из рис. 4 *a* мы уже знаем, что правый пик при напряженности электрического поля 0.14 В/см более устойчив к изменению R , чем левый пик при 0.124 В/см. Это подтвердилось при введении флуктуаций ΔR (см. рис. 7 *б–г*). Если левый пик начинает заметно уширяться и уменьшаться по амплитуде по мере увеличения ΔR , то правый пик остается узким вплоть до флуктуаций $\Delta R = \pm 4$ мкм, а при $\Delta R = \pm 1$ мкм его амплитуда все еще близка к максимальной. Это означает, что данный пик сохраняет когерентность даже при наличии заметных флуктуаций R .

Сохранение его когерентности было подтверждено численным расчетом осцилляций населенностей при настройке на трехчастичный резонанс в электрическом поле, равном 0.14 В/см. При $\Delta R = \pm 0$ мкм контраст этих осцилляций близок к 100% (рис. 7 *д*). При $\Delta R = \pm 1$ мкм амплитуда первой осцилляции уменьшается до 96% и появляется затухание осцилляций с временем когерентности около 2 мкс (рис. 7 *е*). Тем не менее такие осцилляции должны быть легко наблюдаемы в эксперименте. Более того, даже при $\Delta R = \pm 2$ мкм (рис. 7 *ж*) и $\Delta R = \pm 4$ мкм (рис. 7 *з*) осцилляции населенно-

стей все еще могут наблюдаться. В реальных экспериментах с одиночными атомами в оптических дипольных ловушках температура атомов не превышает 10 мК, что соответствует флуктуациям расстояний между атомами менее 0.1 мкм. При таких малых флуктуациях наши расчеты показали, что время когерентности возрастает до 25 мкс, поэтому когерентные осцилляции населенностей, а значит, и точные трехкубитовые квантовые операции должны быть вполне реализуемы для трехчастичного резонанса Фёрстера нового типа.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В наших предыдущих экспериментах [21] трехчастичные резонансы Фёрстера исследовались в условиях неупорядоченного атомного ансамбля, что приводило к значительному уширению резонансов и исчезновению когерентности из-за неопределенной энергии диполь-дипольного взаимодействия.

Для упорядоченных атомов в массивах оптических дипольных ловушек когерентное диполь-дипольное взаимодействие ридберговских атомов проявляется в виде осцилляций населенности коллективных состояний [9–11, 14, 15]. Частота и контраст осцилляций зависят от энергии диполь-дипольного взаимодействия (расстояния между атомами и их пространственной конфигурации) и энергетического дефекта резонанса Фёрстера, определяемого структурой энергетических уровней и внешним управляющим электрическим полем. Для трех ридберговских атомов такие когерентные осцилляции населенностей еще не наблюдались экспериментально в условиях трехчастичного резонанса Фёрстера, хотя и наблюдались для трех ридберговских атомов Rb [12] и K [13] при взаимодействии Ван дер Ваальса, а также при трехчастичных взаимодействиях в большом ансамбле ридберговских атомов Rb вблизи отстроенного по энергии двухчастичного резонанса Фёрстера [31].

Выполненные теоретические расчеты трехчастичных резонансов Фёрстера нового типа $3 \times nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2} + nP_{1/2}$ для различных пространственных конфигураций и различных ридберговских состояний подтвердили возможность их экспериментального наблюдения. Для этого три ридберговских атома следует располагать равномерно вдоль оси квантования Z , задаваемой управляющим электрическим полем, которое подстраивает коллективные уровни энергии в точные трехчастичные резонансы. Несмотря на сложную структу-

ру атомных уровней, в этой конфигурации наблюдаются только два канала взаимодействия атомов, которые проявляются в виде двух близких по электрическому полю трехчастичных резонансов.

Обнаружено, что один из этих резонансов имеет слабую зависимость резонансного электрического поля от расстояния между атомами и сохраняет когерентные свойства даже при сравнительно больших флуктуациях межатомного расстояния, которые всегда присутствуют в экспериментах с одиночными атомами в оптических дипольных ловушках. Слабая зависимость обусловлена тем, что при этом резонансе выполняется правило отбора по сохранению проекции момента ридберговских уровней, что приводит к подавлению динамического сдвига трехчастичного резонанса. Поэтому данный резонанс является наиболее подходящим для выполнения экспериментов по наблюдению когерентных осцилляций населенностей коллективных трехчастичных состояний и реализации трехкубитовых квантовых операций на их основе.

Отметим также, что многочастичные электрически управляемые резонансы Фёрстера для больших ансамблей ридберговских атомов исследовались экспериментально и теоретически в работах [32–34], в которых была отмечена возможность наблюдения четырехчастичных и более высоких резонансов, требующих, однако, заметно больших энергий взаимодействия.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. T. F. Gallagher, *Rydberg atoms*, Cambridge University Press, Cambridge, (1994).
2. M. Saffman, T. G. Walker, and K. Mølmer, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2313 (2010).
3. M. Saffman, *J. Phys. B* **49**, 202001 (2016).
4. И. И. Рябцев, И. И. Бетеров, Д. Б. Третьяков, В. М. Энтин, Е. А. Якшина, *УФН* **182**, 206 (2016) [I. I. Ryabtsev, I. I. Beterov, D. B. Tretyakov, V. M. Entin, and E. A. Yakshina, *Phys.-Uspekhi* **59**, 196 (2016)].
5. L. Henriot, L. Beguin, A. Signoles, T. Lahaye, A. Browaeys, G.-O. Reymond, and C. Jurczak, *Quantum* **4**, 327 (2020).

6. D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller, S. L. Rolston, R. Cote, and M. D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2208 (2000).
7. D. Comparat and P. Pillet, *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, A208 (2010).
8. 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, and M. D. Lukin, *Nature* **622**, 268 (2023).
9. S. Ravets, H. Labuhn, D. Barredo, L. Beguin, T. Lahaye, and A. Browaeys, *Nat. Phys.* **10**, 914 (2014).
10. S. Ravets, H. Labuhn, D. Barredo, T. Lahaye, and A. Browaeys, *Phys. Rev. A* **92**, 020701 (2015).
11. D. Barredo, H. Labuhn, S. Ravets, T. Lahaye, A. Browaeys, and C. S. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 113002 (2015).
12. W. Lee, M. Kim, H. Jo, Y. Song, and J. Ahn, *Phys. Rev. A* **99**, 043404 (2019).
13. L.-M. Steinert, P. Osterholz, R. Eberhard, L. Festa, N. Lorenz, Z. Chen, A. Trautmann, and C. Gross, *Phys. Rev. Lett.* **130**, 243001 (2023).
14. Y. Chew, T. Tomita, T. P. Mahesh, S. Sugawa, S. de Lusuleuc, and K. Ohmori, *Nat. Photonics* **16**, 724 (2022).
15. C. He and R. R. Jones, *Phys. Rev. Lett.* **132**, 043201 (2024).
16. И. И. Рябцев, И. И. Бетеров, Д. В. Третьяков, Е. А. Якшина, В. М. Энтин, КЭ **49**, 455 (2019) [I. I. Ryabtsev, I. I. Beterov, D. B. Tretyakov, E. A. Yakshina, and V. M. Entin, *Quantum Electron.* **49**, 455 (2019)].
17. Y. Jiao, J. Bai, R. Song, S. Bao, J. Zhao, and S. Jia, *Front. Phys.* **10**, 892542 (2022).
18. C.-E. Wu, T. Kirova, M. Auzins, and Y.-H. Chen, *Opt. Express* **31**, 37094 (2023).
19. P. M. Ireland, D. M. Walker, and J. D. Pritchard, *Phys. Rev. Res.* **6**, 013293 (2024).
20. R. Faoro, B. Pelle, A. Zuliani, P. Cheinet, E. Arimondo, and P. Pillet, *Nat. Commun.* **6**, 8173 (2015).
21. D. B. Tretyakov, I. I. Beterov, E. A. Yakshina, V. M. Entin, I. I. Ryabtsev, P. Cheinet, and P. Pillet, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 173402 (2017).
22. I. I. Ryabtsev, I. I. Beterov, D. B. Tretyakov, E. A. Yakshina, V. M. Entin, P. Cheinet, and P. Pillet, *Phys. Rev. A* **98**, 052703 (2018).
23. I. I. Beterov, I. N. Ashkarin, D. B. Tretyakov, V. M. Entin, E. A. Yakshina, I. I. Ryabtsev, P. Cheinet, P. Pillet, and M. Saffman, *Phys. Rev. A* **98**, 042704 (2018).
24. П. Шене, К.-Л. Фам, П. Пиле, И. И. Бетеров, И. Н. Ашкарин, Д. В. 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 Electron.* **50**, 213 (2020)].
25. 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).
26. I. N. Ashkarin, S. Lepoutre, P. Pillet, I. I. Beterov, I. I. Ryabtsev, and P. Cheinet, *Phys. Rev. Res.* **7**, 013034 (2025).
27. D. B. Tretyakov, V. M. Entin, E. A. Yakshina, I. I. Beterov, C. Andreeva, and I. I. Ryabtsev, *Phys. Rev. A* **90**, 041403 (2014).
28. E. A. Yakshina, D. B. Tretyakov, I. I. Beterov, V. M. Entin, C. Andreeva, A. Cinins, A. Markovski, Z. Iftikhar, A. Ekers, and I. I. Ryabtsev, *Phys. Rev. A* **94**, 043417 (2016).
29. I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, and I. I. Beterov, *J. Phys. B* **36**, 297 (2003).
30. I. I. Beterov, I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, and V. M. Entin, *Phys. Rev. A* **79**, 052504 (2009).
31. T. Yoda, E. Hirsch, J. Madison, D. Sen, and A. Reinhard, *Phys. Rev. A* **107**, 062818 (2023).
32. J. H. Gurian, P. Cheinet, P. Huillery, A. Fioretti, J. Zhao, P. L. Gould, D. Comparat, and P. Pillet, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 023005 (2012).
33. Z. C. Liu, N. P. Inman, T. J. Carroll, and M. W. Noel, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 133402 (2020).
34. S. E. Spielman, A. Handian, N. P. Inman, T. J. Carroll, and M. W. Noel, *Phys. Rev. Res.* **6**, 043086 (2024).