

Трехчастичные резонансы Фёрстера нового типа в ридберговских атомах

П.Шене, К.-Л.Фам, П.Пиле, И.И.Бетеров, И.Н.Ашкарин,
Д.Б.Третьяков, Е.А.Якшина, В.М.Энтин, И.И.Рябцев

Трехчастичные резонансы Фёрстера $3 \times nP_{3/2}(|M\rangle) \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2} + nP_{3/2}(|M^\rangle)$, управляемые постоянным электрическим полем, реализованы ранее авторами в ансамбле нескольких холодных ридберговских атомов Rb. Одним из недостатков таких резонансов при возможном использовании их для выполнения трехкубитовых квантовых операций является близость двухчастичного резонанса Фёрстера $2 \times nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2}$, а также возможность их реализации только для состояний со значениями главного квантового числа $n \leq 38$. Предложен и проанализирован трехчастичный резонанс нового типа $3 \times nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2} + nP_{1/2}$, который можно реализовать для произвольных n . Его особенностью является также то, что третий атом переходит в состояние с другим полным моментом $J = 1/2$, которое не имеет штарковской структуры, поэтому двухчастичный резонанс полностью отсутствует. Численные расчеты показали, что для не слишком сильного взаимодействия возможно наблюдение когерентных трехчастичных осцилляций населенностей коллективных состояний, что представляет интерес для разработки новых схем трехкубитовых квантовых операций, управляемых электрическим полем.*

Ключевые слова: ридберговские атомы, взаимодействие, резонанс Фёрстера.

1. Введение

Атомы в высоковозбужденных ридберговских состояниях с главными квантовыми числами $n \gg 1$ обладают большими дипольными моментами, растущими как n^2 , и вследствие этого испытывают сильное дальнедействующее взаимодействие [1]. Это особенно привлекательно для создания квантовых компьютеров и симуляторов с кубитами на основе одиночных атомов щелочных металлов, захваченных в массивы оптических дипольных ловушек или в оптические решетки [2, 3]. В частности, квантовые симуляторы на основе ридберговских атомов могут напрямую моделировать различные объекты в физике твердого тела благодаря способности имитировать все возможные взаимодействия между их составляющими, если такие взаимодействия в квантовом симуляторе управляются соответствующим образом [4].

Взаимодействиями между ридберговскими атомами можно управлять с помощью постоянного электрического поля. Поскольку поляризуемости ридберговских состояний растут как n^7 , даже слабое электрическое поле вызывает большие штарковские сдвиги энергий ридберговских состояний. В качестве примера на рис.1,а приве-

дена расчетная штарковская диаграмма ридберговских состояний атомов Rb вблизи состояния $37P$. Ридберговские S-, P- и D-состояния имеют большие квантовые дефекты и испытывают квадратичный эффект Штарка. Состояния с большими орбитальными моментами ($L > 2$) вырождены по энергии и испытывают линейный эффект Штарка.

Электрически настраиваемые резонансы Фёрстера соответствуют фёрстеровской резонансной передаче энергии [5]. Они возникают вследствие пересечения коллективных уровней энергии ридберговских атомов при определенном значении электрического поля. Резонансы Фёрстера настраиваются электрическим полем по силе взаимодействия и расстоянию и могут представлять собой либо резонансное диполь-дипольное взаимодействие (при точном резонансе), либо нерезонансное ван-дер-ваальсовское взаимодействие (при большой отстройке от резонанса) [6]. Резонансы Фёрстера могут быть как двухчастичными, когда вследствие взаимодействий изменяются состояния только двух атомов в ансамбле, так и многочастичными, когда одновременно происходит изменение состояний более чем двух атомов. Это представляет интерес, например, для реализации трехкубитовых квантовых операций, использующихся в алгоритмах коррекции ошибок при квантовых вычислениях [7].

В качестве примера на рис.1,б показана расчетная штарковская структура резонанса Фёрстера $3 \times 37P_{3/2}(|M\rangle) \rightarrow 37S_{1/2} + 38S_{1/2} + 37P_{3/2}(|M^*\rangle)$ для трех ридберговских атомов Rb. Приведены зависимости энергий W различных трехчастичных коллективных состояний от управляющего электрического поля. Пересечения коллективных состояний 2–7 являются фактически двухчастичными резонансами, не требующими присутствия третьего атома. Пересечения 1 и 8 соответствуют трехчастичным резонансам, возможным только в присутствии третьего атома, который уносит дефект энергии, препятствующий двухчастичному резонансу. На рис.1,в показана упрощенная

P.Cheinet, K.-L.Pharm, P.Pillet. Laboratoire Aime Cotton, CNRS, Univ. Paris-Sud, ENS-Cachan, Université Paris-Saclay, 91405 Orsay, France
И.И.Бетеров. Институт физики полупроводников СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630073 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20
И.Н.Ашкарин, Д.Б.Третьяков, Е.А.Якшина, В.М.Энтин, И.И.Рябцев. Институт физики полупроводников СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: ryabtsev@isp.nsc.ru

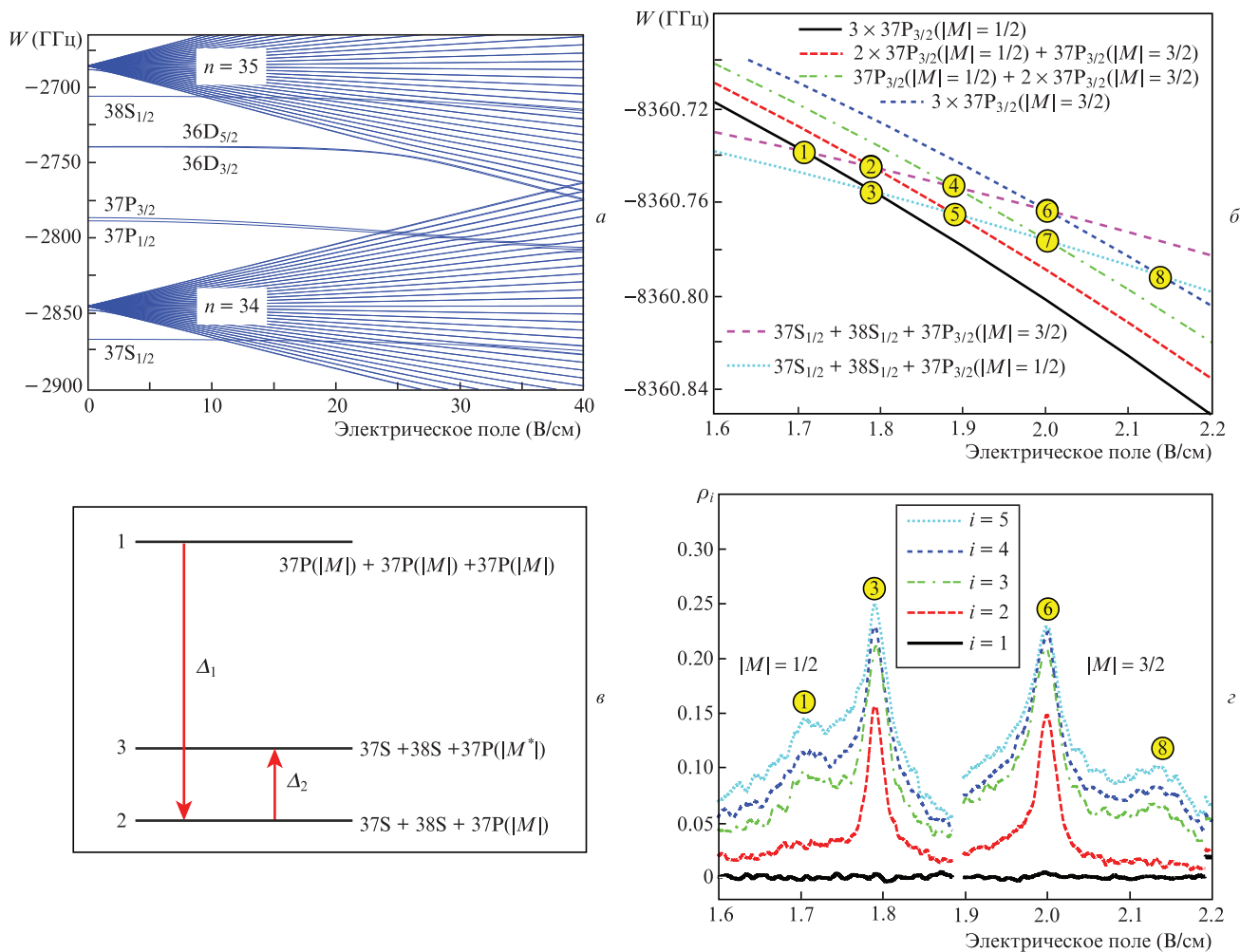


Рис.1. Расчетная шариковая диаграмма ридберговских состояний атомов Rb с проекцией момента $|M| = 1/2$ вблизи состояния $37P$ (а), расчетная шариковая структура резонанса Фёрстера $3 \times 37P_{3/2}(|M|) \rightarrow 37S_{1/2} + 38S_{1/2} + 37P_{3/2}(|M^*|)$ для трех ридберговских атомов Rb (б), упрощенная схема трехчастичного резонанса Фёрстера для трех ридберговских атомов (в), а также экспериментально зарегистрированные резонансы Фёрстера ρ_i , наблюдаемые для различного числа атомов ($i = 1-5$) и их начальных состояний $37P_{3/2}(|M| = 1/2)$ или $37P_{3/2}(|M| = 3/2)$ при времени взаимодействия 3 мкс в одиночном объеме возбуждения с характерным размером ~ 15 мкм при случайном расположении атомов (г). Цифрами 1–8 обозначены пересечения коллективных состояний, соответствующие резонансам Фёрстера различной природы.

схема трехчастичного резонанса Фёрстера для трех ридберговских атомов. Начальным коллективным 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 другую проекцию момента атома в P-состоянии. Отстройки Δ_1 и Δ_2 управляются электрическим полем. Трехчастичный резонанс возникает при $\Delta_1 = \Delta_2$, а двухчастичный – при $\Delta_1 = 0$.

Трехчастичные резонансы Фёрстера были впервые предложены и реализованы в газе холодных ридберговских атомов Cs французской группой [8]. В таких трехчастичных резонансах один из атомов уносит избыток энергии, который не дает протекать двухчастичному процессу, что приводит к фёрстеровской передаче энергии так называемого «боромеанского» типа. Бормеанский переход характеризуется сильным изолированным трехчастичным переносом энергии при пренебрежимо малом вкладе двухчастичного эффекта. Это позволяет изучать трехчастичный эффект, который обычно невозможно наблюдать в других системах, поскольку он оказывается скрытым сильным сигналом от двухчастичного эффекта. Эксперимент

в [8] был выполнен с ансамблем из $\sim 10^5$ атомов Cs в объеме взаимодействия с характерным размером ~ 200 мкм. Поэтому трехчастичный резонанс фактически наблюдался для большого числа атомов $i \gg 1$.

По предложению французской группы, аналогичный эксперимент был недавно поставлен нами для $i = 1-5$ ридберговских атомов Rb, случайно расположенных в объеме лазерного возбуждения с характерным размером ~ 15 мкм [9]. На рис.1,г приведены экспериментальные записи резонансов Фёрстера ρ_i , наблюдаемых для различного числа атомов и их начальных состояний $37P_{3/2}(|M| = 1/2)$ или $37P_{3/2}(|M| = 3/2)$ при времени взаимодействия 3 мкс (ρ_i – населенность конечного коллективного состояния для определенного числа взаимодействующих атомов i). Двухчастичные резонансы 3 и 6 отсутствуют для $i = 1$, что подтверждает их двухчастичную природу. Трехчастичные резонансы 1 и 8 отсутствуют для $i = 1, 2$, что подтверждает их трехчастичную природу. Таким образом, было найдено явное доказательство того, что трехчастичный резонанс $3 \times nP_{3/2}(|M|) \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2} + nP_{3/2}(|M^*|)$ для $n = 36, 37$ ($|M|$ – это проекция момента J на ось квантования Z) не проявляется для двух взаимодействующих ридбергов-

ских атомов, в то время как он присутствует для трех и более атомов. Теоретический анализ трехчастичных резонансов Фёрстера был выполнен нами в работе [10], где было показано, что при фиксированных положениях трех атомов возможно наблюдение когерентных осцилляций населенностей взаимодействующих атомов и управление фазой коллективной волновой функции. На основе таких трехчастичных резонансов нами была предложена схема выполнения трехкубитовой квантовой операции Тоффли с точностью более 98% [11].

Указанные выше трехчастичные резонансы Фёрстера $3 \times nP_{3/2}(|M\rangle) \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2} + nP_{3/2}(|M^*\rangle)$ соответствовали двухступенчатому процессу $3 \times nP_{3/2}(|M\rangle) \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2} + nP_{3/2}(|M\rangle) \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2} + nP_{3/2}(|M^*\rangle)$, в котором каждая из ступеней не являлась резонансной по энергии, а резонанс имелся только между начальным и конечным коллективными состояниями (рис. 1, в). При таких резонансах два из трех взаимодействующих атомов в начальном состоянии $nP_{3/2}(|M\rangle)$ переходили в соседние состояния $nS_{1/2}$ и $(n+1)S_{1/2}$, а третий атом оставался в состоянии $nP_{3/2}$, но изменял проекцию момента (если начальной была проекция $|M| = 1/2$, то она изменялась на $|M^*| = 3/2$, и наоборот). При этом обычный двухчастичный резонанс Фёрстера соответствует случаю $2 \times nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2}$, когда третий атом не изменяет проекцию момента, поэтому он происходит в несколько другом электрическом поле.

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. Первый и второй переходы происходят одновременно, что подразумевает их боромеанский характер, при этом третий атом компенсирует энергию ненулевого дефекта двухчастичного 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 при этом оказывается нерезонансным. Таким образом, выполняется условие боромеанского характера трехчастичных взаимодействий [10].

В случае ридберговских атомов Rb одним из недостатков указанных выше трехчастичных резонансов $3 \times nP_{3/2}(|M\rangle) \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2} + nP_{3/2}(|M^*\rangle)$ при их использовании для реализации трехкубитовых квантовых операций является близость двухчастичного резонанса $2 \times nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2}$, который частично перекрывается с трехчастичным [9]. 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 квантовых операций необходимо их выполнять с более высокими ридберговскими состояниями, имеющими большие времена жизни и дипольные моменты переходов.

Поэтому целью настоящей работы являлся поиск других возможных трехчастичных резонансов для ридберговских атомов Rb в состояниях nP и nS , имеющих про-

стую структуру штарковских подуровней. Состояния с более высокими орбитальными моментами имеют сложную штарковскую структуру со многими подуровнями (рис. 1, а) и в общем случае для высокоточных квантовых операций не годятся.

2. Трехчастичные резонансы Фёрстера в ансамбле трех ридберговских атомов

Теоретический анализ трехчастичных резонансов Фёрстера $3 \times nP_{3/2}(|M\rangle) \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2} + nP_{3/2}(|M^*\rangle)$ был выполнен нами в работе [10]. Для схемы переходов на рис. 1, в в случае трех неподвижных ридберговских атомов в треугольной конфигурации было получено следующее аналитическое решение для формы линии и временной эволюции трехчастичных резонансов Фёрстера:

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

где $\Delta = \Delta_1 - \Delta_2$ – отстройка от невозмущенного трехчастичного резонанса Фёрстера; $\Delta_0 = -2\Omega_2 + (4\Omega_2^2 - 6\Omega_1^2) \times (\Delta_2 + 2\Omega_1)^{-1}$ – динамический сдвиг трехчастичного резонанса вследствие нерезонансных промежуточных взаимодействий с матричными элементами операторов диполь-дипольного взаимодействия $\Omega_1 = V_1/\hbar$ и $\Omega_2 = V_2/\hbar$ на переходах $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 3$; V_1 и V_2 – энергии диполь-дипольного взаимодействия; $\Omega_0 = 4\sqrt{6} \Omega_1 \Omega_2 / (\Delta_2 + 2\Omega_1)$ – частота осцилляций населенностей коллективных состояний при точном резонансе. Эта формула идентична осцилляциям Раби при двухфотонном переходе в трехуровневой системе с отстроенным промежуточным уровнем 2, который не заселяется, а осцилляции населенностей происходят только между уровнями 1 и 3. Требуемое время взаимодействия t для долгоживущих ридберговских состояний может задаваться либо методом штарковского переключения уровней в импульсном электрическом поле, как в нашей работе [9], либо временем между лазерным возбуждением и последующим деэксцитацией заданных ридберговских состояний. Из формулы (1) можно сделать несколько важных выводов.

Во-первых, трехчастичный резонанс испытывает динамический сдвиг Δ_0 , состоящий из двух частей: часть с $-2\Omega_2$ 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 земановская структура ридберговских уровней, которая приводит к возникновению множества каналов 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 достаточно велико, можно работать с отдельными каналами взаимодействия. Путем выбора пространственной конфигурации трех атомов некоторые каналы могут быть подавлены. Отметим, что форма линии, задаваемая формулой (1) при фиксированном времени взаимодей-

ствия, отличается от того, что наблюдалось нами в эксперименте (рис.1,з) в одиночном объеме возбуждения с характерным размером ~ 15 мкм при случайном расположении атомов. Это связано с тем, что при случайном расположении атомов реализуются все каналы взаимодействия. Это приводит к эффективному уширению трехчастичного резонанса.

Во-вторых, для неподвижных атомов формула (1) демонстрирует возможность возникновения когерентных осцилляций населенностей при точном резонансе ($\Delta = \Delta_0$). Частота этих осцилляций Ω_0 зависит от конкретного канала взаимодействия. Максимальная амплитуда резонанса ρ_3 составляет $1/3$ (в эксперименте амплитуда определяется как населенность конечного состояния nS , которое регистрируется методом селективной полевой ионизации ридберговских атомов [9]). Ширина резонанса определяется комбинацией фурье-ширины импульса взаимодействия и величины Ω_0 .

В третьих, каждый минимум осцилляций населенностей соответствует сдвигу фазы π для коллективной волновой функции. Поскольку такие осцилляции управляемы и обратимы, они могут быть использованы для реализации трехкубитовых квантовых операций с ридберговскими атомами, в частности вентиля Тоффли [11].

В то же время, как уже было указано, трехчастичные резонансы Фёрстера $3 \times 37P_{3/2}(|M|) \rightarrow 37S_{1/2} + 38S_{1/2} + 37P_{3/2}(|M^*|)$ обладают с точки зрения их подобного использования следующим недостатком: они работают только для низких ридберговских состояний и могут частично перекрываться с двухчастичными резонансами Фёрстера, так как на штарковской диаграмме рис.1,б имеются два возможных конечных состояния трехатомной системы, соответствующих двух- и трехчастичным резонансам.

Нами был выполнен расширенный анализ других возможных трехчастичных резонансов Фёрстера, настраиваемых электрическим полем, при возбуждении более высоких ридберговских состояний $nP_{3/2}$. Одним из возможных вариантов являлся случай, когда три атома возбуждаются не в одинаковые, а в различные начальные ридберговские состояния. Например, в работе [11] нами было предложено для реализации быстрой трехкубито-

вой квантовой операции Тоффли применять трехчастичные резонансы Фёрстера для начального коллективного состояния $|80P_{3/2}(M = +3/2); 81P_{3/2}(M = +3/2); 81P_{3/2}(M = -3/2)\rangle$ и показана возможность достижения высокой точности выполнения операции. Однако такая схема сложна в экспериментальной реализации, т. к. она требует не одного, а нескольких возбуждающих лазерных излучений с различными частотами. Поэтому в настоящей работе нами был найден новый, более простой трехчастичный резонанс $3 \times nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2} + nP_{1/2}$, в котором три атома возбуждаются в одинаковые ридберговские состояния, а также имеется только одно конечное состояние. Как оказалось, этот резонанс может быть реализован для произвольных начальных ридберговских состояний $nP_{3/2}$.

Для примера на рис.2 приведены расчетная штарковская диаграмма ридберговских состояний атомов Rb вблизи состояния $70P$ и 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. При этом резонансе пересечения коллективных состояний (обозначены цифрами) соответствуют только трехчастичным резонансам Фёрстера, когда все три атома изменяют свои состояния, а двухчастичные резонансы отсутствуют вообще. Отличительной особенностью этого резонанса является то, что третий атом переходит не в состояние с другой проекцией момента, а в состоянии с другим полным моментом $J = 1/2$, которое не имеет штарковской структуры. Следовательно, экспериментальное изучение такого трехчастичного резонанса должно быть намного проще, поскольку двухчастичный резонанс полностью отсутствует. В то же время такой резонанс может оказаться заметно слабее, т. к. для него характерны значительно большие отстройки промежуточных уровней (около 200 МГц), чем для случая трехчастичного резонанса $3 \times 37P_{3/2}(|M|) \rightarrow 37S_{1/2} + 38S_{1/2} + 37P_{3/2}(|M^*|)$ (около 10 МГц). С другой стороны, для высоких ридберговских состояний дипольные моменты переходов значительно больше. Например, для переходов из состояния $70P$ в соседние состояния $70S$ и $71S$ радиальная часть дипольных моментов составляет около 5000 а.е., в то время как аналогичные пе-

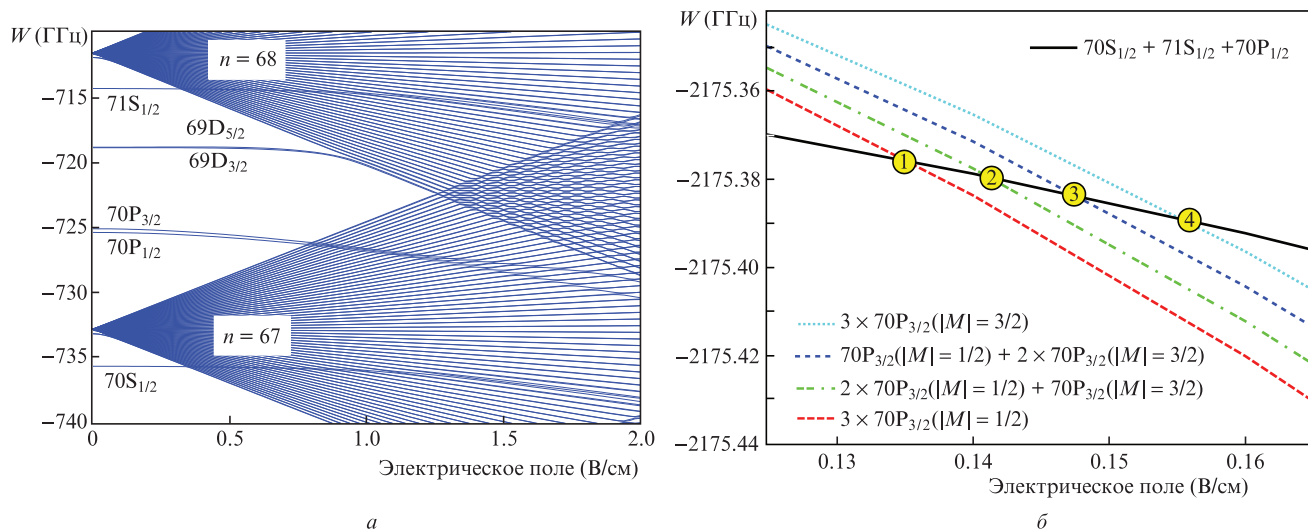


Рис.2. Расчетная штарковская диаграмма ридберговских состояний атомов Rb вблизи состояния $70P$ (а), а также расчетная штарковская структура резонанса Фёрстера нового типа $3 \times 70P_{3/2} \rightarrow 70S_{1/2} + 71S_{1/2} + 70P_{1/2}$ для трех ридберговских атомов Rb (б). Пересечения коллективных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

реходы из состояния $37P$ имеют радиальные части около 1300 а.е. В результате величина Ω_0 для резонанса нового типа оказывается того же порядка величины, что и для резонансов старого типа.

3. Результаты численных расчетов для трехчастичных резонансов Фёрстера нового типа

Как уже обсуждалось, в реальных ридберговских атомах из-за наличия нескольких каналов взаимодействия вместо одиночного трехчастичного резонанса Фёрстера должен наблюдаться набор из нескольких резонансов, соответствующих различным каналам. В работе [10] нами было показано, что для уменьшения количества таких каналов оптимальной геометрией расположения трех атомов является их равномерное расположение вдоль оси квантования Z , которая выбирается вдоль направления управляющего электрического поля. В этом случае остается только два хорошо разделенных трехчастичных резонанса Фёрстера, соответствующих двум каналам взаимодействия.

Тем не менее аналитические расчеты для такой геометрии оказываются невозможными, поэтому нами были выполнены численные расчеты аналогично тому, как это было сделано в работе [10] для трехчастичных резонансов $3 \times 37P_{3/2}(|M|) \rightarrow 37S_{1/2} + 38S_{1/2} + 37P_{3/2}(|M^*|)$. Однако в работе [10] учитывались все магнитные подуровни ридберговских состояний, что для трехчастичного резонанса Фёрстера

в атомах в состоянии $37P_{3/2}$ требовало учета 160 коллективных состояний со всеми возможными значениями проекций момента. Для состояния $70P_{3/2}$ такие расчеты потребовали бы учета гораздо большего числа коллективных состояний. Поэтому для уменьшения числа базисных состояний и экономии времени счета в настоящей работе нами была применена упрощенная 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 для состояния $37P_{3/2}$, которые продемонстрировали удовлетворительное согласие с результатами [10] по положениям и амплитудам трехчастичных резонансов.

На рис.3 представлены результаты численных расчетов трехчастичного резонанса Фёрстера нового типа $3 \times 70P_{3/2}(|M| = 1/2) \rightarrow 70S_{1/2} + 71S_{1/2} + 70P_{1/2}$ для трех ридберговских атомов Rb в нескольких пространственных конфигурациях. Рис.3,а соответствует случаю, когда три атома равномерно расположены вдоль оси Z с расстоянием между атомами $R = 10$ мкм при времени взаимодействия 0.35 мкс. На таком расстоянии взаимодействие соседних ридберговских атомов сравнительно слабое, и трехчастичные резонансы не уширяются. Как и ожидалось, в этой конфигурации возникают только два резонанса, которые соответствуют двум каналам взаимодействия. Их резонансные электрические поля 0.1247 и 0.140 В/см близки к расчетному значению 0.135 В/см для пересечения коллективных уровней на рис.2,б в отсутствие взаимодействия, с учетом дополнительных динамических сдвигов.

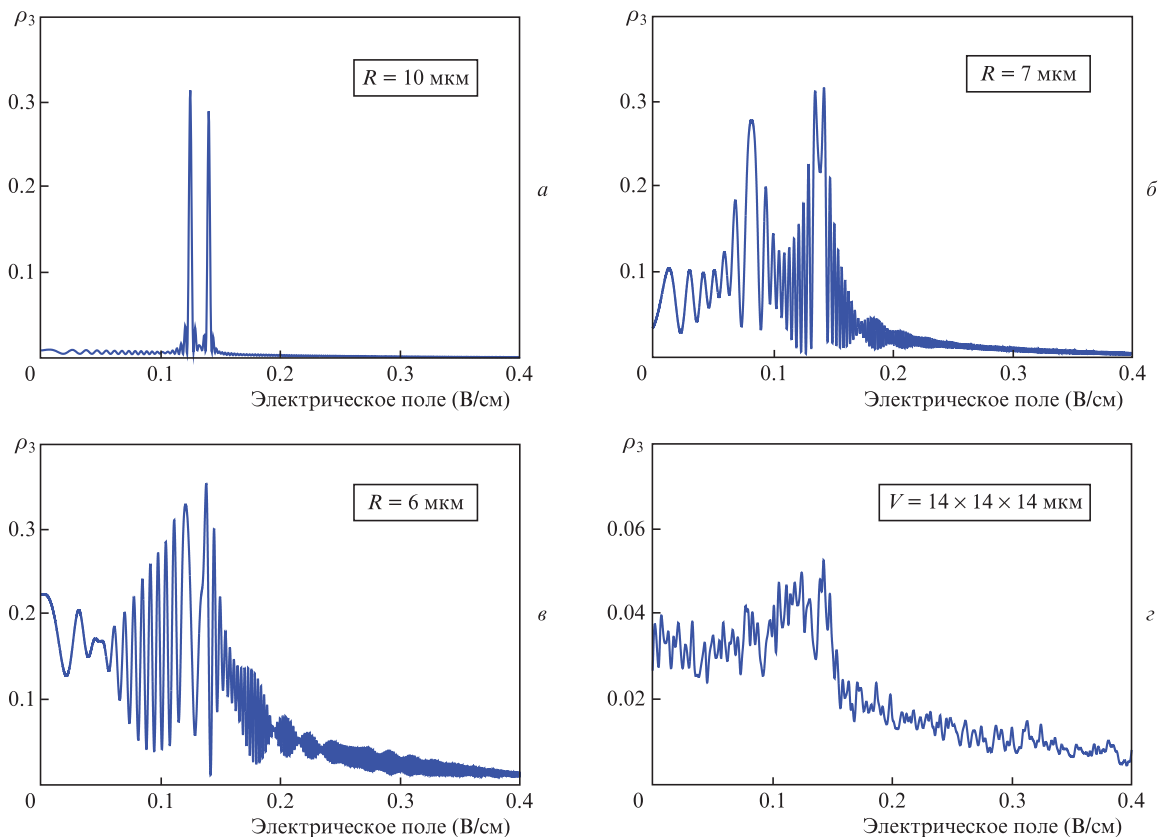


Рис.3. Результаты численных расчетов спектров трехчастичного резонанса Фёрстера нового типа $3 \times 70P_{3/2}(|M| = 1/2) \rightarrow 70S_{1/2} + 71S_{1/2} + 70P_{1/2}$ для трех ридберговских атомов Rb в нескольких пространственных конфигурациях: три атома равномерно расположены вдоль оси Z с расстоянием между атомами $R = 10$ мкм при времени взаимодействия 0.35 мкс (а); аналогично для $R = 7$ (б) и 6 мкм (в); три атома расположены случайным образом в кубическом объеме взаимодействия размером $V = 14 \times 14 \times 14$ мкм с усреднением по 100 реализациям при времени взаимодействия 2 мкс (г).

Амплитуды резонансов стремятся к максимально возможному значению $1/3$, а их ширина при пересчете в шкалу частот соответствует фурье-ширине импульса взаимодействия (около 3 МГц). Резонансы хорошо разрешены, а настройкой электрического поля можно выбрать определенный канал трехчастичного взаимодействия.

При уменьшении расстояния между атомами до $R = 7$ мкм (рис.3,б) эффективная энергия трехчастичного взаимодействия Ω_0 , зависящая от расстояния как R^{-6} , увеличивается в 8.5 раза. Вследствие этого расчетные спектры начинают заметно уширяться, сдвигаться и частично перекрываться в присутствии осцилляций населенностей. При этом один из резонансов смещается в сторону меньшего электрического поля, а его крыло имеет ненулевую ширину даже в нулевом поле. Дальнейшее уменьшение расстояния до $R = 6$ мкм (рис.3,в) увеличивает энергию трехчастичного взаимодействия еще в 2.5 раза, что сопровождается полным перекрытием двух резонансов и их большим уширением. Наблюдающиеся при этом осцилляции населенностей на крыльях трехчастичного резонанса имеют период, возрастающий с уменьшением электрического поля, что объясняется квадратичностью эффекта Штарка.

Нами также был рассчитан случай, когда три атома были расположены случайным образом в кубическом объеме взаимодействия размером $V = 14 \times 14 \times 14$ мкм с усреднением по 100 реализациям при времени взаимодействия 2 мкс, что примерно соответствовало условиям нашего эксперимента в работе [9] при регистрации трехчастичных резонансов Фёрстера (см. рис.1,з). В этом случае из-за неопределенности расстояния между атомами и их взаимных ориентаций работают все каналы взаимодействия, осцилляции населенностей полностью замыкаются, а спектр резонанса примерно соответствует огибающей резонанса на рис.3,в. Также заметно уменьшается амплитуда резонансов, что связано с наличием нулей в энергии взаимодействия при определенных пространственных конфигурациях атомов [12]. При этом трехчастичное взаимодействие присутствует и в нулевом электрическом поле, что можно объяснить теми случайными конфигурациями атомов, в которых они расположены близко друг к другу и имеют большие энергии взаимодействия, сравнимые с энергией на рис.3,в.

По результатам расчета спектров трехчастичных резонансов Фёрстера нового типа (рис.3) можно сделать

следующие выводы. Во-первых, спектры имеют высокую чувствительность к межатомным расстояниям и при достижении некоего порогового значения начинают уширяться, а отдельные каналы взаимодействия становятся неразличимыми. Это приводит к потере когерентности и отсутствию полных осцилляций населенностей при больших энергиях взаимодействия. Во-вторых, при случайном расположении трех атомов в одиночном объеме лазерного возбуждения когерентность теряется полностью, а трехчастичное взаимодействие имеет место даже в нулевом электрическом поле, что усложняет его наблюдение в условиях нашего эксперимента [9] для резонансов старого типа. Поэтому эксперименты необходимо выполнять с одиночными атомами в отдельных оптических дипольных ловушках при минимальных флуктуациях их пространственного положения, как это делалось, например, в работе [13]. В-третьих, для высоких ридберговских состояний величины резонансного электрического поля довольно малы, поэтому для наблюдения узких трехчастичных резонансов требуется высокостабильный источник электрического поля, а все возможные паразитные поля должны быть тщательно скомпенсированы до величины менее 1 мВ/см.

Наши расчеты также показали, что при выполнении условий хорошей пространственной локализации атомов и минимизации шумов электрического поля возможна экспериментальная реализация когерентных осцилляций населенностей при трехчастичном резонансе Фёрстера. На рис.4,а приведено увеличенное изображение спектра, показанного на рис.3,а. Имеются два хорошо разрешенных пика трехчастичного резонанса при электрических полях 0.1247 и 0.140 В/см. Точная настройка на один из пиков (требуемая точность ~ 0.1 мВ/см) позволяет включить когерентное трехчастичное взаимодействие, сопровождаемое осцилляциями населенностей. Рассчитанные осцилляции населенностей при настройке электрического поля на трехчастичный резонанс в электрическом поле 0.1247 В/см представлены на рис.4,б. Контраст осцилляций превышает 95%, что позволяет рассматривать их в качестве основы для трехкубитовых квантовых операций, по аналогии с трехчастичными резонансами, рассмотренными нами в работах [10, 11].

В настоящее время нами выполняются более точные теоретические расчеты в полной модели взаимодействия (с учетом зеемановской структуры) с целью поиска опти-

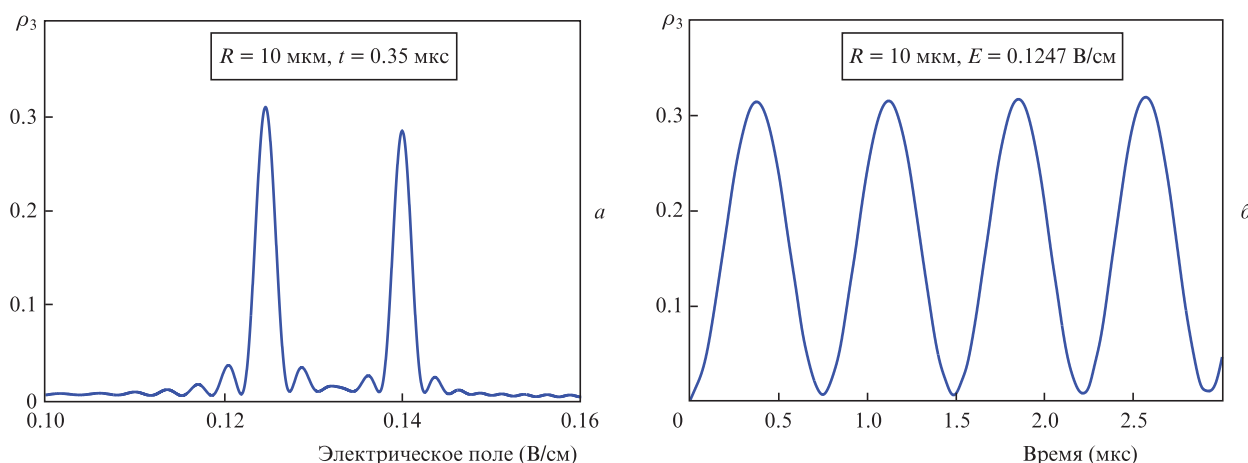


Рис.4. Увеличенное изображение спектра, показанного на рис.3,а (а), а также осцилляции населенностей при настройке электрического поля на трехчастичный резонанс в электрическом поле 0.1247 В/см (б).

мального ридберговского состояния для реализации трехкубитовых квантовых операций на основе трехчастичных резонансов Фёрстера нового типа, обсуждавшихся в данной работе.

Отметим также, что многочастичные электрически управляемые резонансы Фёрстера для больших ансамблей ридберговских атомов исследовались экспериментально в недавних работах [14, 15], в которых отмечена возможность наблюдения четырехчастичных и более высоких резонансов, для чего необходимы, однако, заметно большие энергии взаимодействия.

4. Заключение

Теоретически исследованы трехчастичные резонансы Фёрстера нового типа $3 \times nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2} + nP_{1/2}$, которые можно реализовать с ридберговскими атомами Rb в произвольных состояниях $nP_{3/2}$. В отличие от других трехчастичных резонансов $3 \times nP_{3/2}(|M|) \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2} + nP_{3/2}(|M^*|)$, исследованных нами в предыдущих работах и наблюдающихся только для низколежащих состояний с $n \leq 38$, особенностью таких резонансов является то, что они могут наблюдаться для произвольных состояний, а также то, что третий атом переходит не в состояние с другой проекцией момента, а в состояние с другим полным моментом $J = 1/2$, которое не имеет штарковской структуры. Таким образом, экспериментальное изучение подобных трехчастичных резонансов должно быть намного проще, поскольку в этом случае полностью отсутствует двухчастичный резонанс.

Наши численные расчеты на примере трехчастичного резонанса Фёрстера $3 \times 70P_{3/2}(|M|) = 1/2 \rightarrow 70S_{1/2} + 71S_{1/2} + 70P_{1/2}$ для трех ридберговских атомов Rb в нескольких пространственных конфигурациях показали, что для не слишком сильного взаимодействия, когда различные каналы взаимодействий хорошо разрешаются в спектрах, возможно наблюдение высококонтрастных осцилляций на-

селенностей. Поскольку такие осцилляции сопровождаются осцилляциями фазы коллективной волновой функции трех атомов, на их основе можно разработать новые схемы трехкубитовых квантовых операций, управляемых электрическим полем. Это представляет интерес для квантовой информатики с кубитами на основе нейтральных атомов в массивах оптических дипольных ловушек.

Работа была поддержана РФФИ (грант № 19-52-15010) и Новосибирским государственным университетом.

1. Gallagher T.F. *Rydberg atoms* (Cambridge: Cambridge University Press, 1994).
2. Saffman M., Walker T.G., Mølmer K. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 2313 (2010).
3. Рябцев И.И., Бетеров И.И., Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Якшина Е.А. *УФН*, **182**, 206 (2016) [*Phys. Usp.*, **59**, 196 (2016)].
4. Weimer H., Müller M., Lesanovsky I., Zoller P., Büchler H.P. *Nat. Phys.*, **6**, 382 (2010).
5. Förster T. *Modern Quantum Chemistry* (New York: Academic, 1996).
6. Yakshina E.A., Tretyakov D.B., Beterov I.I., Entin V.M., Andreeva C., Cinins A., Markovski A., Iftikhar Z., Ekers A., Ryabtsev I.I. *Phys. Rev. A*, **94**, 043417 (2016).
7. Cory D.G., Price M.D., Maas W., Knill E., Laflamme R., Zurek W.H., Havel T.F., Somaroo S.S. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 2152 (1998).
8. Faoro R., Pelle B., Zuliani A., Cheinet P., Arimondo E., Pillet P. *Nat. Commun.*, **6**, 8173 (2015).
9. Tretyakov D.B., Beterov I.I., Yakshina E.A., Entin V.M., Ryabtsev I.I., Cheinet P., Pillet P. *Phys. Rev. Lett.*, **119**, 173402 (2017).
10. Ryabtsev I.I., Beterov I.I., Tretyakov D.B., Yakshina E.A., Entin V.M., Cheinet P., Pillet P. *Phys. Rev. A*, **98**, 052703 (2018).
11. Beterov I.I., Ashkarin I.N., Tretyakov D.B., Entin V.M., Yakshina E.A., Ryabtsev I.I., Cheinet P., Pillet P., Saffman M. *Phys. Rev. A*, **98**, 042704 (2018).
12. Walker T.G., Saffman M. *J. Phys. B*, **38**, S309 (2005).
13. Ravets S., Labuhn H., Barredo D., Beguin L., Lahaye T., Browaeys A. *Nature Phys.*, **10**, 914 (2014).
14. Gurian J.H., Cheinet P., Huillery P., Fioretti A., Zhao J., Gould P.L., Comparat D., Pillet P. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 023005 (2012).
15. Liu Z.C., Inman N.P., Carroll T.J., Noel M.W. arXiv:1911.09664v2 [physics.atom-ph] (2019).