

Спектроскопия холодных ридберговских атомов рубидия для применений в квантовой информатике

И.И. Рябцев, И.И. Бетеров, Д.Б. Третьяков, В.М. Энтин, Е.А. Якшина

Атомы в высоковозбуждённых (ридберговских) состояниях обладают рядом уникальных свойств, делающих их привлекательными для применений в квантовой информатике, — это большие дипольные моменты, времена жизни и поляризуемости, а также сильные дальнедействующие взаимодействия между ридберговскими атомами. Экспериментальные методы лазерного охлаждения и прецизионной спектроскопии позволяют захватывать отдельные ридберговские атомы, манипулировать ими и применять их для практической реализации квантовых операций над кубитами квантового компьютера на основе одиночных нейтральных атомов в оптических ловушках. Представлен обзор экспериментальных и теоретических работ, выполняемых авторами в Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН и Новосибирском государственном университете, по лазерной и микроволновой спектроскопии холодных ридберговских атомов Rb в магнитооптической ловушке и их возможным применениям в квантовой информатике. Дан также краткий обзор других работ по этой тематике.

Ключевые слова: ридберговские атомы, лазерное охлаждение, спектроскопия, квантовая информатика, кубиты

PACS numbers: 03.67.Lx, 32.70.Jz, **32.80.**–t, 32.80.Ee, 32.80.Rm

DOI: 10.3367/UFNf.0186.201602k.0206

Содержание

1. Введение (206).
 2. Спектроскопия трёхфотонного лазерного возбуждения холодных ридберговских атомов Rb в магнитооптической ловушке (207).
 3. Управление взаимодействием холодных ридберговских атомов Rb с помощью электрически перестраиваемых и радиочастотно-индуцированных резонансов Фёрстера (209).
 4. Применение холодных ридберговских атомов в квантовой информатике (213).
 5. Схемы квантовых логических операций и квантовых симуляций на основе эффекта дипольной блокады в мезоскопических атомных ансамблях (216).
 6. Заключение (218).
- Список литературы (219).

1. Введение

За последнее десятилетие достигнуты значительные успехи в лазерном охлаждении и захвате нейтральных атомов [1–3] как за рубежом (опубликовано несколько сотен работ), так и в России [4–10]. Наибольшее распространение получили схемы с магнитооптическими и оптическими ловушками, которые позволяют достичь

температур поступательного движения атомов ниже 100 мкК. Использование ультрахолодных атомов, захваченных в ловушки, открывает новые возможности для разнообразных фундаментальных и прикладных исследований в области атомной спектроскопии благодаря пространственной локализации атомов в малом объёме и отсутствию пролётного и доплеровского уширений. Например, в случае холодных атомов время взаимодействия с зондирующим пробным излучением определяется временем жизни атома в ловушке, которое достигает нескольких десятков секунд. При малой плотности атомов ширины некоторых оптических резонансов в атомах могут оказаться менее 1 Гц, что позволяет вести речь о создании атомных стандартов частоты нового поколения [7]. В то же время при большой плотности атомов резонансы должны испытывать уширения и сдвиги вследствие столкновений и межатомных взаимодействий, поэтому методами лазерной и микроволновой спектроскопии могут исследоваться столкновительные и коллективные процессы в ансамблях холодных атомов [4]. Наконец, холодные атомы в оптических ловушках признаны перспективным объектом для создания кубитов квантового компьютера [11].

Одним из новых направлений атомной спектроскопии является экспериментальное изучение ультрахолодных атомов в высоковозбуждённых (ридберговских) состояниях. Ридберговские атомы с главным квантовым числом $n \gg 1$ представляют собой уникальный объект для спектроскопии высокого разрешения и экспериментов в области квантовой электродинамики благодаря большим временам жизни, частотам переходов, лежащим в инфракрасной и микроволновой областях спектра, значениям дипольных моментов переходов порядка нескольких тысяч атомных единиц и более, высокой чувствительности к внешним электромагнитным полям

И.И. Рябцев, И.И. Бетеров, Д.Б. Третьяков, В.М. Энтин, Е.А. Якшина.
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
просп. Академика Лаврентьева 13, 630090 Новосибирск,
Российская Федерация;
Новосибирский государственный университет,
ул. Пирогова 2, 630090 Новосибирск, Российская Федерация
E-mail: ryabtsev@isp.nsc.ru

Статья поступила 9 ноября 2015 г.,
после доработки 9 декабря 2015 г.

[12, 13]. Эти свойства позволяют, например, возбуждать одно- и многофотонные микроволновые переходы между ридберговскими состояниями при чрезвычайно низкой мощности излучения и проводить спектроскопические исследования в условиях отсутствия спонтанной релаксации уровней. Кроме того, для слабосвязанного электрона в ридберговском атоме можно построить точные теоретические модели взаимодействия с электромагнитным полем и проводить сравнение с экспериментальными данными.

Уникальной особенностью ридберговских атомов является возможность их детектирования методом селективной полевой ионизации (СПИ) слабым электрическим полем (электрическое поле с напряжённостью, превышающей некоторое критическое значение, определяемое квантовыми числами nL , ионизует атом с вероятностью, близкой к единице), причём с помощью электронного умножителя могут детектироваться одиночные атомы [12–15]. Этот метод позволяет определять как полное число ридберговских атомов, так и относительные населённости различных ридберговских состояний. Таким образом, становится возможным проведение экспериментов с одиночным атомом или несколькими атомами, что исключительно важно, например, для применений ридберговских атомов в квантовой информатике. Перечисленные выше свойства позволяют исполь-

зовать атомы в ридберговских состояниях для новых актуальных исследований в области атомной и квантовой физики, в которых требуется уметь управлять движением и контролировать состояния отдельных квантовых частиц.

В настоящей статье представлен обзор экспериментальных и теоретических работ, выполняемых авторами в Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН и Новосибирском государственном университете, по лазерной и микроволновой спектроскопии холодных ридберговских атомов Rb в магнитооптической ловушке и их возможным применениям в квантовой информатике [4, 16–25]. Дан также краткий обзор работ других авторов по этой тематике.

2. Спектроскопия трёхфотонного лазерного возбуждения холодных ридберговских атомов Rb в магнитооптической ловушке

Трёхфотонное лазерное возбуждение интересно тем, что оно может возбуждать холодные ридберговские атомы Rb без эффекта отдачи и эффекта Доплера (рис. 1), тем самым исключая разогрев атомов при поглощении фотонов и обеспечивая высокую точность квантовых операций с ними. В нашей теоретической работе [19] показано, что для такого возбуждения необходимо

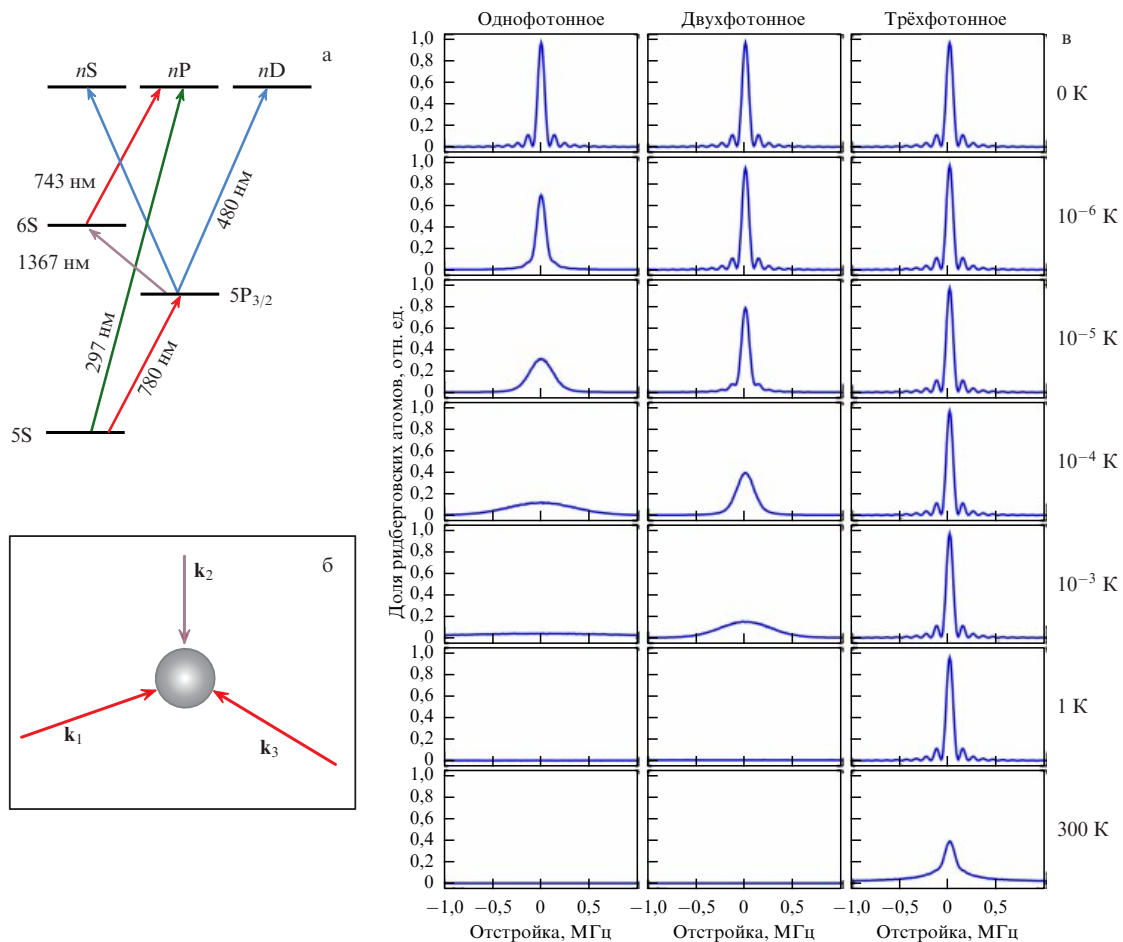


Рис. 1. (а) Схемы одно-, двух- и трёхступенчатого возбуждения ридберговских состояний атомов Rb. (б) Геометрия трёх лазерных лучей для бездоплеровского трёхфотонного возбуждения. Сумма их волновых векторов k_1 , k_2 и k_3 равна нулю. (в) Расчётные спектры возбуждения ридберговских состояний лазерным π -импульсом длительностью 10 мкс для различных температур (указанных в правой части рисунка) ансамбля атомов.

выполнение условия равенства нулю суммы волновых векторов возбуждающих лазерных излучений. Одноступенчатая $5S \rightarrow nP$ и двухступенчатая $5S \rightarrow 5P \rightarrow nS, nD$ схемы возбуждения ридберговских атомов Rb (рис. 1а) не удовлетворяют этому условию. Но этому условию можно удовлетворить в трёхступенчатой схеме $5S \rightarrow 5P \rightarrow 6S \rightarrow nP$, направив три лазерных луча на ансамбль холодных атомов с трёх разных сторон под определёнными углами друг к другу (рис. 1б). Промежуточные резонансы трёхфотонного перехода должны иметь большие отстройки (~ 1 ГГц), чтобы короткоживущие промежуточные уровни не заселялись. В этом случае в расчётных спектрах возбуждения ридберговских состояний наблюдаются узкие бездоплеровские резонансы с шириной, определяемой только временем взаимодействия атомов с лазерным излучением, причём как для ультрахолодных атомов, так и для атомов при комнатной температуре (рис. 1в). Однако такая звездобразная геометрия трёхфотонного лазерного возбуждения пока нами не реализована, так как это требует создания специальной магнитооптической ловушки с определённой конфигурацией оптических окон её вакуумной камеры.

Первые эксперименты по прецизионной спектроскопии трёхфотонного лазерного возбуждения холодных ридберговских атомов Rb выполнялись нами с непрерывно работающей магнитооптической ловушкой (МОЛ) [21]. В этих экспериментах атомы Rb, захваченные в МОЛ (рис. 2а) и охлаждённые до температуры ~ 150 мК, возбуждались в ридберговские состояния nP . Впервые была реализована схема трёхфотонного возбуждения $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow nP$ с использованием непрерывных одночастотных лазеров на каждой ступени (рис. 2б). На первой ступени применялось излучение охлаждающего лазера (полупроводниковый лазер с внешним резонатором) с длиной волны 780 нм, имеющее красную отстройку $\delta_1 = -(10-15)$ МГц от частоты перехода $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F=4)$ в изотопе ^{85}Rb . На второй ступени (длина волны 1367 нм) применялся телекоммуникационный полупроводниковый лазер с распределённой обратной связью, настроенный на точный резонанс $\delta_2 = 0$ с переходом $5P_{3/2}(F=4) \rightarrow 6S_{1/2}(F=3)$. Запись спектров трёхфотонного возбуж-

дения осуществлялась сканированием отстройки частоты δ_3 лазера третьей ступени с длиной волны 743 нм (непрерывный кольцевой титан-сапфировый лазер). Излучение лазера первой ступени подавалось в непрерывном режиме, а излучения лазеров второй и третьей ступени подавались либо в непрерывном, либо в импульсном режиме с помощью внешних модуляторов, формирующих импульсы длительностью 1–100 мкс. Излучения второй и третьей ступеней заводились в МОЛ в геометрии двух жёстко сфокусированных скрещённых пучков, что позволяло локализовать возбуждение в малой области с характерным размером около 20 мкм. Главной особенностью экспериментов являлось детектирование одиночных ридберговских атомов методом селективной полевой ионизации с разрешением по числу регистрируемых атомов.

Градиентное магнитное поле МОЛ не выключалось, но его влияние минимизировалось настройкой положения объёма возбуждения в точку нулевого магнитного поля, что контролировалось по отсутствию зеемановского расщепления микроволнового перехода $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ на частоте 80 ГГц с помощью метода, описанного в нашей работе [16]. Это позволяло иметь большую частоту повторения лазерных импульсов (5 кГц) и отслеживать изменение сигналов от ридберговских атомов в реальном времени на экране осциллографа и в компьютерной системе сбора данных.

Для непрерывно работающей МОЛ, когда охлаждающий лазерный луч (длина волны 780 нм) непрерывно возбуждал первую ступень с красной отстройкой $\delta_1 = -(10-15)$ МГц, в спектрах возбуждения наблюдались два частично перекрывающихся пика с разными амплитудами, причём как для низкого ридберговского состояния $37P$, так и для высокого состояния $77P$ (рис. 3). Пик с более высокой частотой соответствует когерентному трёхфотонному возбуждению без заселения промежуточных уровней, как показано штриховыми стрелками на рис. 2б, а пик с более низкой частотой — некогерентному трёхступенчатому возбуждению через частично заселённые промежуточные уровни $5P$ и $6S$ (сплошные стрелки на рис. 2б).

Для анализа спектров была построена четырёхуровневая теоретическая модель на основе оптических уравнений Блоха [21]. Хорошего согласия между экспериментальными и теоретическими результатами удалось достичь при введении в теоретическую модель дополнительного затухания оптической когерентности вследствие конечной ширины линий лазеров (красные кривые на рис. 3). Показано, что другие источники уширений (паразитные электромагнитные поля, доплеровское уширение, межатомные взаимодействия) также могут быть учтены в этой модели посредством варьирования ширины линий лазеров. В частности, уширение линий из-за взаимодействий ридберговских атомов может быть учтено увеличением эффективной ширины линии лазера третьей ступени, как это было сделано нами для состояния $77P$.

Дальнейшие эксперименты по спектроскопии трёхфотонного возбуждения были выполнены нами в предварительно выключаемой на короткое время (20–50 мкс) МОЛ [23]. Для этого на все лазерные лучи были установлены оптические модуляторы, формирующие лазерные импульсы длительностью 1–3 мкс, а охлаждающие лазерные лучи предварительно выключались. Лазер первой ступени с длиной волны 780 нм имел теперь синюю

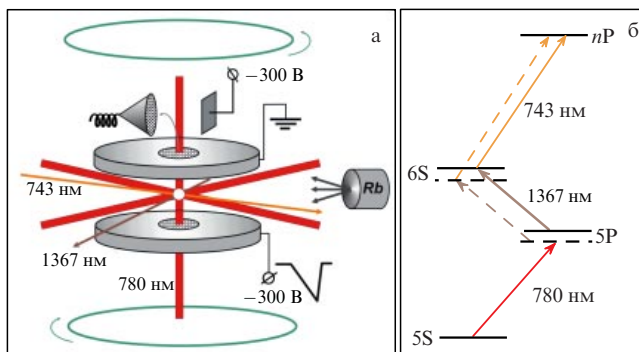


Рис. 2. (а) Схема эксперимента с холодными ридберговскими атомами Rb в магнитооптической ловушке (МОЛ). Ридберговские атомы возбуждаются в малом объёме облака холодных атомов и регистрируются методом селективной ионизации электрическим полем. (б) Схема трёхфотонного лазерного возбуждения $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow nP$ ридберговских атомов Rb в непрерывно работающей МОЛ.

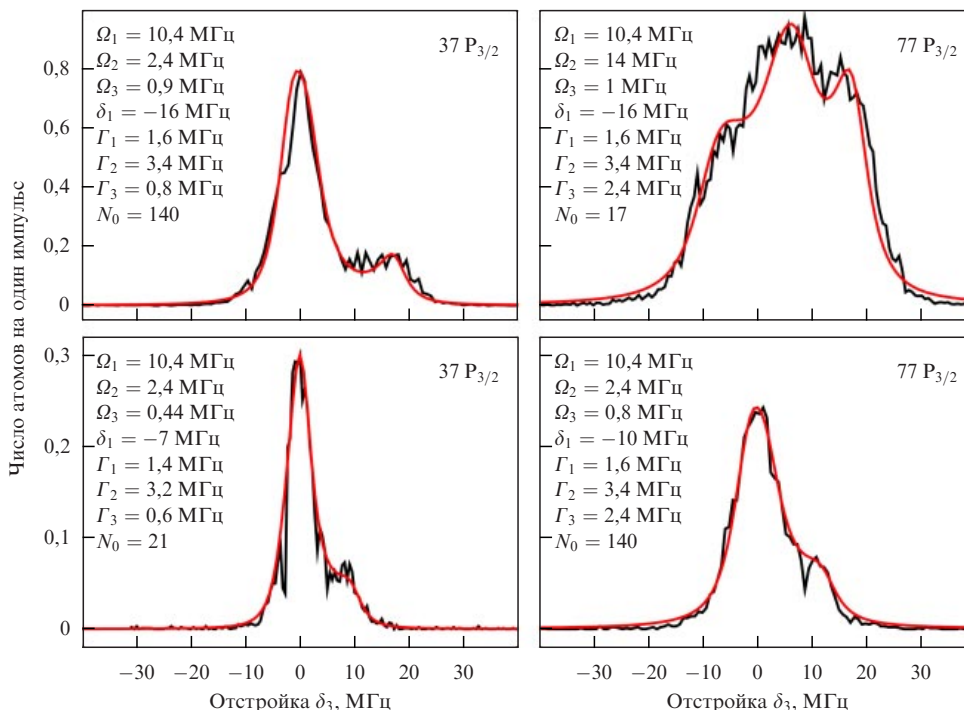


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Сравнение экспериментальных (чёрные кривые) и теоретических (красные кривые) спектров трёхфотонного лазерного возбуждения $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow nP$ холодных ридберговских атомов Rb в непрерывно работающей МОЛ. Указаны параметры, использованные для подгонки теоретической модели: частоты Раби $\Omega_1 - \Omega_3$, отстройка охлаждающего лазера на первой ступени δ_1 , суммарные ширины линий лазеров и других источников уширений на каждой ступени $\Gamma_1 - \Gamma_3$ и число атомов в объёме возбуждения N_0 . Время взаимодействия 4 мкс. Отстройка лазера второй ступени $\delta_2 = 0$.

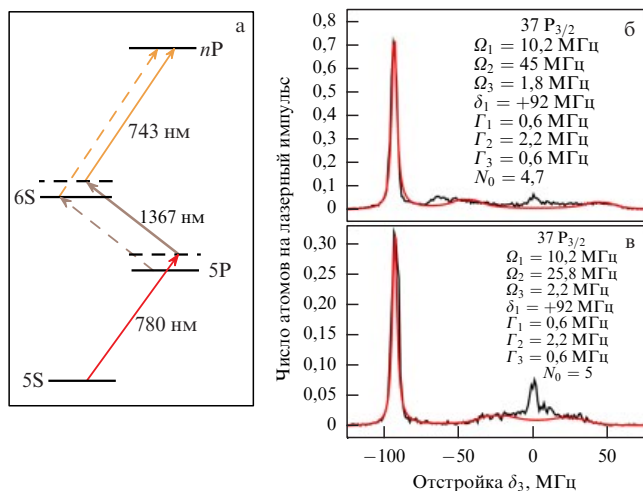


Рис. 4. (В цвете онлайн.) (а) Схема трёхфотонного возбуждения ридберговских состояний nP в атомах Rb в выключенной МОЛ. Лазер первой ступени имеет синюю отстройку +92 МГц. (б) Запись спектра трёхфотонного возбуждения при большой интенсивности лазера второй ступени. (в) Запись спектра трёхфотонного возбуждения при меньшей интенсивности лазера второй ступени. Красные кривые — теоретический расчёт. Приведены параметры расчётов: частоты Раби $\Omega_1 - \Omega_3$, отстройка охлаждающего лазера на первой ступени δ_1 , суммарные ширины линий лазеров и других источников уширений на каждой ступени $\Gamma_1 - \Gamma_3$ и число атомов в объёме возбуждения N_0 . Время взаимодействия 2 мкс. Отстройка лазера второй ступени $\delta_2 = 0$.

с длиной волны 1367 нм был настроен на точный резонанс с переходом $5P_{3/2}(F=4) \rightarrow 6S_{1/2}(F=3)$, а частота лазера третьей ступени сканировалась в окрестности перехода $6S \rightarrow nP$ (рис. 4а).

В этом случае при достаточно больших частотах Раби промежуточных однофотонных переходов наблюдался узкий пик когерентного трёхфотонного возбуждения, отстроенный на величину $\delta_3 = -92$ МГц, а пик некогерентного трёхступенчатого возбуждения с нулевой отстройкой был подавлен и имел сильное полевое расщепление вследствие динамического эффекта Штарка для состояния $6S$ (эффект Ауслера–Таунса), как показано на рис. 4б. При уменьшении частоты Раби на второй ступени это расщепление уменьшалось (рис. 4в). Сравнение с результатами численных расчётов (красные кривые на рис. 4б, в) показало хорошее согласие теории и эксперимента при учёте конечных ширин линий лазеров. Слабый пик при нулевой отстройке возник из-за неполного выключения охлаждающего лазерного излучения акустооптическим модулятором. Наличие этого пика позволяло определять положение невозмущённого резонанса в спектре трёхфотонного возбуждения.

3. Управление взаимодействием холодных ридберговских атомов Rb с помощью электрически перестраиваемых и радиочастотно-индуцированных резонансов Фёрстера

Для экспериментальной реализации двухкубитовых квантовых операций с холодными нейтральными атомами требуется включать и выключать взаимодействия между ними. Это может быть сделано путём их крат-

отстройку $\delta_1 = +92$ МГц от перехода $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F=4)$, для того чтобы уменьшить заселённость промежуточных состояний $5P$ и $6S$. Лазер второй ступени 7 УФН, т. 186, № 2

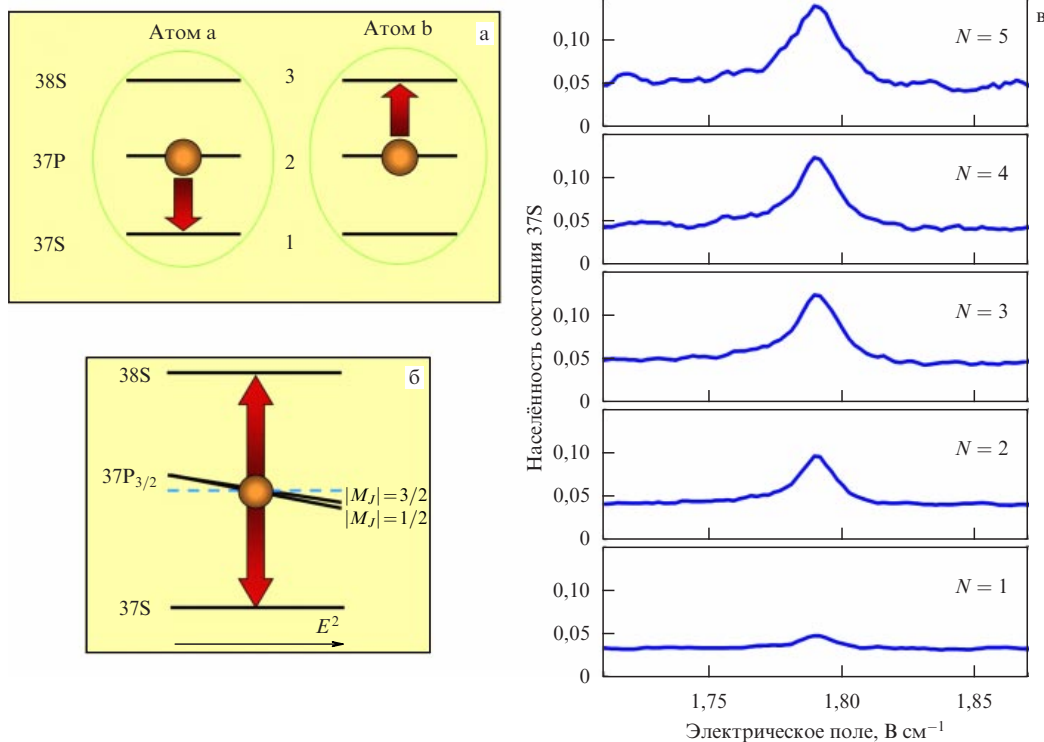


Рис. 5. (а) Схема резонанса Фёрстера $\text{Rb}(37\text{P}) + \text{Rb}(37\text{P}) \rightarrow \text{Rb}(37\text{S}) + \text{Rb}(38\text{S})$ для двух холодных ридберговских атомов Rb в состоянии $37\text{P}_{3/2}(|M_J| = 1/2)$. Атомы а и б испытывают резонансное диполь-дипольное взаимодействие, обмениваясь виртуальными фотонами. (б) Резонанс Фёрстера возникает, когда возбуждаемый ридберговский уровень $37\text{P}_{3/2}(|M_J| = 1/2)$ по энергии находится точно посередине между соседними уровнями 37S и 38S, что достигается с помощью квадратичного эффекта Штарка в слабом электрическом поле E . (в) Вероятность перехода в конечное состояние 37S для $N = 1-5$ ридберговских атомов, регистрируемых методом селективной полевой ионизации. Амплитуда и ширина резонанса возрастают, в соответствии с теорией, при увеличении числа атомов [19].

ковременного возбуждения в сильновзаимодействующие ридберговские состояния [26–29].

Таким образом, исследование взаимодействий ридберговских атомов является ключевым моментом для создания квантового компьютера с кубитами в нейтральных атомах в оптических ловушках. В зависимости от конкретных ридберговских состояний это могут быть либо взаимодействие Ван-дер-Ваальса, либо резонансное диполь-дипольное взаимодействие, характеризующиеся различными зависимостями от межатомного расстояния R (R^{-6} и R^{-3} соответственно). Диполь-дипольное взаимодействие оказывается более сильным на больших расстояниях (превышающих размер ридберговского атома $\sim a_B n^2$, где a_B — радиус Бора), и поэтому его использование является предпочтительным для увеличения точности квантовых операций с ридберговскими атомами.

В наших первых экспериментах [4, 16, 20] взаимодействие между несколькими холодными ридберговскими атомами Rb в состоянии $37\text{P}_{3/2}(|M_J| = 1/2)$, находящимися в области лазерного возбуждения диаметром 20–30 мкм, управлялось с помощью резонанса Фёрстера $\text{Rb}(37\text{P}) + \text{Rb}(37\text{P}) \rightarrow \text{Rb}(37\text{S}) + \text{Rb}(38\text{S})$, как изображено на рис. 5а. Резонанс возникает, когда возбуждаемый ридберговский уровень 37P по энергии находится точно посередине между соседними уровнями, 37S и 38S, при этом атомы испытывают резонансное диполь-дипольное взаимодействие. В условиях резонанса Фёрстера один из атомов в состоянии 37P переходит вниз по энергии в состояние 37S, испуская виртуальный фотон, в то время как другой атом поглощает этот фотон и переходит в

более высокое состояние 38S. Вне точного энергетического резонанса ридберговские атомы испытывают взаимодействие Ван-дер-Ваальса. Резонанс достигался посредством приложения слабого постоянного электрического поля $1,79 \text{ В см}^{-1}$ (рис. 5б), а измеряемой величиной являлась вероятность перехода в конечное состояние 37S для $N = 1-5$ ридберговских атомов, регистрируемых методом селективной полевой ионизации (рис. 5в).

Амплитуда и ширина резонанса возрастали при увеличении числа атомов в соответствии с построенной нами теоретической моделью для неупорядоченного ансамбля взаимодействующих ридберговских атомов [19]. Наличие резонанса для $N = 1$ свидетельствует о конечной вероятности регистрации ридберговских атомов методом селективной полевой ионизации, как обсуждалось в нашей работе [14]. Измеренная по соотношению амплитуд резонансов Фёрстера для $N = 2$ и $N = 1$ известная ранее вероятность регистрации составила 65 %, что является рекордно высокой величиной для детектирования одиночных ридберговских атомов. Также в работе [20] нами было отмечено влияние холодных фотоионов Rb^+ на форму резонансов Фёрстера, которые образовывались при возбуждении ридберговских атомов мощным широкополосным импульсным лазерным излучением. Мощное широкополосное излучение приводит не только к возбуждению ридберговских атомов, но и к их многофотонной фотоионизации, как отмечалось и в работе других авторов [30]. В нашей работе [20] электрическое поле фотоионов вызывало асимметрию, уширение и уменьшение амплитуды резонансов Фёрстера. Для устранения этого эффекта нами применялся импульс

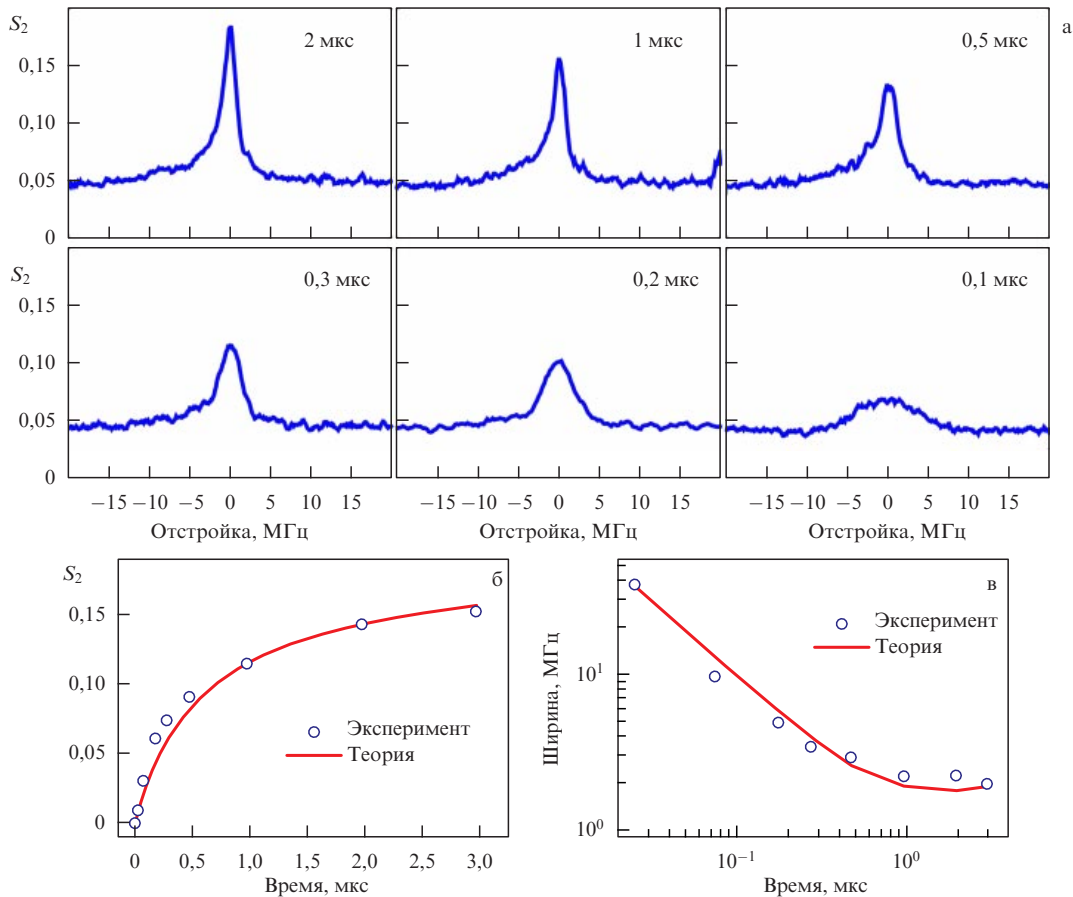


Рис. 6. (а) Форма линии резонанса Фёрстера $\text{Rb}(37\text{P}) + \text{Rb}(37\text{P}) \rightarrow \text{Rb}(37\text{S}) + \text{Rb}(38\text{S})$ для двух холодных ридберговских атомов Rb в состоянии $37\text{P}_{3/2}(|M_J| = 1/2)$ при различных временах взаимодействия (0,1–2 мкс). (б) Сравнение экспериментальной (кружки) и теоретической (сплошная кривая) зависимостей амплитуды двухатомного резонанса Фёрстера от времени взаимодействия. (в) Сравнение экспериментальной (кружки) и теоретической (сплошная кривая) зависимостей ширины двухатомного резонанса Фёрстера от времени взаимодействия.

вытягивающего электрического поля в момент лазерного возбуждения, в результате чего резонансы приняли форму, показанную на рис. 5в.

В настоящее время нами проводятся дальнейшие исследования резонансов Фёрстера, в частности их временной динамики. На рисунке 6а представлена форма линии резонанса Фёрстера $\text{Rb}(37\text{P}) + \text{Rb}(37\text{P}) \rightarrow \text{Rb}(37\text{S}) + \text{Rb}(38\text{S})$ для двух холодных ридберговских атомов Rb в состоянии $37\text{P}_{3/2}(|M_J| = 1/2)$ при различных временах взаимодействия (0,1–2 мкс). Уменьшение времени взаимодействия сначала приводит только к уменьшению амплитуды резонанса, а при времени менее 1 мкс — и к его уширению (фурье-ширина импульса взаимодействия). Сравнение экспериментальных и теоретических результатов для зависимостей амплитуды и ширины двухатомного резонанса Фёрстера от времени взаимодействия представлено на рис. 6б, в. В теоретических расчётах нами применялся тот же метод, что и в работе [19], но модифицированный для учёта дополнительных паразитных уширений резонансов Фёрстера в модели матрицы плотности с фазовой релаксацией, как мы это делали в работе [21] для спектров трёхфотонного лазерного возбуждения. Некоторые отличия теоретических результатов от экспериментальных (рис. 6б, в) требуют дальнейшего уточнения теоретической модели.

К сожалению, метод штарковской настройки резонанса Фёрстера применим только для ограниченного набора ридберговских состояний. Например, в атомах

Rb узкий электрически настраиваемый резонанс Фёрстера между соседними ридберговскими состояниями может быть получен для $n\text{P}_{3/2}$ -состояний с $n \leq 38$, $n\text{D}_{3/2}$ -состояний с $n \geq 40$ и $n\text{D}_{5/2}$ -состояний с $n \geq 43$.

В работе [23] мы продемонстрировали, что для получения "недоступных" резонансов Фёрстера, которые не могут быть настроены с помощью постоянного электрического поля, может быть использовано радиочастотное (РЧ) электрическое поле и что приложение РЧ-поля приводит к эффективному переходу от взаимодействия Ван-дер-Ваальса к резонансному диполь-дипольному (рис. 7).

Для включения и выключения взаимодействия нами использовалась техника штарковского переключения уровней [31]. Лазерное возбуждение ридберговских атомов происходило в течение 2 мкс при фиксированном значении электрического поля $5,6 \text{ В см}^{-1}$. Затем величина поля уменьшается до значения, близкого к резонансному ($1,79 \text{ В см}^{-1}$ для состояния $37\text{P}_{3/2}$), в течение 3 мкс, после чего поле снова увеличивается до $5,6 \text{ В см}^{-1}$. Нижнее значение электрического поля сканировалось через резонанс Фёрстера, а сигнал селективной полевой ионизации накапливался в течение $10^3 - 10^4$ лазерных импульсов. Радиочастотное поле с изменяемой амплитудой (0–0,3 В) и частотой (10–100 МГц) добавляется к нижнему значению электрического поля.

Для уже известного резонанса Фёрстера $\text{Rb}(37\text{P}_{3/2}) + \text{Rb}(37\text{P}_{3/2}) \rightarrow \text{Rb}(37\text{S}_{1/2}) + \text{Rb}(38\text{S}_{1/2})$, коллективные

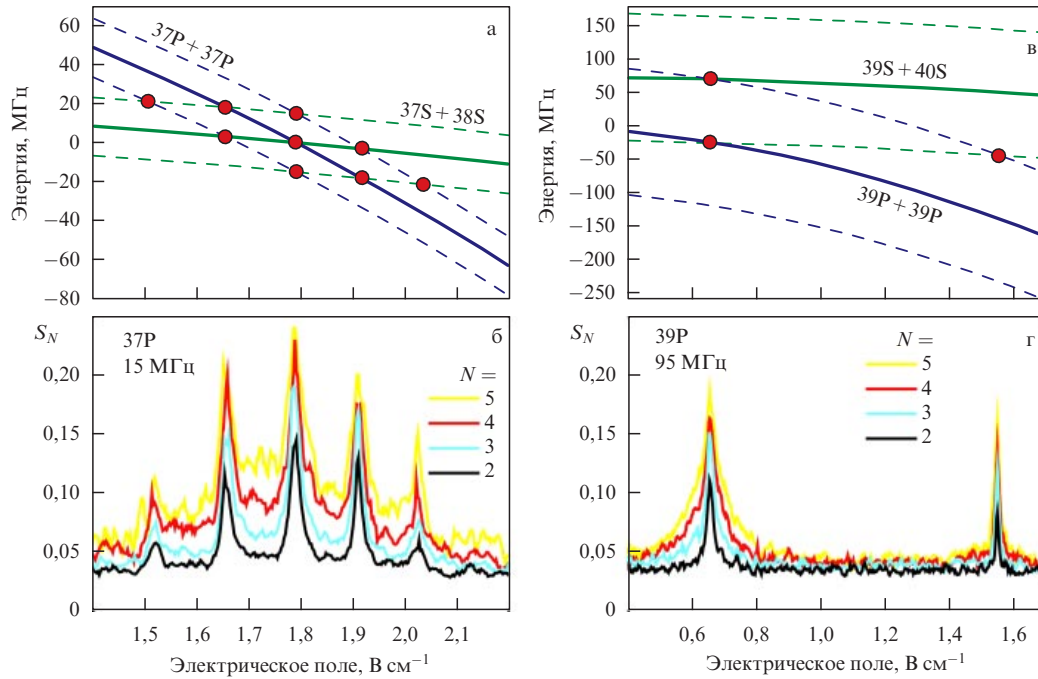
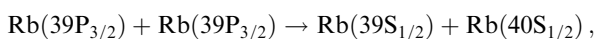


Рис. 7. (В цвете онлайн.) (а) Уровни энергии начального, $37P + 37P$, и конечного, $37S + 38S$, коллективных состояний двух ридберговских атомов Rb в электрическом поле E (сплошные кривые) при наличии первых дополнительных уровней Флоке, отстроенных на ± 15 МГц (штриховые кривые). Кружки обозначают пересечения состояний Флоке, соответствующие РЧ-индуцированным резонансам Фёрстера. (б) Экспериментальная запись РЧ-индуцированных резонансов Фёрстера для $N = 2-5$ зарегистрированных ридберговских атомов при РЧ-амплитуде 100 мВ. Положения резонансов согласуются с пересечениями состояний Флоке. (в, г) То же самое, что и на рис. а и б соответственно, в случае "недоступных" резонансов Фёрстера для состояний $39P$ при РЧ-поле с частотой 95 МГц и амплитудой 100 мВ. В этом случае наблюдаются только резонансы первого и второго порядка.

уровни энергии которого в постоянном электрическом поле показаны на рис. 7а, приложение РЧ-поля с частотой 15 МГц и амплитудой более 100 мВ вызывало появление вместо одиночного резонанса нескольких резонансов Фёрстера (рис. 7б). Эти резонансы соответствуют одно- и многофотонным РЧ-переходам между коллективными многочастичными состояниями ридберговской квазимолекулы, образованной взаимодействующими атомами. С увеличением числа атомов N амплитуда резонансов возрастала вследствие увеличения полной энергии диполь-дипольного взаимодействия. Наблюдаемые дополнительные резонансы имели амплитуду и ширину, сравнимые с таковыми центрального (основного) резонанса, если амплитуда РЧ-поля была достаточно велика. Это означает, что взаимодействие Ван-дер-Ваальса преобразовывалось в диполь-дипольное взаимодействие с высокой эффективностью, достигающей 50–100%. Изменяя частоту РЧ-поля, мы могли управлять положением дополнительных пиков.

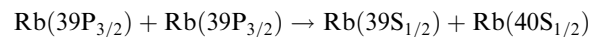
Теперь обратимся к "недоступным" резонансам Фёрстера, которые не могут быть настроены только с помощью постоянного электрического поля. В качестве примера рассмотрим резонанс Фёрстера



коллективные уровни энергии которого в постоянном электрическом поле показаны на рис. 7в. Постоянное электрическое поле само по себе только увеличивает энергетическую отстройку от резонанса Фёрстера и делает взаимодействие атомов ещё слабее. Однако наш опыт с резонансом Фёрстера для состояния $37P_{3/2}$ предполагает, что РЧ-поле может индуцировать пере-

ходы между коллективными состояниями, так что резонанс Фёрстера будет возникать вне зависимости от возможности настройки постоянным электрическим полем. Постоянное поле, однако, следует прикладывать для увеличения эффективности РЧ-резонансов вследствие квадратичности эффекта Штарка для S- и P-состояний [32].

Рисунок 7г представляет экспериментальную запись резонанса Фёрстера



в РЧ-поле с частотой 95 МГц и амплитудой 100 мВ. Увеличение частоты сдвигало резонанс в область большего постоянного электрического поля. Эффективность резонанса была довольно велика, поскольку его амплитуда сравнима с амплитудой "обычного" резонанса и при $N = 5$ близка к максимальной величине 0,25 для разупорядоченного атомного ансамбля [19]. Таким образом, рис. 7 свидетельствует о возможности преобразовать взаимодействие Ван-дер-Ваальса в диполь-дипольное с высокой эффективностью, используя постоянное электрическое поле с добавкой радиочастотного.

Обратимся теперь к физической интерпретации РЧ-индуцированных резонансов Фёрстера. С одной стороны, РЧ-поле индуцирует прямые переходы между коллективными состояниями взаимодействующих ридберговских атомов. Несколько радиочастотных фотонов с частотой ω , поглощённых или испущенных квазимолекулой, состоящей из нескольких ридберговских атомов, может компенсировать дефект энергии резонанса Фёрстера Δ , когда его значение кратно ω . С другой стороны, РЧ-индуцированные резонансы Фёрстера могут также

быть объяснены в терминах дополнительных уровней Флоке, появляющихся при периодическом возмущении ридберговских состояний РЧ-полем вследствие эффекта Штарка [32]. Уровни Флоке представляют собой бесконечный набор дополнительных уровней, отстроенных от исходного уровня на частоты, кратные частоте модуляции ω , а амплитуды этих уровней описываются обобщёнными функциями Бесселя. В этой интерпретации резонансы Фёрстера, индуцированные РЧ-полем, возникают не для обычных ридберговских уровней, а для отстроенных по энергии уровней Флоке, которые удовлетворяют условию резонанса $\Delta = m\omega$, где m — целое число, и испытывают пересечения при некоторых определённых значениях постоянного электрического поля.

На рисунке 7а показаны энергетические уровни начального, $37P + 37P$, и конечного, $37S + 38S$, коллективных состояний двух ридберговских атомов в электрическом поле (сплошные кривые) в присутствии первых уровней Флоке, отстроенных на ± 15 МГц (штриховые кривые). Кружками показаны пересечения уровней Флоке, соответствующие резонансам Фёрстера, индуцированным РЧ-полем. Эти резонансы хорошо видны на рис. 7б. Аналогично на рис. 7в, г показаны резонансы Фёрстера для состояния $39P_{3/2}$ в РЧ-поле с частотой 95 МГц и амплитудой 100 мВ. Для этих "недоступных" резонансов Фёрстера пересечений уровней Флоке гораздо меньше, а узкий резонанс второго порядка при $1,55 \text{ В см}^{-1}$ чётко наблюдается наряду с гораздо более сильным резонансом первого порядка при значении электрического поля $0,66 \text{ В см}^{-1}$. Резонанс первого порядка насыщается и уширяется с возрастанием N , в то время как для резонанса второго порядка насыщение отсутствует и он остаётся узким для всех N . Дополнительные ридберговские уровни Флоке впервые наблюдались нами экспериментально при записи спектра трёхфотонного возбуждения состояния $37P$ в РЧ-поле с частотой 15 МГц [23].

РЧ-индуцированные резонансы Фёрстера и уровни Флоке могут быть особенно полезными для усиления эффекта дипольной блокады в мезоскопических ансамблях ридберговских атомов, который применяется для выполнения двухкубитовых операций и в ряде других приложений [27]. Для состояний $nP_{3/2}$ с $n = 40 - 100$ требуемые радиочастоты лежат в диапазоне 100–325 МГц, а для nS состояний с $n = 70 - 120$ — в диапазоне 140–700 МГц. Это сравнительно низкие частоты, достаточно удобные для применения в экспериментах.

Резонансы Фёрстера, индуцированные РЧ-полем, позволяют значительно расширить набор ридберговских состояний, пригодных для реализации дальнедействующего резонансного диполь-дипольного взаимодействия. Фактически с помощью РЧ-поля можно усилить взаимодействие почти произвольных ридберговских атомов с большими главными квантовыми числами.

4. Применение холодных ридберговских атомов в квантовой информатике

Реализация квантовых вычислений — одна из интереснейших задач современной физики, математики и информатики. Начало квантовой информатике было положено в 1973 г. советским математиком А.С. Холево, оценившим количество информации, которая может передаваться квантовым каналом связи [33]. Эта оценка в

настоящее время известна как теорема Холево. В 1976 г. польский математик Р.С. Ингарден опубликовал работу *Квантовая теория информации* [34]. В 1980 г. Ю.И. Манин в книге *Вычислимое и невычислимое* [35] обсудил необходимость использования "квантовых автоматов" для моделирования таких сложных процессов, как, например, репликация молекулы ДНК.

Идея создания квантового компьютера стала популярной, когда к ней обратился Нобелевский лауреат Р. Фейнман. В 1981 г. на Первой конференции по физике вычислений в Массачусетском технологическом институте Р. Фейнман выступил с лекцией "Моделирование физики на компьютерах", в которой он предложил модель квантового компьютера. Следующий значительный шаг вперёд был сделан только в 1994 г., когда был разработан квантовый алгоритм факторизации больших чисел [36]. Этот алгоритм наиболее перспективен для практического применения квантовых вычислений, поскольку он может быть использован для расшифровки секретных сообщений. В том же году была предложена экспериментальная схема квантовых вычислений с холодными ионами [37]. Двухкубитовая операция "Управляемое НЕ" с холодными ионами была успешно продемонстрирована экспериментально уже в следующем году [38]. В 1998 г. впервые был реализован квантовый алгоритм Гровера [39] для поиска в базе данных на двухкубитовом квантовом компьютере, основанном на ядерном магнитном резонансе [40].

В дальнейшем для экспериментальной реализации квантовых вычислений использовался широкий набор физических систем [41–46], включая джозефсоновские контакты в сверхпроводниках [47], фотоны [48], квантовые точки [49] и атомы в оптических решётках и дипольных ловушках [11, 50]. Оценить перспективу той или иной физической реализации квантовых вычислений можно на основе следующих пяти критериев, сформулированных Давидом Ди Винченцо [43, 44].

1. Квантовый регистр должен состоять из множества кубитов — квантовых систем. Отдельные кубиты должны быть различимы, состояние каждого из них должно быть управляемо извне (индивидуальная адресация), каждый из них должен являться двухуровневой системой, не переходящей самопроизвольно на какой-либо третий уровень. Кроме того, должна существовать возможность добавлять к квантовому регистру при необходимости новые кубиты (масштабирование).

2. Перед началом вычислений квантовый регистр должен быть инициализирован — например, все кубиты переведены в квантовое состояние $|0\rangle$.

3. Время разрушения когерентных квантовых состояний (декогерентизации) кубитов должно быть достаточно большим — по крайней мере в 10^4 раз превышающим время выполнения одной квантовой логической операции.

4. При проведении квантовых вычислений должны выполняться унитарные обратимые квантовые логические операции (квантовые вентили) для отдельных кубитов (например, поворот вектора состояний кубита на заданный угол) и для произвольных пар кубитов (например, получение квантово-перепутанного состояния двух кубитов в операции "Управляемое НЕ" (Controlled NOT — CNOT)).

5. Должно быть реализовано измерение конечного состояния квантового регистра. При этом важно, чтобы

измерение происходило быстро и с высокой квантовой эффективностью.

Ультрахолодные нейтральные атомы могут быть использованы для реализации квантовых вычислений, поскольку они в полной мере удовлетворяют всем критериям Ди Винченцо. В качестве двух состояний кубита могут рассматриваться долгоживущие сверхтонкие подуровни основного состояния атомов щелочных металлов, предварительно охлаждённых лазерным излучением и захваченных в оптические дипольные ловушки.

Для множества физических систем реализация однокубитовых операций не представляет значительных трудностей. Волновая функция кубита может быть выражена как суперпозиция логических состояний: $|\psi\rangle = a|0\rangle + b|1\rangle$. Преобразование волновой функции в результате квантовых логических операций описывается матрицами размерностью 2×2 . К таким операциям относятся, например, преобразование Адамара H и фазовый вентиль $U(\varphi)$:

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}, \quad U(\varphi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(i\varphi) \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Для реализации двухкубитовых квантовых вентилях требуется управлять взаимодействием кубитов друг с другом. Применительно к нейтральным атомам это может быть достигнуто путём кратковременного возбуждения атомов в ридберговские состояния. В 2001 г. в работе М. Лукина с соавторами впервые был рассмотрен эффект дипольной блокады [27]. При лазерном возбуждении ансамбля взаимодействующих атомов в ридберговские состояния узкополосным лазерным излучением может быть возбуждён только один ридберговский атом. Это связано со сдвигом коллективных уровней энергии ансамбля атомов из-за межатомного взаимодействия. В результате коллективные состояния атомного ансамбля, содержащие несколько ридберговских атомов, выходят из резонанса с лазерным излучением. Эффект дипольной блокады может использоваться для записи квантовой информации в коллективные состояния атомных ансамблей.

Другое применение эффекта дипольной блокады — реализация двухкубитовых квантовых логических операций. Особое место среди них занимают два квантовых вентиля, которые могут быть использованы для создания универсального квантового компьютера. В базисе состояний системы из двух кубитов $|00\rangle$, $|01\rangle$, $|10\rangle$, $|11\rangle$ квантовые вентиля описываются матрицами размером 4×4 . Вентиль "Управляемое НЕ" (CNOT) инвертирует состояние контролируемого кубита, если контролирующий кубит находится в состоянии $|1\rangle$. Вентиль "Управляемый фазовый ключ" (CZ) изменяет фазу волновой функции контролируемого кубита, если контролирующий кубит находится в состоянии $|1\rangle$. Операции CNOT и CZ в базисе двухкубитовых состояний $|00\rangle$, $|01\rangle$, $|10\rangle$, $|11\rangle$ описываются следующими матрицами:

$$\text{CNOT} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \text{CZ} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Значительный прогресс в исследованиях ридберговских атомов для реализации квантовых вычислений достигнут группой М. Саффмана (Университет Вискон-

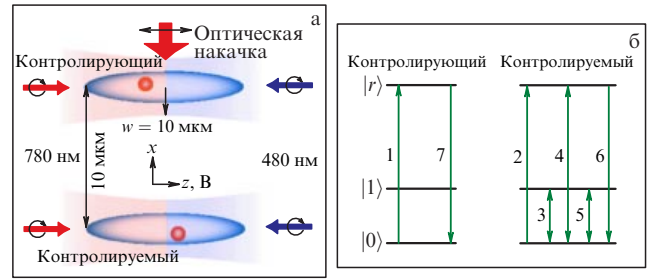


Рис. 8. (а) Схема эксперимента группы М. Саффмана [51] по реализации двухкубитовой операции CNOT. Одиночные атомы Rb захвачены в оптические дипольные ловушки, находящиеся на расстоянии 10 мкм друг от друга. Для когерентного двухфотонного возбуждения атомов в ридберговские состояния используется излучение лазеров с длинами волн 780 и 480 нм. Только один атом может перейти в ридберговское состояние из-за эффекта дипольной блокады. (б) Схема выполнения квантовой логической операции CNOT. Последовательность импульсов 2–6 инвертирует состояние контролируемого кубита, если контролирующий кубит находится в состоянии $|1\rangle$ и не переходит в ридберговское состояние. Импульсы 1 и 7 переводят кубит в ридберговское состояние в том случае, если он изначально находился в состоянии $|0\rangle$. Тогда импульсы 2–6 не инвертируют контролируемый кубит.

сина, Мэдисон, США). В 2010 г. группой М. Саффмана впервые были продемонстрированы двухкубитовые квантовые операции на основе эффекта дипольной блокады [51]. Схема эксперимента изображена на рис. 8а. Два атома Rb захватывались в оптические дипольные ловушки, образованные излучением неодимового лазера (длина волны 1064 нм), жёстко сфокусированным в пятно с радиусом перетяжки 3 мкм. Расстояние между дипольными ловушками составляло 10 мкм. В качестве логических состояний кубита использовались сверхтонкие подуровни основного состояния атомов ^{87}Rb : $|0\rangle = |5S_{1/2}, F=1, M_F=0\rangle$ и $|1\rangle = |5S_{1/2}, F=2, M_F=0\rangle$. Инициализация кубитов после захвата атомов проводилась посредством их оптической накачки в состояние $|1\rangle$. Для однокубитовых вращений использовались двухфотонные рамановские переходы между состояниями кубитов с отстройкой около 40 ГГц от промежуточного возбуждённого состояния $5P_{3/2}$.

Для двухкубитовых операций атомы возбуждались в ридберговское состояние $97D_{5/2}$ излучением двух лазеров с длинами волн 780 и 480 нм. Схема выполнения двухкубитового вентиля CNOT изображена на рис. 8б. Последовательность лазерных импульсов инвертировала состояние контролируемого кубита, но только в том случае, если контролирующий кубит находился в состоянии $|1\rangle$ и не мог быть возбуждён в ридберговское состояние. В противном случае инвертирующая последовательность лазерных импульсов не оказывала воздействия на контролируемый кубит, поскольку лазерное возбуждение ридберговских атомов становилось невозможным из-за дипольной блокады.

Одновременно с группой М. Саффмана получение перепутанных состояний двух атомов с использованием дипольной блокады было продемонстрировано французской группой А. Бровэ [52]. В работе [52] атомы Rb были также захвачены в оптические дипольные ловушки, расположенные на расстоянии 4 мкм друг от друга. Атомы первоначально находились в основном состоянии $|1\rangle = |5S_{1/2}, F=2, M_F=0\rangle$. Для возбуждения в рид-

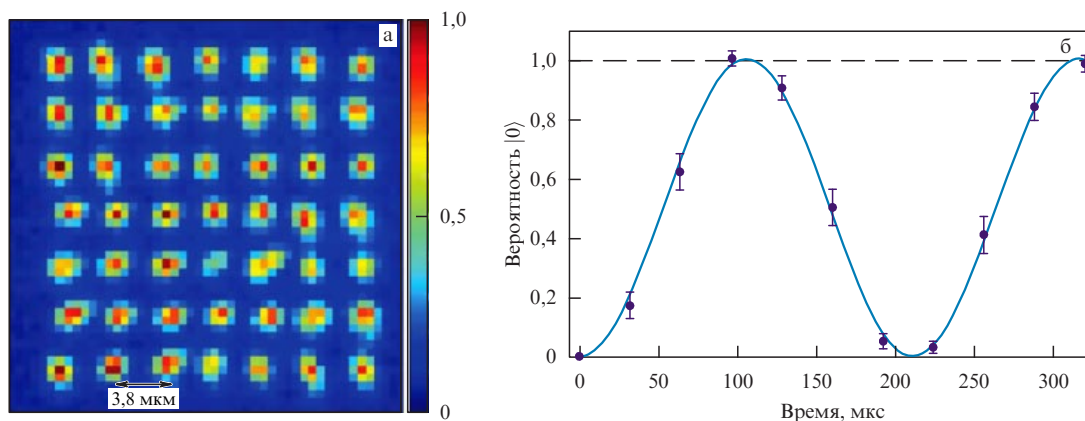


Рис. 9. (В цвете онлайн.) (а) Флуоресценция массива оптических дипольных ловушек с одиночными атомами Cs, используемого группой М. Саффмана для создания квантового регистра [54, 55]. Изображение получено при усреднении по 500 измерениям. (б) Однокубитовые осцилляции Раби при взаимодействии одиночных атомов Cs с микроволновым излучением на переходе между сверхтонкими подуровнями основного состояния.

берговские состояния на двухфотонном переходе $|1\rangle = |5S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |r\rangle = |58D_{3/2}, F=3\rangle$ использовались два лазера с длинами волн 795 нм и 475 нм. В режиме дипольной блокады возбуждалось коллективное состояние только с одним ридберговским атомом $(1/\sqrt{2})(|1, r\rangle + |r, 1\rangle)$. Для получения перепутанных состояний атомов, находящихся на различных сверхтонких подуровнях основного состояния, использовался дополнительный лазерный импульс на переходе $|r\rangle \rightarrow |0\rangle = |5S_{1/2}, F=1\rangle$. В итоге было реализовано перепутанное квантовое состояние Белла $|\Psi\rangle^+ = (1/\sqrt{2})(|1, 0\rangle + |0, 1\rangle)$. Получение перепутанных состояний с использованием дипольной блокады было продемонстрировано и в работе группы М. Саффмана [53].

Следующим этапом работ группы М. Саффмана стало создание квантового регистра на основе массива из 49 оптических дипольных ловушек (рис. 9а) для захвата одиночных атомов Cs [54, 55]. Тогда как в предыдущих работах этой группы атомы захватывались в максимумы интенсивности лазерного излучения, в работах [54, 55] атомы захватывались в области минимума интенсивности. Для этого использовались излучение с длиной волны 780 нм, которое имело синюю отстройку от резонанса в атоме Cs, и специальная конфигурация лазерных пучков с различающимися частотами и поляризациями, чтобы исключить возникновение нежелательной интерференционной картины. Для формирования массива оптических дипольных ловушек применялись активные дифракционные элементы, управляющие волновым фронтом лазерных лучей. Расстояние между соседними ловушками в массиве размерностью 7×7 составляло 3,8 мкм. Этим обеспечивается высокая плотность размещения кубитов. Как отмечают авторы [54, 55], квантовый регистр из 10^6 кубитов займёт площадь менее 1 см^2 .

В данном квантовом регистре при вращении состояний кубитов микроволновым излучением с частотой 9,19 ГГц (магнитодипольный переход между состояниями $|0\rangle = |6S_{1/2}, F=3, M_F=0\rangle$ и $|1\rangle = |6S_{1/2}, F=4, M_F=0\rangle$) точность выполнения однокубитовых операций превысила 99 % [55]. В эксперименте наблюдались осцилляции Раби для населённости состояния $|0\rangle$ (рис. 9б). Индивидуальная адресация к отдельному атому при использовании микроволнового излучения возможна, если смещать уровни его энергии сфокусированным нерезонансным

лазерным излучением за счёт динамического эффекта Штарка и тем самым вводить его в резонанс с микроволновым полем, первоначально имеющим отстройку от резонанса с микроволновым переходом [56]. Для адресации лазерных пучков к отдельным кубитам регистра применяются акустооптические модуляторы, сканирующие направление пучка.

Намного более сложным оказалось выполнение двухкубитовых операций, приводящих к возникновению перепутанных состояний двух атомов. В последних экспериментах группы М. Саффмана [57] точность приготовления состояний Белла всё ещё не превышает 80 %. Одним из источников ошибок являются световые сдвиги, проявляющиеся при двухфотонном возбуждении ридберговских атомов. Большую роль в снижении точности играют потери отдельных атомов в оптических дипольных ловушках, которые могут быть частично компенсированы методом постселекции — выборкой только тех событий, при которых таких потерь не произошло.

Результаты последних экспериментов показывают, что повышение точности двухкубитовых квантовых логических операций с нейтральными холодными атомами требует как жёсткого контроля и оптимизации всех параметров эксперимента, так и более глубокого понимания физических процессов, происходящих при возбуждении многоуровневых сильно взаимодействующих атомов в интенсивных лазерных полях. Перспективные схемы реализации двухкубитовых квантовых логических операций с нейтральными атомами могут быть основаны не только на эффекте дипольной блокады, но и на фазовом сдвиге вследствие диполь-дипольного взаимодействия двух ридберговских атомов. Например, схема двухкубитового управляемого фазового вентиля была нами предложена в работе [28]. В этой схеме когерентные осцилляции населённости коллективных состояний двух взаимодействующих ридберговских атомов, первоначально возбуждённых в состояния с разной чётностью (nS и nP), приводят к фазовому сдвигу коллективной волновой функции при резонансном диполь-дипольном взаимодействии.

Аналогичным образом можно использовать осцилляции коллективных состояний для двух взаимодействующих ридберговских атомов в условиях резонанса

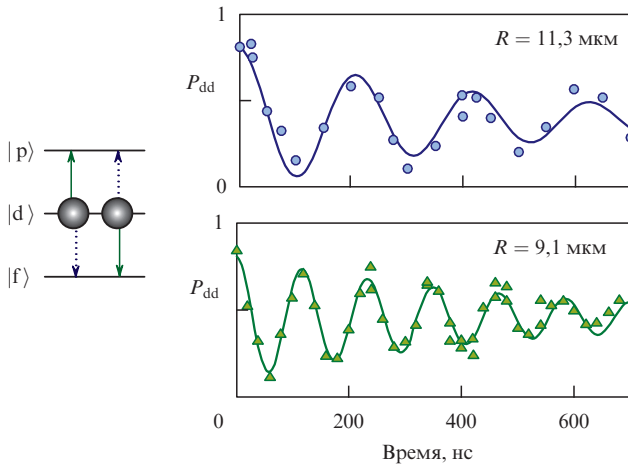


Рис. 10. Коллективные осцилляции населённостей в системе двух взаимодействующих атомов, индуцированные резонансным диполь-дипольным взаимодействием [58].

Фёрстера. Такие осцилляции уже наблюдались в эксперименте группы А. Бровэ [58]. В работе [58] два атома ^{87}Rb захватывались в две оптические дипольные ловушки. Резонанс Фёрстера наблюдался для состояний $|p\rangle = 61P_{3/2}, m_j = 1/2$, $|d\rangle = 59D_{3/2}, m_j = 3/2$ и $|f\rangle = 57F_{5/2}, m_j = 5/2$ (рис. 10). Точный резонанс Фёрстера, при котором коллективные состояния $|pp\rangle$ и $|df\rangle$ оказываются вырожденными, возникает в слабом электрическом поле напряжённостью 32 мВ см^{-1} . В эксперименте наблюдались когерентные осцилляции населённостей коллективных состояний двух ридберговских атомов. Частота осцилляций определялась энергией взаимодействия. Это было подтверждено тем, что увеличение расстояния между оптическими ловушками приводило к уменьшению частоты осцилляций.

Вообще, электрически управляемые резонансы Фёрстера в ридберговских атомах известны довольно давно, они применялись, например, для первого надёжного наблюдения эффекта дипольной блокады [59]. В настоящее время эти резонансы продолжают оставаться предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований именно для приложений в квантовой информатике [22, 59–65], так как они позволяют эффективно управлять энергией взаимодействия ридберговских атомов с помощью слабого электрического поля.

5. Схемы квантовых логических операций и квантовых симуляций на основе эффекта дипольной блокады в мезоскопических атомных ансамблях

На основе эффекта дипольной блокады [27] нами был предложен новый метод детерминированного возбуждения одиночных ридберговских атомов в узлах оптических решёток, первоначально загруженных случайным числом атомов [18]. Этот метод может быть использован для загрузки одиночных атомов в узлы оптических решёток и создания квантовых регистров на нейтральных атомах. Было обнаружено, что возбуждение ридберговских атомов лазерными импульсами с чирпом (быстрым изменением) частоты происходит адиабатически и оказывается нечувствительным к вариациям коллективной частоты Раби одноатомного возбуждения в

режиме дипольной блокады, которая зависит от неизвестного числа атомов N как $\Omega_N = \Omega_1 \sqrt{N}$ (здесь Ω_1 — частота Раби для одного атома). Численные расчёты показали, что если взаимодействие между атомами достаточно сильно для того, чтобы обеспечить полную блокаду, то воздействие на N -атомный ансамбль чирпованным лазерным импульсом приводит к детерминированному возбуждению только одного атома с вероятностью, близкой к 1, и практически не зависит от N [18].

Аналогичный результат получается и при использовании двухфотонного возбуждения в режиме STIRAP (Stimulated Rapid Adiabatic Passage), который во многом эквивалентен режиму, реализуемому с помощью чирпованных импульсов. В методе STIRAP лазерный импульс второй ступени возбуждения подаётся раньше импульса первой ступени [66], что также обеспечивает адиабатическое возбуждение за счёт динамических сдвигов уровней двухфотонного перехода, зависящих от времени.

Далее на основе этого метода нами были разработаны оригинальные схемы выполнения квантовых логических операций с мезоскопическими атомными ансамблями [21, 23], которые могут быть использованы, например, для реализации однонаправленных квантовых вычислений [67]. В качестве квантового регистра предложено использовать двумерный массив оптических дипольных ловушек, загруженных случайным числом атомов в каждом узле, а не одиночными атомами. Коллективный кубит может быть представлен ансамблем из N атомов с логическими состояниями

$$|\bar{0}\rangle = |000 \dots 000\rangle, \quad |\bar{1}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N |000 \dots 1_j \dots 000\rangle,$$

где уровни $|0\rangle$ и $|1\rangle$ — это сверхтонкие подуровни основного состояния в одном атоме. Связь между коллективными состояниями осуществляется через детерминированное возбуждение одного ридберговского атома

$$|\bar{r}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N |000 \dots r_j \dots 000\rangle$$

из всего ансамбля. Поскольку дипольная блокада разрешает только одиночное возбуждение, состояния $|\bar{0}\rangle$ и $|\bar{r}\rangle$ связаны оптическими переходами с коллективной частотой Раби $\Omega_N = \Omega_1 \sqrt{N}$. В то же время состояния $|\bar{1}\rangle$ и $|\bar{r}\rangle$ связаны оптическими переходами с одноатомной частотой Раби Ω_1 . Можно также применять дополнительные ридберговские состояния, связанные микроволновыми переходами, либо, взяв дополнительные сверхтонкие подуровни основного состояния, использовать только оптические переходы из основных состояний в ридберговские (рис. 11).

В результате одно- и двухкубитовые логические операции с мезоскопическими кубитами могут выполняться в виде последовательности лазерных и микроволновых импульсов, как показано на рис. 11. В этих схемах применяется также разработанный нами метод компенсации геометрической фазы коллективной волновой функции [22, 24], которая в общем случае зависит от N , поэтому приходится использовать комбинацию прямых и обращённых по фазе и времени последовательностей импульсов наподобие фотонного эха.

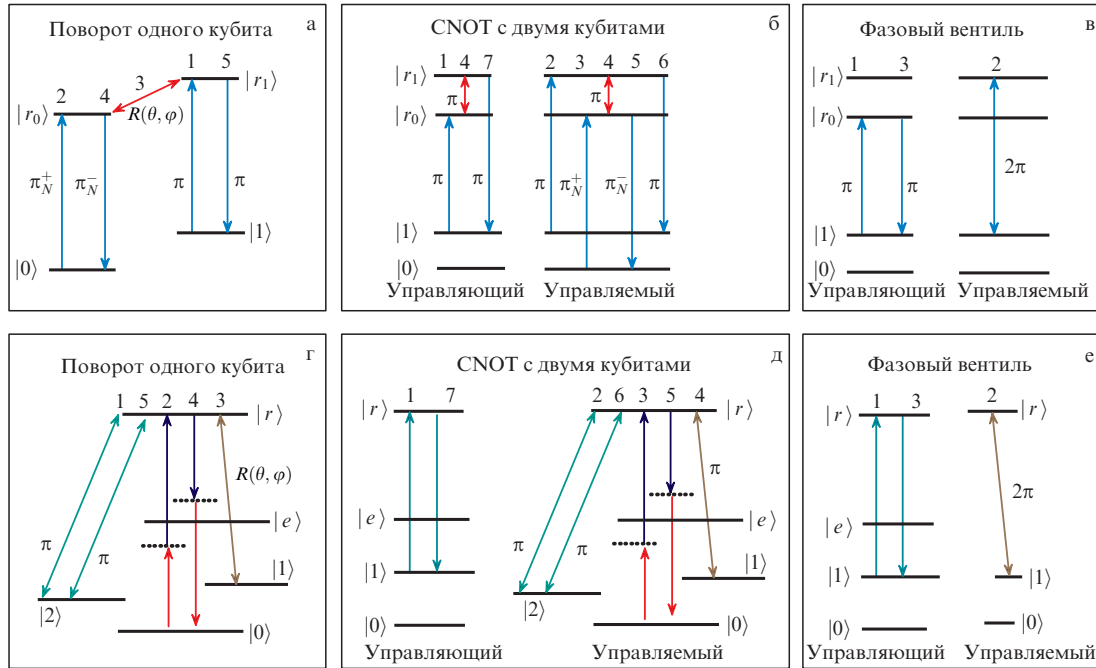


Рис. 11. Схемы выполнения квантовых операций с мезоскопическими кубитами, содержащими неизвестное число атомов в основном состоянии. С использованием дополнительного микроволнового перехода между ридберговскими состояниями: (а) поворот одного кубита на произвольный угол, (б) двухкубитовая операция CNOT, (в) двухкубитовая операция "Управляемый фазовый вентиль". С использованием только оптических переходов: (г) поворот одного кубита на произвольный угол, (д) двухкубитовая операция CNOT, (е) двухкубитовая операция "Управляемый фазовый вентиль".

На рисунке 11а – в представлены схемы выполнения квантовых операций с использованием дополнительного микроволнового перехода между ридберговскими состояниями, а на рис. 11г – с использованием только оптических переходов. Детальное описание этих схем дано в наших работах [22, 24], где, в частности, проведён также анализ предельной точности квантовых операций с мезоскопическими кубитами. Теоретические расчёты показали, что в экспериментах с двухфотонным лазерным возбуждением ридберговских атомов Rb или Cs в режиме STIRAP для достижения погрешности не более 0,5% необходимо иметь отстройки от резонансов с промежуточными состояниями, превышающие 2 ГГц.

Теперь рассмотрим один из предлагаемых нами методов квантовых симуляций с мезоскопическими ансамблями холодных атомов на основе дипольной блокады [25]. Известно, что квантовые флуктуации числа фотонов в моде квантованного электромагнитного поля приводят к неклассическим особенностям во временной динамике населённостей взаимодействующего с этим полем двухуровневого атома — коллапсам и возрождениям осцилляций Раби (модель Джейнса – Каммингса) [68]. В модели Джейнса – Каммингса частота осцилляций Раби между состояниями двухуровневой квантовой системы пропорциональна \sqrt{n} , где n — неизвестное случайное число фотонов в моде электромагнитного поля, резонансного с атомным переходом (рис. 12а). Для когерентного состояния электромагнитного поля со случайным (пуассоновским) распределением числа фотонов модель Джейнса – Каммингса даёт дефазировку и последующую фазировку осцилляций Раби вследствие квантовой интерференции частот Раби, соответствующих разному числу фотонов [13].

Мы предположили, что подобную динамику можно наблюдать для вероятности одноатомного возбуждения

в мезоскопических атомных ансамблях со случайным числом атомов N , взаимодействующих с резонансным лазерным излучением в режиме ридберговской дипольной блокады. Мезоскопические ансамбли в режиме полной ридберговской блокады описываются эффективной двухуровневой системой, в которой два уровня представлены коллективными состояниями Дике $|G\rangle$ и $|R\rangle$ (рис. 12б). Коллапсы и возрождения коллективных осцилляций населённости между состояниями Дике атомного ансамбля возникают из-за зависимости \sqrt{N} для коллективной частоты Раби одноатомного возбуждения в режиме ридберговской блокады, что является полной аналогией модели Джейнса – Каммингса.

На рисунке 12в – е представлены результаты наших численных расчётов временной зависимости вероятности P_i возбудить i ридберговских атомов в мезоскопическом ансамбле со средним числом атомов $\bar{N} = 7$. Атомы предполагаются случайно расположенными в оптической дипольной ловушке радиусом $r = 2 - 5$ мкм. Модельные расчёты проводились для атомов Cs(80S) с константой энергии взаимодействия Ван-дер-Ваальса $C_6/(2\pi) = 3,2 \times 10^6$ МГц мкм⁻⁶. Эффективный радиус дипольной блокады определяется приравниванием энергии взаимодействия Ван-дер-Ваальса и коллективной частоты Раби: $R = [C_6/(\Omega\sqrt{N})]^{1/6} = 10$ мкм для $N = 7$ атомов. В зависимости от размера дипольной ловушки дипольная блокада для таких атомов может быть полной или частичной.

На рисунке 12в коллапсы и возрождения в вероятности P_1 хорошо видны для $r = 2$ мкм на временах до 10 мкс (сплошная кривая). Вероятность возбуждения двух ридберговских атомов P_2 (штриховая кривая на рис. 12в) близка к нулю, что говорит о наличии полной дипольной блокады. Зависимость P_1 от времени полностью соответствует динамике Джейнса – Каммингса. Однако уже при

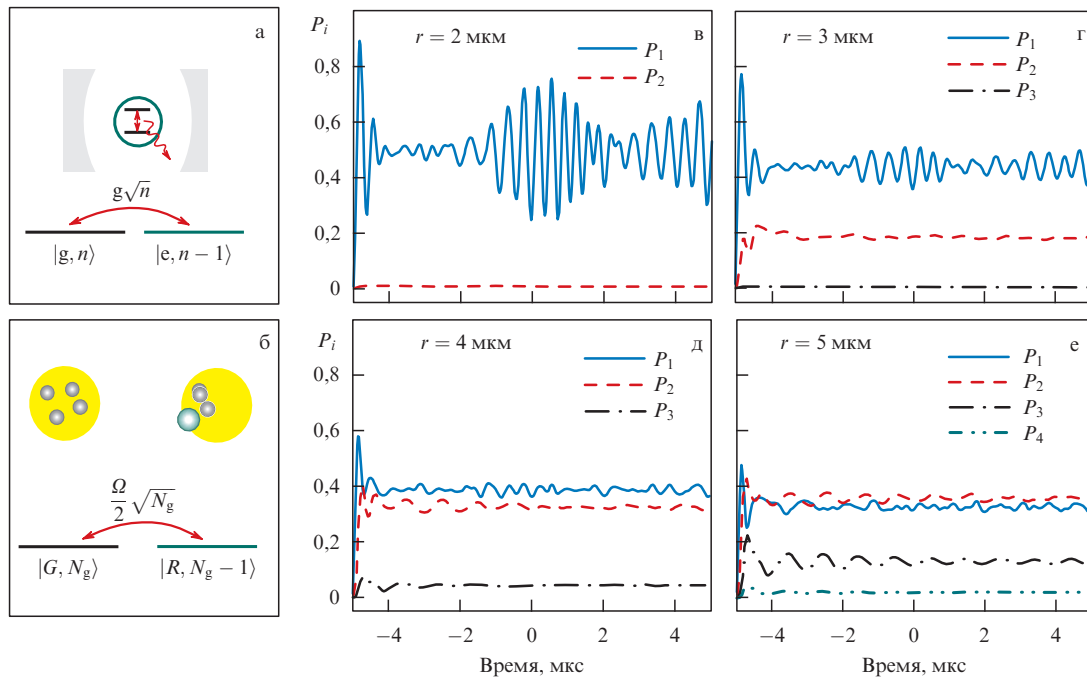


Рис. 12. (В цвете онлайн.) (а) Взаимодействие одиночного атома с квантованным электромагнитным полем в резонаторе описывается моделью Джейнса – Каммингса [68]. Имеются два связанных состояния атом + поле, случайное число фотонов равно n . (б) Схема связанных состояний мезоскопического ансамбля, состоящего из случайного числа N атомов с ридберговской блокадой, эквивалентна модели Джейнса – Каммингса. (в–е) Численно рассчитанные временные зависимости вероятности P_i возбудить i ридберговских атомов Cs(80S) в мезоскопическом ансамбле с $\bar{N} = 7$ атомами, случайно расположенными в оптической дипольной ловушке радиусом (в) $r = 2$ мкм, (г) $r = 3$ мкм, (д) $r = 4$ мкм, (е) $r = 5$ мкм.

$r = 3$ мкм возрождения заметно ослаблены вследствие меньшей энергии взаимодействия ридберговских атомов и неполноты дипольной блокады, как видно из рис. 12г (сплошная кривая), несмотря на то что размер ловушки всё ещё меньше радиуса блокады. Нарушение полной блокады также проявляется на этом рисунке как увеличение вероятности возбуждения двух ридберговских атомов P_2 (штриховая кривая). Возрождения практически не наблюдаются при больших размерах ловушки, результаты расчётов для которых приведены на рис. 12д, е. Взаимодействие между атомами в ансамбле оказывается слишком слабым, вследствие чего для этих атомов наблюдаются независимые одноатомные осцилляции Раби, которые усредняются по времени и частоте и в результате практически исчезают.

Экспериментальное наблюдение коллапсов и возрождений может быть использовано не только для квантовой симуляции динамики Джейнса – Каммингса, но и для идентификации наличия полной дипольной блокады без необходимости измерения реального числа зарегистрированных ридберговских атомов. Это представляет интерес для квантовой информатики с мезоскопическими ансамблями, содержащими случайное число атомов.

6. Заключение

Использование ультрахолодных атомов, захваченных в ловушки, открывает новые возможности для разнообразных фундаментальных и прикладных исследований в области атомной спектроскопии благодаря пространственной локализации атомов в малом объёме и отсутствию пролётного и доплеровского уширений. Холодные атомы в оптических ловушках признаны перспективным

объектом для создания кубитов квантового компьютера. Одним из новых направлений атомной спектроскопии является экспериментальное изучение ультрахолодных атомов в ридберговских состояниях. Благодаря их уникальным свойствам становится возможным проведение экспериментов с одиночным атомом или несколькими атомами, что исключительно важно для применений в квантовой информатике. Например, на основе сильных далекодействующих взаимодействий ридберговских атомов, обладающих большими дипольными моментами, можно выполнять двухкубитовые квантовые операции, осуществлять загрузку оптических ловушек одиночными атомами и реализовывать схемы квантовых симуляций для ансамблей взаимодействующих частиц. За рубежом наиболее активные исследования в этом направлении ведутся научными группами М. Саффмана (США) и А. Бровэ (Франция).

Нами был выполнен ряд экспериментальных и теоретических исследований по спектроскопии холодных ридберговских атомов Rb в малом объёме возбуждения в магнитооптической ловушке. Экспериментально получены спектры трёхфотонного возбуждения ридберговских nP -состояний, изучено взаимодействие малого числа ридберговских атомов в условиях резонанса Фёрстера в электрическом поле, реализовано усиление взаимодействий ридберговских атомов в радиочастотном поле. Предложены новые теоретические идеи о трёхфотонном лазерном возбуждении ридберговских атомов без эффектов Доплера и отдачи, детерминированном возбуждении chirпованными лазерными импульсами одиночных ридберговских атомов в режиме дипольной блокады, реализации квантовых операций над кубитами, представленными мезоскопическими ансамблями с не-

известным числом атомов, и о симуляции динамики Джейнса – Каммингса в оптических решётках с неизвестным числом атомов. Полученные результаты важны для применений холодных ридберговских атомов в квантовой информатике.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантами Российского фонда фундаментальных исследований 13-02-00283, 14-02-00680 и 16-02-00383, программами РАН и СО РАН, европейским проектом FP7-PEOPLE-2009-IRSES COLIMA (Coherent manipulation of light and matter via interferences of laser-dressed states), Российским квантовым центром и Новосибирским государственным университетом.

Список литературы

- Cohen-Tannoudji C N *Rev. Mod. Phys.* **70** 707 (1998)
- Metcalf H J, van der Straten P *Laser Cooling and Trapping* (New York: Springer, 1999)
- Grimm R, Weidemüller M, Ovchinnikov Yu B *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42** 95 (2000)
- Ryabtsev I I et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 073003 (2010)
- Чаповский П Л *Письма в ЖЭТФ* **95** 148 (2012); Chapovsky P L *JETP Lett.* **95** 132 (2012)
- Гончаров А Н и др. *Квантовая электроника* **44** 521 (2014); Goncharov A N et al. *Quantum Electron.* **44** 521 (2014)
- Taichenachev A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 173601 (2006)
- Sukachev D et al. *Phys. Rev. A* **82** 011405(R) (2010)
- Makhalov V, Martiyanov K, Turlapov A *Phys. Rev. Lett.* **112** 045301 (2014)
- Зеленер Б Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **100** 408 (2014); Zelener B B et al. *JETP Lett.* **100** 366 (2014)
- Brennen G K et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 1060 (1999)
- Gallagher T F *Rydberg Atoms* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994)
- Бетеров И М, Лернер П Б *УФН* **159** 665 (1989); Beterov I M, Lerner P B *Sov. Phys. Usp.* **32** 1084 (1989)
- Ryabtsev I I et al. *Phys. Rev. A* **76** 012722 (2007)
- Viteau M et al. *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **43** 155301 (2010)
- Третьяков Д Б и др. *ЖЭТФ* **135** 428 (2009); Tretyakov D B et al. *JETP* **108** 374 (2009)
- Ryabtsev I I et al. *Phys. Rev. A* **82** 053409 (2010)
- Beterov I I et al. *Phys. Rev. A* **84** 023413 (2011)
- Ryabtsev I I et al. *Phys. Rev. A* **84** 053409 (2011)
- Третьяков Д Б и др. *ЖЭТФ* **141** 18 (2012); Tretyakov D B et al. *JETP* **114** 14 (2012)
- Энтин В М и др. *ЖЭТФ* **143** 831 (2013); Entin V M et al. *JETP* **116** 721 (2013)
- Beterov I I et al. *Phys. Rev. A* **88** 010303(R) (2013)
- Tretyakov D B et al. *Phys. Rev. A* **90** 041403(R) (2014)
- Beterov I I et al. *Laser Phys.* **24** 074013 (2014)
- Beterov I I et al. *Phys. Rev. A* **90** 043413 (2014)
- Jaksch D et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2208 (2000)
- Lukin M D et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 037901 (2001)
- Ryabtsev I I, Tretyakov D B, Beterov I I *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **38** S421 (2005)
- Saffman M, Walker T G, Mølmer K *Rev. Mod. Phys.* **82** 2313 (2010)
- Viteau M et al. *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **43** 155301 (2010)
- Ryabtsev I I, Tretyakov D B, Beterov I I *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **36** 297 (2003)
- vanDitzhuijzen C S E, Tauschinsky A, van Linden vanden Heuvel H B *Phys. Rev. A* **80** 063407 (2009)
- Холево А С *Пробл. передачи информ.* **9** (3) 3 (1973)
- Ingarden R S *Rep. Math. Phys.* **10** 43 (1976)
- Манин Ю И *Вычислимое и невычислимое* (М.: Сов. радио, 1980)
- Shor P W, in *Proc. of the 35th Annual Symp. on Foundations of Computer Science, SFCS'94* (Washington, DC: IEEE Computer Soc., 1994) p. 124
- Cirac J I, Zoller P *Phys. Rev. Lett.* **74** 4091 (1995)
- Monroe C et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 4714 (1995)
- Grover L K, in *Proc. of the 28th Annual ACM Symp. on the Theory of Computing, Philadelphia, PA, USA, May 1996* (Philadelphia, PA, 1996) p. 212
- Jones J A, Mosca M, Hansen R H *Nature* **393** 344 (1998)
- Валиев К А, Кокин А А *Квантовые компьютеры: надежды и реальность* (Ижевск: РХД, 2001)
- Валиев К А *УФН* **175** 3 (2005); Valiev K A *Phys. Usp.* **48** 1 (2005)
- DiVincenzo D P *Science* **270** 255 (1995)
- DiVincenzo D P *Fortschr. Phys.* **48** 771 (2000)
- Vandersypen L M K, Chuang I L *Rev. Mod. Phys.* **76** 1037 (2005)
- Leibfried D et al. *Rev. Mod. Phys.* **75** 281 (2003)
- Makhlin Y, Schön G, Shnirman A *Rev. Mod. Phys.* **73** 357 (2001)
- Knill E, Laflamme R, Milburn G J *Nature* **409** 46 (2001)
- Loss D, DiVincenzo D P *Phys. Rev. A* **57** 120 (1998)
- García-Ripoll J J, Zoller P, Cirac J I *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **38** S567 (2005)
- Isenhower L et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 010503 (2010)
- Wilk T et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 010502 (2010)
- Zhang X L et al. *Phys. Rev. A* **82** 030306(R) (2010)
- Piotrowicz M J et al. *Phys. Rev. A* **88** 013420 (2013)
- Xia T et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 100503 (2015)
- Schauf P et al. *Science* **347** 1455 (2015)
- Maller K M et al. *Phys. Rev. A* **92** 022336 (2015)
- Ravets S et al. *Nature Phys.* **10** 914 (2014)
- Comparat D, Pillet P J. *Opt. Soc. Am. B* **27** A208 (2010)
- Nipper J et al. *Phys. Rev. X* **2** 031011 (2012)
- Tiarks D et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 053602 (2014)
- Kondo J M et al. *Phys. Rev. A* **90** 023413 (2014)
- Gorniaczyk H et al., arXiv:1511.09445
- Pelle B et al., arXiv:1510.05350
- Beterov I I, Saffman M *Phys. Rev. A* **92** 042710 (2015)
- Bergmann K, Theuer H, Shore B W *Rev. Mod. Phys.* **70** 1003 (1998)
- Raussendorf R, Briegel H J *Phys. Rev. Lett.* **86** 5188 (2001)
- Jaynes E T, Cummings F W *Proc. IEEE* **51** 89 (1963)

Spectroscopy of cold rubidium Rydberg atoms for applications in quantum information

I.I. Ryabtsev, I.I. Beterov, D.B. Tretyakov, V.M. Entin, E.A. Yakshina

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
prosp. Akademika Lavrent'eva 13, 630090 Novosibirsk, Russian Federation;
Novosibirsk State University, ul. Pirogova 2, 630090 Novosibirsk, Russian Federation
E-mail: ryabtsev@isp.nsc.ru

Atoms in highly excited (Rydberg) states have a number of unique properties which make them attractive for applications in quantum information. These are large dipole moments, lifetimes and polarizabilities, as well as strong long-range interactions between Rydberg atoms. Experimental methods of laser cooling and precision spectroscopy enable to trap and manipulate single Rydberg atoms, and to apply them for practical implementation of quantum gates over qubits of a quantum computer based on single neutral atoms in optical traps. In this paper, we give a review of the experimental and theoretical works performed by the authors at the Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS and Novosibirsk State University on laser and microwave spectroscopy of cold Rb Rydberg atoms in a magneto-optical trap and on their possible applications in quantum information. We also give a brief review of the works of the other groups on this subject.

Keywords: Rydberg atoms, laser cooling, spectroscopy, quantum information, qubits

PACS numbers: 03.67.Lx, 32.70.Jz, **32.80.**–t, 32.80.Ee, 32.80.Rm
Bibliography — 68 references
Uspekhi Fizicheskikh Nauk **186** (2) 206–219 (2016)

DOI: 10.3367/UFNR.0186.201602k.0206
Received 9 November 2015, revised 9 December 2015
Physics – Uspekhi **59** (2) (2016)