

Влияние дипольной блокады на спектры лазерного возбуждения мезоскопических ансамблей холодных ридберговских атомов

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

Представлены результаты теоретических расчетов спектров многоатомного лазерного возбуждения ридберговских атомов в условиях дипольной блокады и обсуждается влияние ширины линии лазерного излучения и энергии взаимодействия ридберговских атомов на степень полноты дипольной блокады. Показано, что для увеличения точности выполнения квантовых операций на основе дипольной блокады необходимо использовать резонансное диполь-дипольное взаимодействие и возбуждающее лазерное излучение с шириной линии менее 10 кГц.

Ключевые слова: ридберговские атомы, лазерное возбуждение, дипольная блокада.

1. Введение

Атомы в высоковозбужденных (ридберговских) состояниях с главным квантовым числом $n \gg 1$ взаимодействуют друг с другом намного сильнее, чем атомы в основном состоянии, поскольку энергия резонансного диполь-дипольного взаимодействия растет как n^4 , а ван-дер-ваальсова взаимодействия – как n^{11} [1]. Это свойство ридберговских атомов используется для получения квантово-перепутанных состояний и реализации двух- и многокубитовых операций на основе одиночных нейтральных атомов щелочных металлов в массивах оптических дипольных ловушек [2, 3].

С использованием ридберговских атомов перепутанные состояния могут быть получены различными способами. В первой теоретической работе на данную тему [4] предлагалось использовать взаимодействие дипольных моментов ридберговских атомов, наведенных постоянным электрическим полем. Это взаимодействие вызывает изменение фазы коллективной волновой функции. Однако, поскольку энергия взаимодействия ридберговских атомов сильно зависит от расстояния между ними, такая схема оказывается чувствительной к точности пространственной локализации атомов в ловушках. Поэтому в наших работах [5–7] было предложено для ослабления зависимости от расстояния между атомами использовать адиабатическое прохождение резонансов Фёрстера при взаимодействии ридберговских атомов.

Другой вариант был рассмотрен в работе [8], в которой предлагалось использовать изменение спектра кол-

лективного возбуждения ансамбля взаимодействующих ридберговских атомов (эффект «дипольной блокады»). Его суть сводится к тому, что при наличии взаимодействия возбуждение одного ридберговского атома в небольшом объеме сдвигает частоты резонансов и блокирует возбуждение других атомов, поэтому из всего мезоскопического ансамбля может быть возбужден только один ридберговский атом. Этот эффект нечувствителен к небольшим вариациям межатомных расстояний, поэтому квантовые операции на его основе могут выполняться с высокой точностью. Получение перепутанных состояний и реализация операции CNOT на основе дипольной блокады для двух атомов, находящихся в двух разнесенных на расстояние 5–10 мкм оптических дипольных ловушках, были впервые продемонстрированы в работах группы М.Саффмана из США [9] и группы А.Бровэ из Франции [10]. Экспериментальные и теоретические исследования дипольной блокады были рассмотрены в обзорных работах [2, 11, 12].

В большинстве упомянутых экспериментов были представлены только временные зависимости населенностей ридберговских состояний и не обсуждались особенности изменения спектров лазерного возбуждения в условиях полной или частичной дипольной блокады, которые могут нести дополнительную информацию о степени полноты блокады и влияния на нее различных факторов. В частности, степень полноты блокады задается соотношением между энергией взаимодействия ридберговских атомов и шириной линии лазерного возбуждения, которая определяется преимущественно частотой Раби и шириной линии лазерного излучения, поэтому спектры могут сильно зависеть от этой ширины.

В нашей недавней экспериментальной работе по трехфотонному лазерному возбуждению $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ ридберговского состояния $37P_{3/2}$ в атомах Rb была исследована зависимость формы спектра трехфотонного возбуждения от числа атомов, регистрируемых методом селективной полевой ионизации [13]. С использованием оригинальной методики осуществлялась постселекция сигналов по числу зарегистрированных атомов $N = 1–5$. В отсутствие дипольной блокады было обнаружено, что при увеличении среднего числа атомов в центре

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

И.И.Бетеров. Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова 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

Поступила в редакцию 12 марта 2019 г.

спектра одноатомного возбуждения ($N = 1$) наблюдается провал, обусловленный особенностями статистики возбуждения и регистрации ридберговских атомов. Однако при полной дипольной блокаде из всего мезоскопического ансамбля может возбудиться в ридберговское состояние только один атом, поэтому дипольная блоkada должна приводить к радикальному изменению многоатомных спектров – провал в одноатомном спектре ($N = 1$) должен превратиться в пик, а все остальные многоатомные резонансы должны исчезнуть. Если они не исчезают полностью, это может свидетельствовать о неполной дипольной блокаде, а изменение соотношения амплитуд многоатомных резонансов должно позволить определить степень полноты дипольной блокации в конкретных экспериментальных условиях.

В настоящей работе представлены результаты теоретических расчетов спектров многоатомного лазерного возбуждения в условиях дипольной блокации и обсуждается влияние ширины линии лазерного излучения и энергии взаимодействия ридберговских атомов на степень полноты дипольной блокации.

2. Теоретическая модель дипольной блокации в ансамбле из двух атомов

Для начала рассмотрим теоретическую модель дипольной блокации на примере двух атомов. Они могут быть либо пространственно локализованы в отдельных оптических дипольных ловушках с расстоянием между ними R в несколько микрометров, либо находиться в одиночном объеме лазерного возбуждения и иметь случайное расположение в нем [14]. Оптические дипольные ловушки создаются путем жесткой фокусировки нерезонансного лазерного излучения, которое при «красной» отстройке от резонанса обеспечивает захват и удержание атомов в области максимальной интенсивности лазерного поля за счет градиентной дипольной силы [2]. При малом радиусе перетяжки пучка (~ 1 мкм) в таких ловушках имеет место столкновительная блоkada и можно захватывать в ловушку строго по одному атому, а эффект дипольной блокации обычно наблюдается для двух атомов в соседних ловушках с расстоянием 5–10 мкм между ними. Одиночный объем может быть сфокусирован на пересечении сфокусированных лазерных пучков, возбуждающих ридберговские состояния, как это делалось в наших экспериментах [13, 15, 16]. В настоящей работе мы ограничимся анализом эффекта дипольной блокации в одиночном объеме возбуждения, соответствующем нашим экспериментальным условиям.

Взаимодействие атомов в ридберговских состояниях удобнее всего рассматривать в условиях резонансов Фёрстера, которые исследовались нами в предыдущих работах [5–7, 14–16]. Такие резонансы возникают, например, когда ридберговский уровень 2, возбуждаемый лазерным излучением из основного состояния 0, лежит посередине между двумя соседними уровнями 1 и 3 противоположной четности (рис. 1, а). Примером могут служить резонансы Фёрстера $nP_{3/2} + nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2}$ в ридберговских атомах Rb [15]. В отсутствие электрического поля они имеют небольшие дефекты энергии $\Delta = W(nS_{1/2}) + W((n+1)S_{1/2}) - 2W(nP_{3/2})$ которые зависят от n . Здесь $W(nL_j)$ – энергии ридберговских состояний в единицах частоты. Для $n \leq 38$ дефект энергии можно сделать

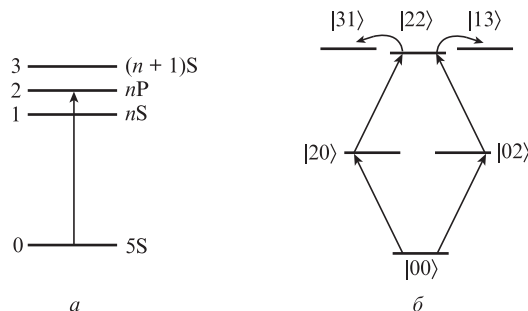


Рис. 1. Схема лазерного возбуждения одиночного ридберговского атома $Rb(nP)$ и состояний, участвующих в резонансе Фёрстера $nP_{3/2} + nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2}$ (а), а также схема переходов между коллективными состояниями двух атомов (б).

равным нулю за счет эффекта Штарка в постоянном электрическом поле, а для состояний с большим n необходимо использовать комбинацию постоянного и радиочастотного полей [15, 16]. При $\Delta = 0$ между атомами возникает резонансное диполь-дипольное взаимодействие с энергией, пропорциональной R^3 , а при больших Δ имеется более слабое взаимодействие Ван-дер-Ваальса с энергией, пропорциональной R^6 . Таким образом, с помощью электрического поля и резонансов Фёрстера можно существенно изменять характер взаимодействия ридберговских атомов.

Для изучения эффекта дипольной блокации при лазерном возбуждении взаимодействующих ридберговских атомов необходимо рассматривать переходы между различными коллективными состояниями двух атомов (рис. 1, б). Резонансное лазерное излучение вызывает переходы между состояниями $|00\rangle \rightarrow |02\rangle$, $|20\rangle \rightarrow |22\rangle$, а состояние $|22\rangle$ связано оператором диполь-дипольного взаимодействия с состояниями $|31\rangle$, $|13\rangle$, которое обуславливает переходы $|22\rangle \rightarrow |31\rangle$, $|13\rangle$. В результате взаимодействия состояние $|22\rangle$ сдвигается по энергии, что и приводит к эффекту дипольной блокации. Параметрами такой задачи являются частота Раби Ω и отстройка частоты δ на оптическом переходе $0 \rightarrow 2$ в отдельном атоме, матричный элемент оператора резонансного диполь-дипольного взаимодействия V на переходах $|22\rangle \rightarrow |31\rangle$, $|13\rangle$ и дефект Δ энергии резонанса Фёрстера.

Для двух ридберговских атомов в начальном состоянии $nP_{3/2}(|M| = 1/2)$ матричный элемент оператора диполь-дипольного взаимодействия дается выражением

$$V = \frac{d_1 d_2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{R^3} - \frac{3Z^2}{R^5} \right), \quad (1)$$

где d_1 и d_2 – z -компоненты матричных элементов дипольных моментов переходов $|nP_{3/2}(|M| = 1/2)\rangle \rightarrow |nS_{1/2}(|M| = 1/2)\rangle$ и $|nP_{3/2}(|M| = 1/2)\rangle \rightarrow |(n+1)S_{1/2}(|M| = 1/2)\rangle$ соответственно; Z – z -компонента вектора \mathbf{R} , соединяющего два атома (ось z выбирается вдоль направления управляющего электрического поля); ϵ_0 – диэлектрическая постоянная. Здесь для простоты мы учитываем только переходы без изменения проекции момента M , т. к. иначе необходимо учитывать еще и структуру магнитных подуровней, что резко усложнит задачу. Как обсуждалось в нашей работе [16], сдвиг энергии δW_{22} коллективного состояния $|22\rangle$ при резонансе Фёрстера описывается следующим приближенным выражением:

$$\delta W_{22} = \pm \left(\sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + 2V^2} - \frac{|\Delta|}{2} \right). \quad (2)$$

Здесь знак берется положительным, если состояние $|22\rangle$ лежит выше состояний $|31\rangle$, $|13\rangle$, и наоборот. При $\Delta = 0$ взаимодействие является резонансным диполь-дипольным, и состояние $|22\rangle$ расщепляется на два подуровня с энергиями $\pm\sqrt{2}V = C_3/R^3$, а при больших Δ оно становится ван-дер-ваальсовым с энергией $\pm 2V^2/\Delta = C_6/R^6$, где C_3 и C_6 – константы взаимодействия [17].

Для расчета спектров лазерного возбуждения при дипольной блокаде необходимо решать задачу о временной эволюции шестиуровневой системы, показанной на рис.1,б, с начальным условием, при котором оба атома находятся в основном состоянии 0. Наиболее просто это можно сделать, решая нестационарное уравнение Шрёдингера [14]. Однако в этом подходе не учитывается конечность времени жизни ридберговского атома [18], а также сложно учесть конечность ширины линии лазерного излучения Γ . Оба этих фактора приводят к паразитному уширению и потере когерентности, что может сказываться на полноте дипольной блокады. Поэтому предпочтительнее было бы решать задачу с использованием аппарата матрицы плотности, который позволяет ввести члены, ответственные за релаксационные и диссипативные процессы, аналогично тому, как мы это делали ранее при анализе спектров трехфотонного лазерного возбуждения и резонансов Фёрстера в ридберговских атомах [15, 19].

Тем не менее применение уравнения Шрёдингера может быть адекватным поставленной задаче, если рассматривать возбуждение атомов достаточно короткими лазерными импульсами (1–2 мкс) в высокие ридберговские состояния с $n \geq 100$, имеющие времена жизни порядка сотен микросекунд и более [18]. Кроме того, поскольку для таких коротких импульсов оптическая частота лазерного излучения, как правило, не испытывает заметных флуктуаций в течение импульса, конечную ширину линии лазерного излучения можно учесть путем усреднения полученных спектров возбуждения при флуктуации частоты от импульса к импульсу, считая при этом, что для каждого отдельного лазерного импульса излучение является монохроматическим.

3. Спектры дипольной блокады в ансамбле из двух атомов Rb($120P_{3/2}$)

В качестве примера рассмотрим эффект дипольной блокады для двух атомов Rb, возбуждаемых в высокое ридберговское состояние $120P_{3/2}$, имеющее достаточно большое время жизни (614 мкс) при комнатной температуре [18]. На рис.2,а представлена рассчитанная численно штарковская диаграмма ридберговских состояний атома Rb вблизи состояния $120P_{3/2}$. Поскольку поляризуемости ридберговских состояний растут как n^7 , эффект Штарка проявляется уже при полях E порядка нескольких мВ/см, а при $E = 80$ мВ/см происходит перекрытие водородоподобных наборов состояний с $n = 117$, 118 и большим орбитальным моментом. Однако S-, P- и D-состояния имеют большие квантовые дефекты и подвержены действию квадратичного эффекта Штарка [20], с помощью которого можно управлять положением уровней энергии и резонансом Фёрстера.

При возбуждении ридберговского состояния $120P_{3/2}$ для взаимодействующих атомов возникает резонанс Фёр-

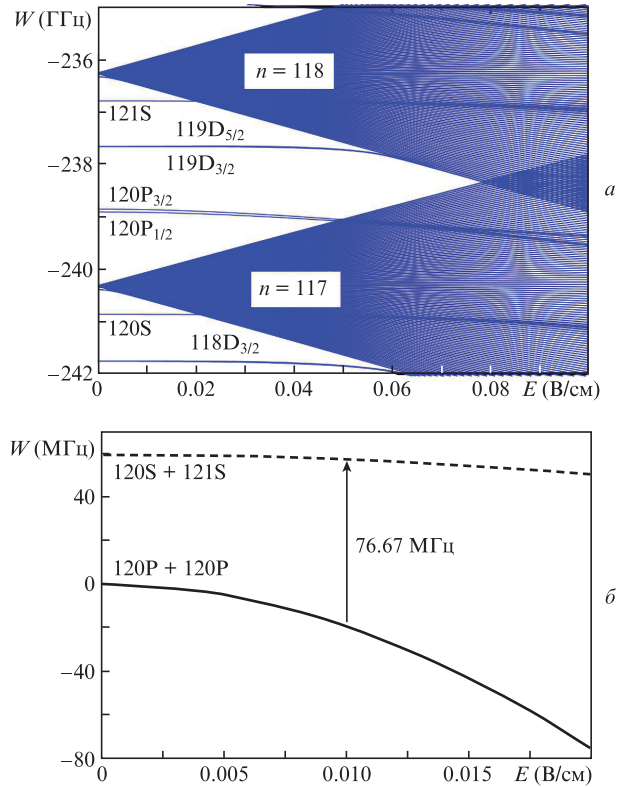


Рис.2. Зависимости энергий коллективных двухчастичных состояний W от электрического поля E : штарковская диаграмма ридберговских состояний атома Rb вблизи состояния $120P_{3/2}$ (а) и резонанс Фёрстера $120P_{3/2} + 120P_{3/2} \rightarrow 120S_{1/2} + 121S_{1/2}$ в ридберговских атомах Rb (б).

стера $120P_{3/2} + 120P_{3/2} \rightarrow 120S_{1/2} + 121S_{1/2}$, который в отсутствие электрического поля имеет положительный дефект энергии $\Delta = +60$ МГц (рис.2,б). Этот резонанс является «недоступным», поскольку приложение постоянного электрического поля только увеличивает дефект энергии и уменьшает энергию взаимодействия в соответствии с формулой (2). Однако в присутствии постоянного поля $E = 10$ мВ/см и радиочастотного поля $E \approx 1$ мВ/см с частотой 76.67 МГц дефект энергии может быть полностью скомпенсирован. Как было показано нами в работе [16], радиочастотное поле эффективно создает дополнительные коллективные ридберговские уровни Флоке, которые затем испытывают пересечения и эквивалентны точному резонансу Фёрстера. Поэтому в дальнейшем мы рассматриваем два случая с разными дефектами энергии: $\Delta = +60$ МГц в отсутствие электрического поля и $\Delta = 0$ в присутствии постоянного и радиочастотного электрических полей.

Расчетные значения радиальных частей дипольных моментов переходов для этого резонанса Фёрстера составляют около 15000 ат. ед., поэтому атомы в ридберговском состоянии $120P_{3/2}$ сильно взаимодействуют уже на расстояниях 10–20 мкм. Например, матричный элемент оператора диполь-дипольного взаимодействия V составляет ~ 15 МГц при $R = 15$ мкм, ~ 50 МГц при $R = 10$ мкм и ~ 400 МГц при $R = 5$ мкм. При подстановке этих значений в формулу (2) для $\Delta = +60$ МГц можно определить, что при $R = 15$ мкм имеется сравнительно слабое ван-дер-ваальсово взаимодействие, а при $R = 5$ мкм отстройка Δ становится несущественной и наблюдается почти резонансное диполь-дипольное взаимодействие. При $\Delta = 0$

взаимодействие будет сильным для всех указанных расстояний. Отметим, что для двух неупорядоченных атомов в объеме в виде куба со стороной L среднее расстояние между атомами R равно примерно $L/2$ [14]. Хотя форма реального объема возбуждения отличается от кубической, результаты численных расчетов оказываются малочувствительными к ней и зависят преимущественно только от объема.

На рис.3 представлены рассчитанные численно спектры вероятностей одноатомного (P_1) и двухатомного (P_2) возбуждения высокого ридберговского состояния $120P_{3/2}$ прямоугольным лазерным импульсом длительностью $\tau = 2$ мкс для двух атомов Rb в кубическом объеме лазерного возбуждения. Спектры усредняются по 1000 случайных расположений двух атомов. Варьируются линейный размер объема возбуждения L , отстройка от резонанса Фёрстера Δ и частота Раби Ω для перехода из основного состояния в ридберговское. Ширина линии лазерного излучения $\Gamma = 0$.

На рис.3.а приведены спектры вероятностей возбуждения двух не взаимодействующих атомов ($V=0$). Частота Раби $\Omega = 0.25$ МГц. При $\tau = 2$ мкс это соответствует лазерному π -импульсу, который переводит всю населенность из основного состояния в ридберговское. Поскольку $\Gamma = 0$, в спектрах присутствуют полные осцилляции населенностей Раби. Как обсуждалось нами в работе [13], в этом случае в центре спектра вероятности одноатомного возбуждения P_1 наблюдается провал вследствие того, что оба атома переходят в ридберговское состояние и вероятность P_2 близка к 1. При уменьшении частоты Раби до 0.177 МГц провал заметно уменьшается (рис.3.б), т.к. вероятность возбуждения ридберговского состояния становится меньше 1.

На рис.3.в представлены спектры одно- и двухатомного возбуждения взаимодействующих атомов при $L = 30$ мкм, $\Omega = 0.25$ МГц, $\Delta = +60$ МГц. Поскольку R в данном случае составляет ~ 15 мкм, взаимодействие является слабым ван-дер-ваальсовым, как обсуждалось выше. Поэтому эффект дипольной блокады лишь частично уменьшает P_2 (от 1 до 0.39) и увеличивает P_1 (от 0 до 0.5) в центрах резонансов. В результате провал в центре спектра вероятности P_1 обращается в пик, что служит основным признаком наличия дипольной блокады. Кроме того, из-за ван-дер-ваальсова сдвига состояния $120P_{3/2}$ центры резонансов одно- и двухатомного возбуждения оказываются сдвинутыми относительно друг друга на ~ 0.15 МГц, а сами резонансы становятся асимметричными. Этот сдвиг и асимметрия также могут быть признаком частичной дипольной блокады, т.к. для не взаимодействующих атомов или при резонансном диполь-дипольном взаимодействии они отсутствуют. Полной дипольной блокаде соответствует случай $P_2 = 0$, при этом не обязательно, чтобы P_1 было равно 1. При $\Delta = 0$ (рис.3.е) энергия резонансного диполь-дипольного взаимодействия оказывается достаточной для почти полной дипольной блокады. Даже для такого большого объема возбуждения значение P_2 снижается от 1 до 0.045, а значение P_1 увеличивается от 0 до 0.62 (здесь и далее значения вероятностей приводятся при $\delta = 0$).

Уменьшение линейного размера объема возбуждения L от 30 до 20 мкм увеличивает среднюю энергию диполь-дипольного взаимодействия в 3.4 раза. Это приводит к тому, что при $\Delta = +60$ МГц значение P_2 снижается до 0.15, а значение P_1 возрастает до 0.56 (рис.3.д), т.е. эффектив-

ность дипольной блокады заметно возрастает. При $\Delta = 0$ (рис.3.е) для $L = 20$ мкм достигается практически полная блокада: $P_2 = 0.007$ и $P_1 = 0.63$.

Дальнейшее уменьшение размера L до 10 мкм увеличивает среднюю энергию диполь-дипольного взаимодействия еще в 8 раз. В данном случае при $\Delta = +60$ МГц значение P_2 снижается далее до 0.023, а значение P_1 увеличивается до 0.62 (рис.3.ж). При $\Delta = 0$ (рис.3.з) для $L = 10$ мкм достигается полная блокада: $P_2 = 0.001$ и $P_1 = 0.63$. Это означает, что так называемый радиус дипольной блокады [11] уже значительно превышает размер объема возбуждения, и независимо от расположения двух атомов в нем будет наблюдаться эффект полной дипольной блокады.

Для применений в квантовой информатике важно, что при полной дипольной блокаде сохраняются осцилляции населенностей Раби, причем они происходят между основным коллективным состоянием $|00\rangle$ и однократно возбужденными состояниями $|02\rangle$, $|20\rangle$. Однако из рис.3.ж, з видно, что для данной частоты Раби вероятность P_1 не достигает максимального значения, равного 1, и имеет насыщение при значении 0.62. Это обусловлено тем, что эффективная частота Раби переходов в однократно возбужденные коллективные состояния при полной дипольной блокаде увеличивается в $\sqrt{2}$ раз, а в общем случае для ансамбля из N атомов – в \sqrt{N} раз [11]. Поэтому в случае двух атомов, для того чтобы P_1 достигло значения, равного 1, необходимо уменьшить Ω в $\sqrt{2}$ раз.

Такие спектры представлены на рис.3.и,к для $L = 10$ мкм. Теперь при $\Delta = +60$ МГц значение P_2 составляет 0.021, а значение P_1 увеличивается до 0.989 (рис.3.и). При $\Delta = 0$ (рис.3.к) достигается полная блокада $P_2 = 0.001$ и $P_1 = 0.999$. Поскольку дипольная блокада напрямую формирует квантово-перепутанные состояния двух атомов для выполнения квантовых операций, рис.3.к демонстрирует возможность достижения точности квантовых операций на основе дипольной блокады до 99.9%. Из рис.3 также видно, что наличие ненулевого дефекта энергии для рассматриваемого резонанса Фёрстера снижает точность дипольной блокады на порядок. Поэтому, несмотря на техническую сложность использования постоянного и радиочастотного электрических полей в экспериментах с ультрахолодными атомами, рекомендуется применять только резонансное диполь-дипольное взаимодействие ридберговских атомов с нулевым дефектом энергии резонанса Фёрстера, реализуемым электрическим полем.

4. Спектры дипольной блокады в ансамбле из трех атомов Rb($120P_{3/2}$)

Увеличение числа атомов в мезоскопическом ансамбле существенно увеличивает число коллективных базисных состояний, которые надо учитывать в теоретической модели дипольной блокады при резонансе Фёрстера. Если для двух атомов расчеты выполнялись с 6 базисными состояниями согласно рис.1, то для трех атомов нужно решать уравнение Шрёдингера уже с 20 базисными состояниями. С учетом необходимости усреднения спектров дипольной блокады по случайным положениям трех атомов в объеме возбуждения, численные расчеты занимают довольно много времени. Поэтому в настоящей статье мы ограничимся расчетами только для двух и трех атомов.

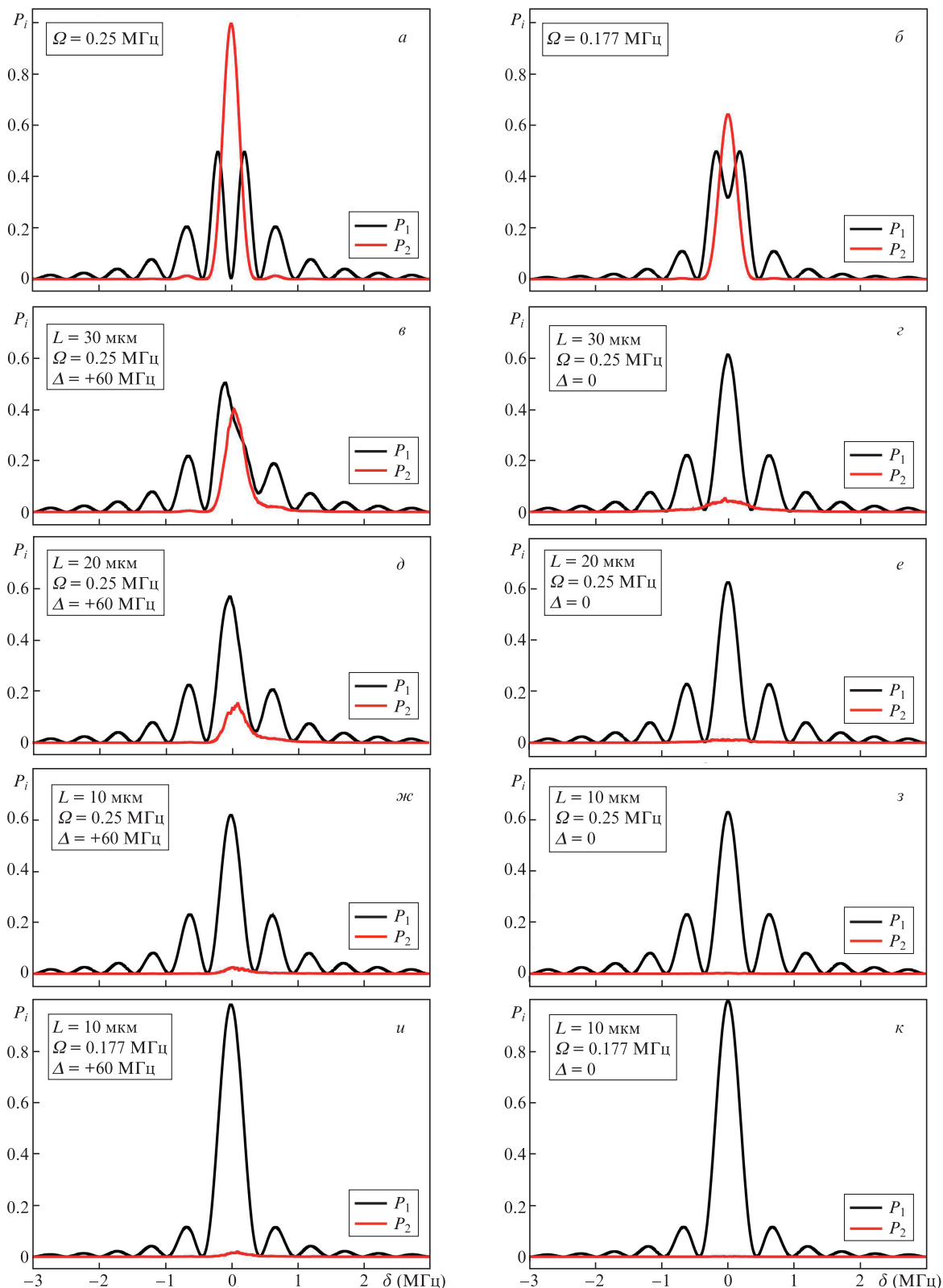


Рис.3. Расчетные спектры вероятностей одноатомного (P_1) и двухатомного (P_2) возбуждения ридберговского состояния $120P_{3/2}$ прямоугольным лазерным импульсом длительностью 2 мкс с разными частотами Раби Ω для двух не взаимодействующих (*a, б*) и взаимодействующих (*в–к*) атомов Rb, случайно расположенных в кубическом объеме лазерного возбуждения с линейным размером L , при различных отстройках от резонанса Фёрстера Δ и ширине линии лазерного излучения $\Gamma = 0$. Цветные варианты рис.3–6 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

На рис.4,*a* приведены спектры вероятностей одноатомного (P_1), двухатомного (P_2) и трехатомного (P_3) возбуждения ридберговского состояния $120P_{3/2}$ прямоугольным лазерным импульсом длительностью 2 мкс для трех

не взаимодействующих атомов ($V = 0$) при частоте Раби $\Omega = 0.25$ МГц, соответствующей лазерному π -импульсу. Ширина линии $\Gamma = 0$, поэтому в спектрах присутствуют полные осцилляции населенностей Раби. Как и в случае

двух атомов, в центре спектров вероятностей P_1 и P_2 наблюдаются провалы вследствие того, что все три атома переходят в ридберговское состояние и вероятность P_3 близка к 1. При уменьшении частоты Раби до 0.144 МГц (в $\sqrt{3}$ раз), отвечающей максимуму одноатомного возбуждения при полной дипольной блокаде, провалы заметно уменьшаются, т.к. вероятность возбуждения ридберговского состояния становится меньше 1 (рис.4,б).

На рис.4,в представлены спектры вероятностей P_1 , P_2 и P_3 для взаимодействующих атомов при $L = 30$ мкм, $\Omega = 0.25$ МГц, $\Delta = +60$ МГц. При этих условиях взаимодействие, как обсуждалось выше, является слабым ван-дер-

ваальсовым, поэтому в центрах резонансов эффект дипольной блокаде сильно уменьшает P_3 (от 1 до 0.07), но при этом увеличивает P_2 (от 0 до 0.38) и P_1 (от 0 до 0.27), а провал в центре спектра вероятности P_2 обращается в пик. Как и в случае двух атомов, оказывается, что из-за ван-дер-ваальсова сдвига состояния $120P_{3/2}$ центры резонансов сдвинуты относительно друг друга на ~ 0.15 МГц, а сами резонансы асимметричны. При $\Delta = 0$ (рис.4,з) энергия резонансного диполь-дипольного взаимодействия достаточна для почти полной дипольной блокаде: P_3 снижается от 1 до 0.001, хотя при этом P_2 увеличивается от 0 до 0.07, а P_1 – от 0 до 0.19.

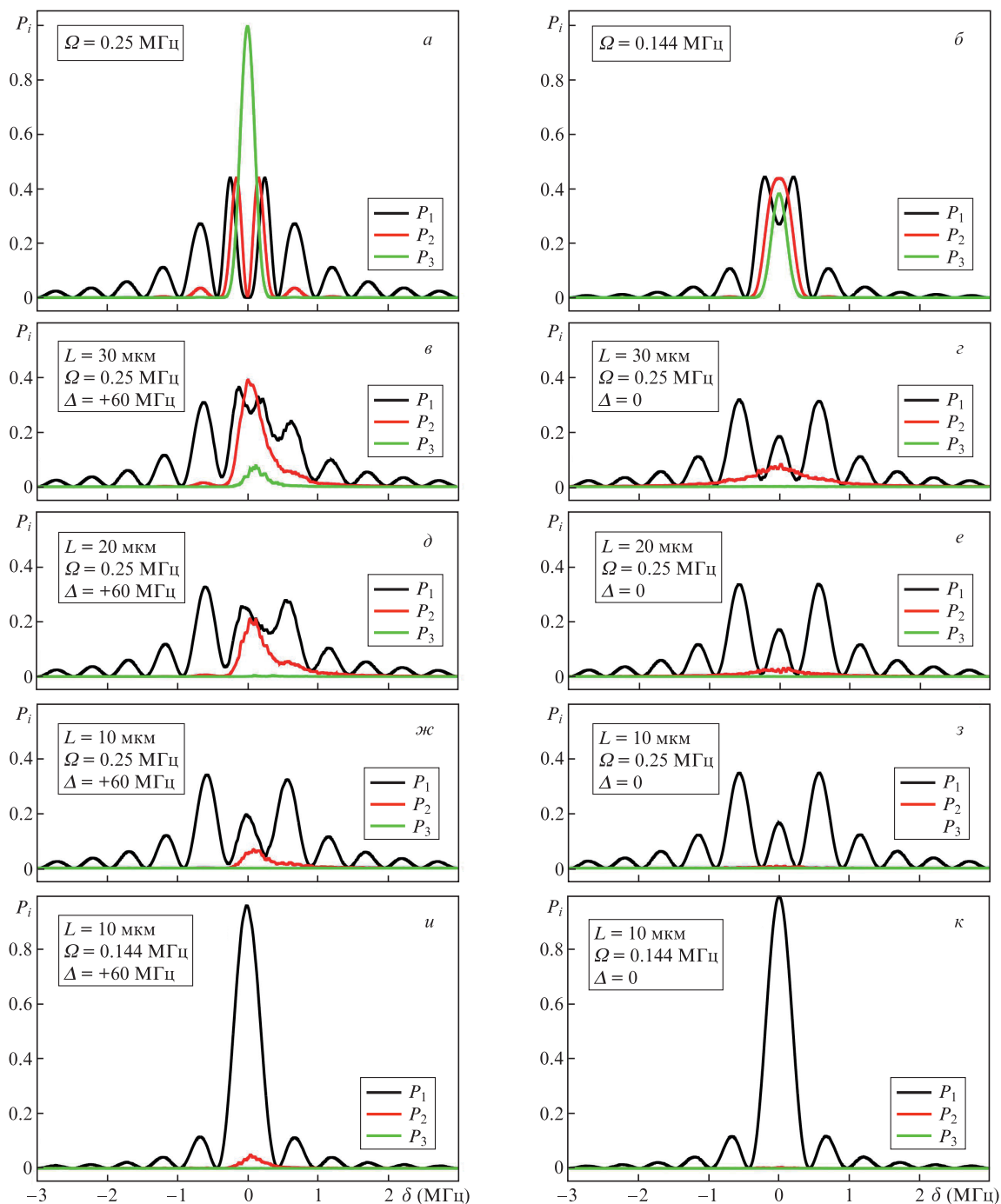


Рис.4. Расчетные спектры вероятностей одноатомного (P_1), двухатомного (P_2) и трехатомного (P_3) возбуждения ридберговского состояния $120P_{3/2}$ прямоугольным лазерным импульсом длительностью 2 мкс с разными частотами Раби Ω для трех не взаимодействующих (а, б) и взаимодействующих (в–к) атомов Rb, случайно расположенных в кубическом объеме лазерного возбуждения с линейным размером L , при различных отстройках от резонанса Фёрстера Δ и ширине линии лазерного излучения $\Gamma = 0$.

Уменьшение размера L от 30 до 20 мкм (рис.4,д) приводит к тому, что при $\Delta = +60$ МГц значение P_3 снижается до 0.0008, P_2 уменьшается до 0.2, а P_1 не изменяется. При $\Delta = 0$ (рис.4,е) для $L = 20$ мкм достигается практически полная блокада: P_3 снижается до 0.0001, P_2 уменьшается до 0.02, а P_1 становится равным 0.17.

При уменьшении L до 10 мкм и $\Delta = +60$ МГц значение P_3 снижается далее до 0.0002, P_2 уменьшается до 0.06, а P_1 насыщается при значении 0.2 (рис.4,ж). При $\Delta = 0$ (рис.4,з) для этого L достигается полная блокада: P_3 снижается до 0.0001, P_2 уменьшается до 0.005, а P_1 остается равным 0.17.

Для увеличения значения P_1 при полной дипольной блокаде в ансамбле из трех атомов необходимо уменьшить частоту Раби в $\sqrt{3}$ раз – до 0.14 МГц. Такие спектры представлены на рис.4,и,к для $L = 10$ мкм. Теперь при $\Delta = +60$ МГц значение P_3 остается на уровне 0.0002, P_2 составляет 0.04, а P_1 увеличивается до 0.967 (рис.4,и). При $\Delta = 0$ (рис.4,к) достигается полная блокада: $P_3 = 0.00005$, $P_2 = 0.002$ и $P_1 = 0.998$. Таким образом, в случае трех неупорядоченных атомов, представляющих собой «ридбер-

говский суператом» [8, 21, 22], также можно достичь точности квантовых операций на основе дипольной блокады до 99.8%, а наличие ненулевого дефекта энергии для рассматриваемого резонанса Фёрстера ухудшает точность на порядок.

5. Влияние ширины линии на точность дипольной блокады

Все результаты теоретических расчетов, приведенные на рис.3 и 4, представляют собой идеализированную картину, не учитывающую множества факторов, возникающих при экспериментальной реализации. Главным из них является монохроматичность лазерного излучения, обусловленная конечной шириной линии возбуждающего излучения. Наличие флуктуаций частоты лазерного излучения может приводить к замыванию и уменьшению контраста осцилляций Раби [13]. Соответственно, даже при сильном взаимодействии ридберговских атомов, будет уменьшаться и максимальная достижимая точность дипольной блокады.

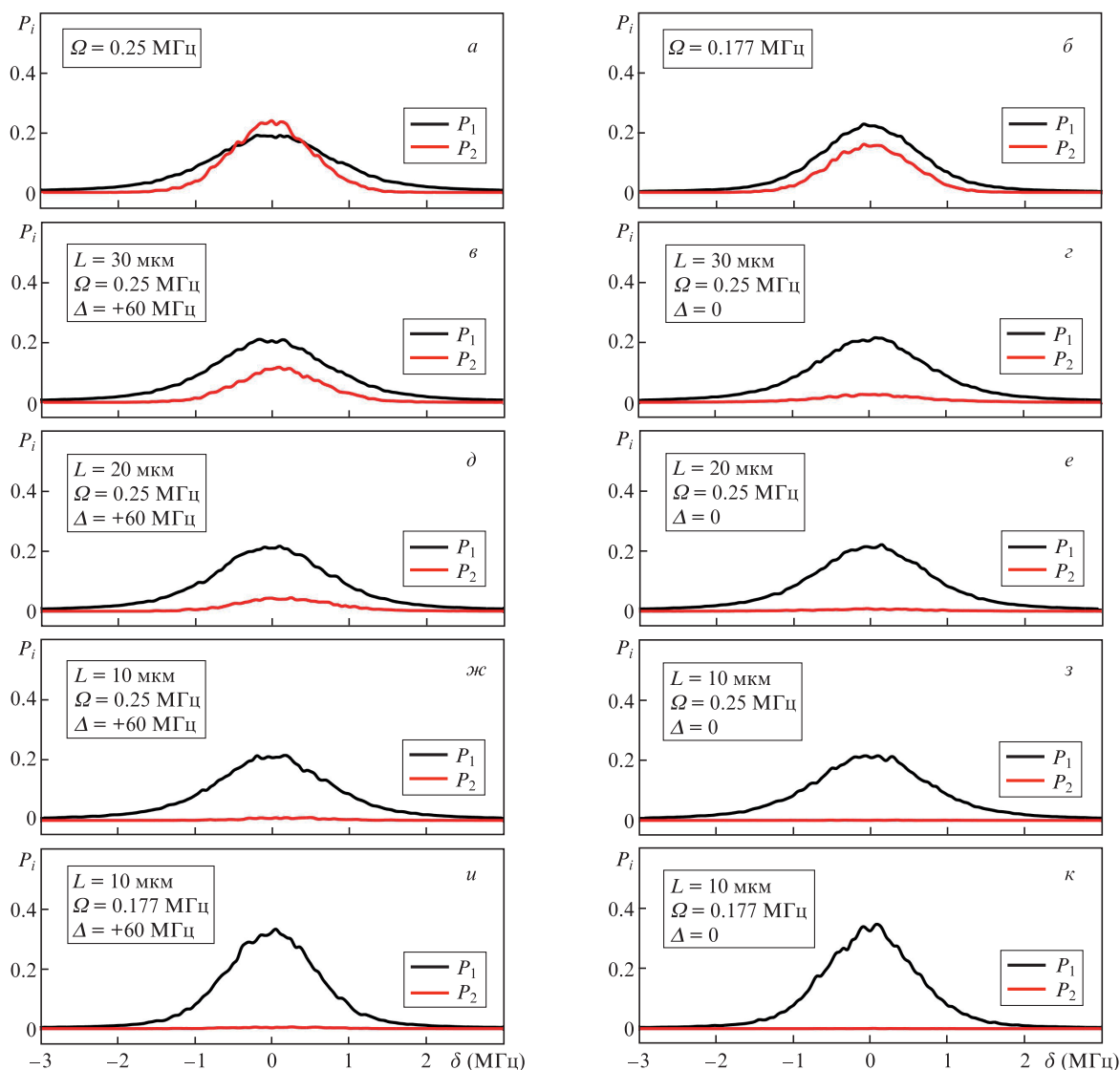


Рис.5. Расчетные спектры вероятностей одноатомного (P_1) и двухатомного (P_2) возбуждения ридберговского состояния $120P_{3/2}$ прямоугольным лазерным импульсом длительностью 2 мкс с разными частотами Раби Ω для двух не взаимодействующих (а, б) и взаимодействующих (в–к) атомов Rb, случайно расположенных в кубическом объеме лазерного возбуждения с линейным размером L , при различных отстройках от резонанса Фёрстера Δ и ширине линии лазерного излучения $\Gamma = 1$ МГц.

В качестве примера на рис.5 приведены те же самые спектры одно- и двухатомного лазерного возбуждения, что и на рис.3, но при введении в теоретическую модель флуктуаций частоты лазерного излучения, имеющих гауссово распределение с шириной на полувысоте $\Gamma = 1$ МГц. В отличие от рис.3, спектры усредняются не только по 1000 случайных расположений двух атомов в объеме возбуждения, но и по 1000 случайных значений частоты в пределах ширины линии. В результате на рис.5 можно видеть полное исчезновение осцилляций Раби, хотя эффект дипольной блокады при этом сохраняется. Теперь при $\Delta = +60$ МГц минимальное значение P_2 составляет 0.004, однако значение P_1 равно всего лишь 0.32 (рис.5,и). При $\Delta = 0$ имеем $P_2 = 0.0004$ и $P_1 = 0.33$ (рис.5,к). Это является следствием того, что для такой ширины линии реализуется некогерентное возбуждение коллективных состояний [13, 19], при котором вероятность одноатомного возбуждения в условиях дипольной блокады никогда не достигает 1 и осуществить квантовые операции с высокой точностью практически невозможно. Ситуацию может несколько улучшить увеличение частоты Раби, однако при некогерентном возбуждении вероятность P_1 все равно выйдет на насыщение и не превысит 0.5.

В связи с этим возникает закономерный вопрос о том, какая ширина линии приемлема при выполнении квантовых операций на основе дипольной блокады в ридберговских атомах. Например, наши теоретические расчеты для $\Gamma = 0.1$ МГц показали, что получаемые спектры визуально практически не отличаются от спектров на рис.3,и,к и контраст осцилляций Раби уменьшается незначительно. Однако при $\Delta = +60$ МГц получаем $P_2 = 0.014$ и $P_1 = 0.95$, а при $\Delta = 0$ имеем $P_2 = 0.001$ и $P_1 = 0.96$. Таким образом, по сравнению с рис.3 значения P_2 практически не изменились, но значения P_1 уменьшились на 4%–5%. Настолько же уменьшится и точность квантовых операций. Такая точность неприемлема, т. к. квантовые вычисления с коррекцией ошибок требуют точности отдельных квантовых операций выше 99% [12].

В результате расширенного численного моделирования нами были найдены зависимости от ширины линии Γ вероятностей одноатомного (P_1) и двухатомного (P_2) возбуждения ридберговского состояния $120P_{3/2}$ прямоугольным лазерным импульсом длительностью 2 мкс с частотой Раби $\Omega = 0.177$ МГц при L , равном 10 или 20 мкм, и отстройке от резонанса Фёрстера Δ , равной 0 или +60 МГц (рис.6). Наихудшая ситуация наблюдается для $L = 20$ мкм и $\Delta = +60$ МГц: даже при нулевой ширине линии вероятность P_1 не превышает 0.92, а P_2 находится на уровне 0.1. Для того же Δ при $L = 10$ мкм ситуация улучшается: $P_1 \approx 0.97$, а $P_2 \approx 0.02$. Наилучшие результаты получаются для $\Delta = 0$: при $L = 20$ мкм вероятность P_1 увеличивается до 0.98, а P_2 уменьшается до 0.01, при $L = 10$ мкм имеем $P_1 = 0.999$ и $P_2 = 0.001$.

Зависимости на рис.6 имеют пороговый характер, причем пороги заметно различаются для P_1 и P_2 при используемых параметрах лазерного импульса. Значение P_1 начинает снижаться при ширине линии свыше 10–20 кГц, в то время как для P_2 порог возникает при 100 кГц. Это говорит о том, что наиболее чувствительной к ширине линии оказывается величина P_1 , на которую и следует ориентироваться при оценке точности квантовых операций на основе дипольной блокады. Таким образом, для рассматриваемых условий предельная ширина линии не должна превышать 10 кГц, что требует специальных мер

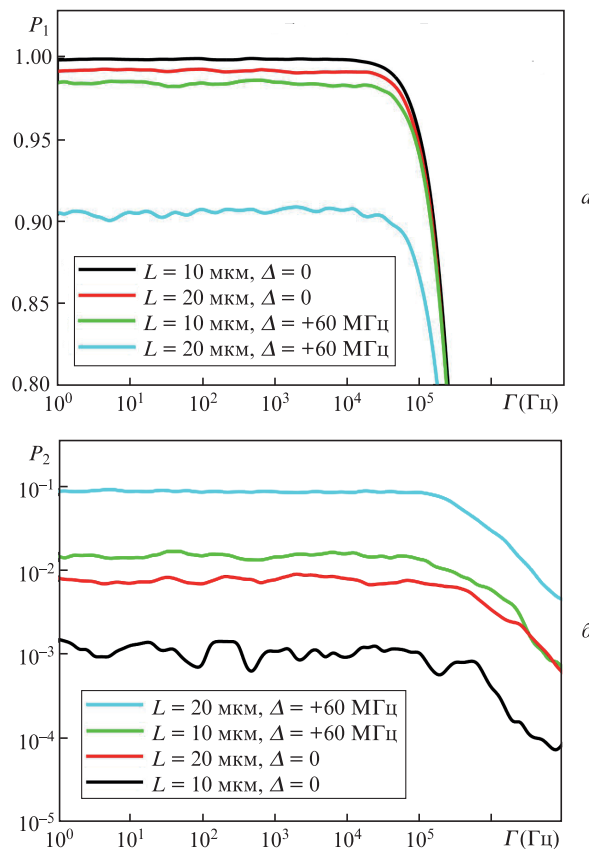


Рис.6. Расчетные зависимости от ширины линии Γ вероятностей одноатомного (а) и двухатомного (б) возбуждения ридберговского состояния $120P_{3/2}$ прямоугольным лазерным импульсом длительностью 2 мкс с частотой Раби $\Omega = 0.177$ МГц для двух атомов Rb, случайно расположенных в кубическом объеме лазерного возбуждения.

для стабилизации частоты большинства современных твердотельных перестраиваемых лазеров, имеющих в режиме свободной генерации ширину линии порядка 0.1–1 МГц. Аналогичные выводы на основе проведенных экспериментов были представлены и в ряде работ других авторов [23–26].

Можно сделать общий вывод, заключающийся в том, что для достижения высокой точности дипольной блокады должно соблюдаться условие $\Gamma/(2\pi) \ll 1/\tau$, т. е. техническая ширина линии должна быть много меньше фурьеширины спектра лазерного импульса. Поэтому, если в экспериментах нет возможности уменьшить ширину линии лазерного излучения, можно использовать более короткие лазерные импульсы, увеличив при этом частоту Раби. Однако тогда может возникнуть необходимость в более сильном взаимодействии ридберговских атомов за счет уменьшения среднего расстояния между ними.

6. Заключение

В настоящей работе теоретически исследовано влияние эффекта дипольной блокады на спектры лазерного возбуждения мезоскопических ансамблей ридберговских атомов. В большинстве других работ на эту тему особенности изменения спектров лазерного возбуждения в условиях полной или частичной дипольной блокады не обсуждались. В то же время они могут нести дополнительную информацию о степени полноты блокады и влияния

на нее различных факторов. По результатам проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

Во-первых, ридберговские атомы испытывают либо резонансное диполь-дипольное взаимодействие, либо нерезонансное взаимодействие Ван-дер-Ваальса. Переход от одного типа взаимодействия к другому может быть описан посредством резонансов Фёрстера, управляемых электрическим полем. Мы рассмотрели пример такого резонанса для высокого ридберговского состояния $120P_{3/2}$ в атомах Rb. Обнаружено, что дефект энергии этого резонанса (+60 МГц в отсутствие электрического поля) существенно влияет на точность дипольной блокады, уменьшая ее примерно на порядок. Поэтому, несмотря на техническую сложность использования управляющих электрических полей в экспериментах с ультрахолодными атомами, для увеличения точности рекомендуется применять только резонансное диполь-дипольное взаимодействие ридберговских атомов с нулевым дефектом энергии резонанса Фёрстера, что достигается приложением комбинации постоянного и радиочастотного электрических полей.

Во-вторых, увеличение числа атомов в мезоскопическом ансамбле приводит к существенному изменению спектров по сравнению со спектрами для двух атомов. Тем не менее мы показали, что и в случае трех атомов в ансамбле возможно достижение режима полной дипольной блокады при резонансном диполь-дипольном взаимодействии, хотя и с некоторым уменьшением ее точности. Это позволяет реализовать различные схемы квантовых вычислений для так называемых суператомов, в которых кубиты представлены не одиночными атомами, а мезоскопическими атомными ансамблями.

В-третьих, точность дипольной блокады сильно зависит от ширины линии возбуждающего лазерного излучения. Несмотря на то что сам эффект блокады сохраняется, при увеличении ширины линии замирают осцилляции Раби и значительно уменьшаются вероятности лазерного возбуждения. При этом зависимость точности от ширины линии имеет пороговый характер. Мы показали, что для лазерных импульсов длительностью 2 мкс необходимо иметь ширину линии менее 10 кГц, что требует специальных мер для стабилизации частоты излучения большинства лазеров.

Работа была поддержана грантами РФФИ № 19-52-15010 (в части анализа резонансов Фёрстера) и 17-02-00987 (в части применений в квантовой информатике), грантом РНФ № 18-12-00313 (в части анализа дипольной

блокады) и Новосибирским государственным университетом.

- Gallagher T.F. *Rydberg Atoms* (Cambridge: Cambridge University Press, 1994).
- Saffman M., Walker T.G., Mølmer K. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 2313 (2010).
- Рябцев И.И., Бетеров И.И., Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Якшина Е.А. *УФН*, **182**, 206 (2016) [*Phys. Usp.*, **59**, 196 (2016)].
- Jaksh D., Cirac J.I., Zoller P., Rolston S.L., Cote R., Lukin M.D. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2208 (2000).
- Beterov I.I., Saffman M., Yakshina E.A., Tretyakov D.B., Entin V.M., Bergamini S., et al. *Phys. Rev. A*, **94**, 062307 (2016).
- Beterov I.I., Hamzina G.N., Yakshina E.A., Tretyakov D.B., Entin V.M., Ryabtsev I.I. *Phys. Rev. A*, **97**, 032701 (2018).
- Бетеров И.И., Хамзина Г.Н., Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Якшина Е.А., Рябцев И.И. *Квантовая электроника*, **48** (5), 453 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (5), 453 (2018)].
- Lukin M.D., Fleischhauer M., Cote R., Duan L.M., Jaksch D., Cirac J.I., Zoller P. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 037901 (2001).
- Isenhower L., Urban E., Zhang X.L., Gill A.T., Henage T., Johnson T.A., Walker T.G., Saffman M. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 010503 (2010).
- Wilk T., Gaetan A., Evellin C., Wolters J., Miroshnichenko Y., Grangier P., Browaeys A. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 010502 (2010).
- Comparat D., Pillet P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **27**, A208 (2010).
- Saffman M. *J. Phys. B*, **49**, 202001 (2016).
- Якшина Е.А., Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Бетеров И.И., Рябцев И.И. *Квантовая электроника*, **48** (10), 886 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (10), 886 (2018)].
- Ryabtsev I.I., Tretyakov D.B., Beterov I.I., Entin V.M., Yakshina E.A. *Phys. Rev. A*, **82**, 053409 (2010).
- Yakshina E.A., Tretyakov D.B., Beterov I.I., Entin V.M., Andreeva C., Cini A., Markovski A., Iftikhar Z., Ekers A., Ryabtsev I.I. *Phys. Rev. A*, **94**, 043417 (2016).
- Tretyakov D.B., Entin V.M., Yakshina E.A., Beterov I.I., Andreeva C., Ryabtsev I.I. *Phys. Rev. A*, **90**, 041403(R) (2014).
- Kamenski A.A., Manakov N.L., Mokhnenko S.N., Ovsiannikov V.D. *Phys. Rev. A*, **96**, 032716 (2017).
- Beterov I.I., Ryabtsev I.I., Tretyakov D.B., Entin V.M. *Phys. Rev. A*, **79**, 052504 (2009).
- Энтин В.М., Якшина Е.А., Третьяков Д.Б., Бетеров И.И., Рябцев И.И. *ЖЭТФ*, **143** (5), 831 (2013) [*JETP*, **116**, 721 (2013)].
- Kamenski A.A., Ovsiannikov V.D. *J. Phys. B*, **47**, 095002 (2014).
- Stanojevic J., Côté R. *Phys. Rev. A*, **80**, 033418 (2009).
- Beterov I.I., Saffman M., Yakshina E.A., Tretyakov D.B., Entin V.M., Hamzina G.N., Ryabtsev I.I. *J. Phys. B*, **49**, 114007 (2016).
- Levine H., Keesling A., Omran A., Bernien H., Schwartz S., Zibrov A.S., Endres M., Greiner M., Vuletić V., Lukin M.D. *Phys. Rev. Lett.*, **121**, 123603 (2018).
- Léséleuc S., Barredo D., Lienhard V., Browaeys A., Lahaye T. *Phys. Rev. A*, **97**, 053803 (2018).
- Sautenkov V.A., Saakyan S.A., Bobrov A.A., Vilshanskaya E.V., Zelener B.B., Zelener B.V. *J. Opt. Soc. Am. B*, **35**, 1546 (2018).
- Saakyan S.A., Sautenkov V.A., Zelener B.B. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **946**, 012128 (2018).