

# Адиабатические процессы с сохранением фазы для выполнения квантовых операций с ультрахолодными атомами

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

*Детально исследованы режимы детерминированного адиабатического возбуждения одиночного ридберговского атома в условиях дипольной блокады и методы компенсации набега динамической фазы волновой функции при адиабатическом прохождении резонансов. Предложены схемы однокубитовых и двухкубитовых квантовых операций, которые позволяют реализовать квантовые вычисления с кубитами на основе мезоскопических атомных ансамблей, содержащих случайное число атомов. Двойное адиабатическое прохождение резонансов Фёрстера во взаимодействующих ридберговских атомах с детерминированным фазовым сдвигом может быть использовано для реализации двухкубитовых операций с уменьшенной чувствительностью к флуктуациям межатомного расстояния, снижающим точность операций.*

**Ключевые слова:** ридберговские атомы, квантовые вычисления, адиабатическое прохождение.

## 1. Введение

Экспериментальная реализация квантовых вычислений – одна из наиболее интересных проблем современной физики [1]. Целый ряд квантовых систем может быть рассмотрен в качестве кубитов. В последнее время значительный прогресс был достигнут в квантовой информатике при использовании сверхпроводящих кубитов [2,3] и ультрахолодных ионов [4, 5]. Вместе с тем масштабирование таких систем на большое число кубитов ( $10^3$ – $10^4$ ) – достаточно сложная задача. Перспективной альтернативой в этом плане являются оптические решетки ультрахолодных нейтральных атомов, которые удовлетворяют всем критериям Ди Винченцо для кубитов квантового компьютера [6–8]. В качестве логических состояний таких кубитов используются долгоживущие сверхтонкие подуровни основного состояния атомов щелочных металлов [9, 10]. Для получения квантового регистра произвольного масштаба атомы захватываются в массивы оптических дипольных ловушек [11, 12]. Для инициализации регистра применяется оптическая накачка на один из сверхтонких подуровней. Однокубитовые вентили реализуются при взаимодействии атомов с микроволновым или лазерным излучением с индивидуальной адресацией к отдельным

атомам в ловушках [13]. Для реализации двухкубитовых вентилей атомы одновременно возбуждаются в ридберговские состояния, что позволяет управлять их взаимодействием и получать в результате квантово-перепутанные состояния кубитов [10, 14, 15]. Измерение квантового состояния атома может быть эффективно реализовано с использованием резонансной флуоресценции (для атомов в короткоживущих низких состояниях) или селективной полевой ионизации (для атомов в долгоживущих ридберговских состояниях) [7, 16].

В последнее время были достигнуты значительные успехи в экспериментальной реализации квантовых регистров, содержащих 50–100 одиночных ультрахолодных атомов в узлах оптической решетки [11, 12]. В качестве альтернативы можно рассматривать кубиты на основе массивов атомных ансамблей (так называемых суператомов), преимущество которых – меньшая чувствительность к потерям отдельных захваченных атомов [7, 14]. Квантовые регистры с холодными атомами схематически изображены на рис.1,а. Двухкубитовые вентили с ультрахолодными атомами были успешно реализованы в эксперименте [15], при этом использовался эффект дипольной блокады [14]: взаимодействие атомов друг с другом вызывает сдвиг коллективных уровней энергии системы из двух близкорасположенных атомов (рис.1,б), и «выводит» такие уровни из резонанса с возбуждающим лазерным излучением. Это обуславливает невозможность одновременного возбуждения двух близкорасположенных ридберговских атомов и позволяет создать перепутанные состояния двух атомов. Эффект дипольной блокады может быть использован как для реализации двухкубитовых вентилей с одиночными атомами, так и для записи квантовой информации в коллективные состояния мезоскопического атомного ансамбля (рис.1,в). Такой ансамбль в режиме дипольной блокады представляет собой двухуровневую систему, где основное состояние соответствует всем атомам, находящимся на нижнем уровне, а возбужденное состояние является симметричной суперпозицией всех возможных состояний, в которой только один атом в ансамбле возбужден в ридберговское состояние. Частота

**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. Карла Маркса, 20; e-mail: beterov@isp.nsc.ru

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

**Г.Н.Хамзина.** Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630073 Новосибирск, просп. Карла Маркса, 20

Поступила в редакцию 9 марта 2017 г.

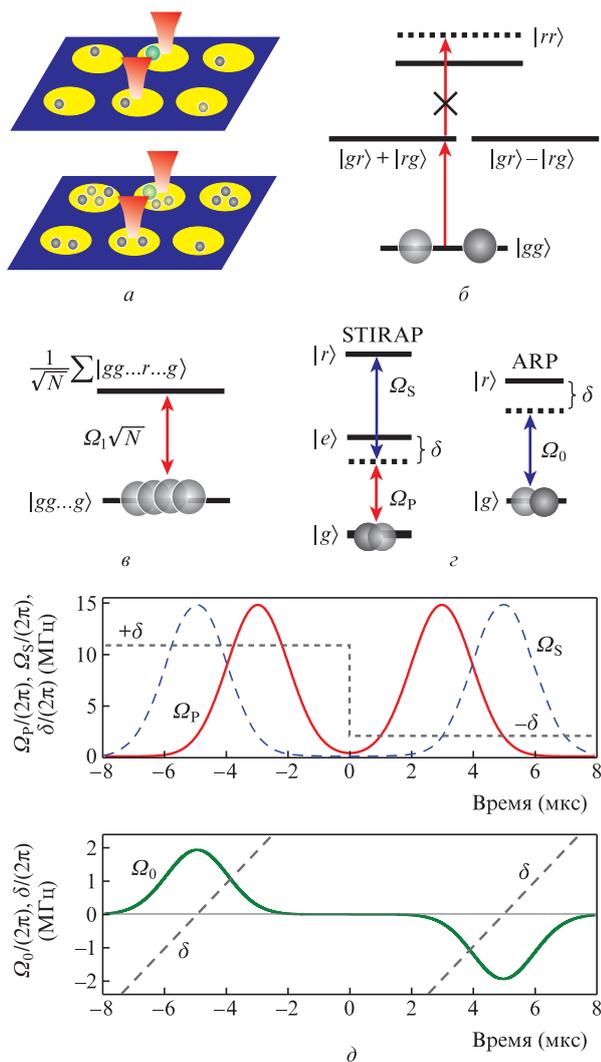


Рис.1. Схема квантового регистра на основе массива оптических дипольных ловушек с одиночными атомами (вверху) или атомными ансамблями (внизу) в каждом узле (а), коллективные уровни энергии двух взаимодействующих атомов (б), мезоскопический ансамбль из  $N$  атомов, взаимодействующий с лазерным излучением в режиме дипольной блокады, рассматриваемый как двухуровневая система с зависящей от числа атомов частотой коллективных осцилляций Раби (в), схема уровней энергии для двухфотонного (STIRAP) и однофотонного (ARP) адиабатического прохождения резонансов (г) и двойная адиабатическая последовательность лазерных импульсов с сохранением фазы для двухфотонного (вверху) и однофотонного (внизу) адиабатического прохождения (д).

коллективных осцилляций Раби в таком ансамбле в  $\sqrt{N}$  раз превышает частоту Раби при лазерном возбуждении одного атома ( $N$  – число атомов в ансамбле). Это делает точность квантовых операций чувствительной к флуктуациям числа атомов в ансамбле.

Основным препятствием для реализации квантовых вычислений с нейтральными атомами является низкая точность двухкубитовых вентилях, которая не превышает 0.73 [17]. В связи с этим большой интерес представляют схемы двухкубитовых операций с уменьшенной чувствительностью к флуктуациям параметров в эксперименте. Мы разработали ряд схем квантовых вентилях с ультралохотными нейтральными атомами на основе двойного адиабатического прохождения с сохранением фазы коллективной волновой функции [18–20]. В настоящей работе мы рассматриваем особенности двойных адиабатиче-

ских последовательностей при однофотонном быстром адиабатическом прохождении (adiabatic rapid passage, ARP) и двухфотонном стимулированном рамановском адиабатическом прохождении (stimulated raman adiabatic passage, STIRAP) оптических резонансов возбуждения в ридберговские состояния, а также при адиабатическом прохождении резонансов Фёрстера во взаимодействующих ридберговских атомах [21–26].

## 2. Детерминированное возбуждение одиночных атомов в режиме дипольной блокады и двойные адиабатические последовательности управляющих импульсов

Несмотря на то что эффект дипольной блокады делает невозможным возбуждение более чем одного ридберговского атома в мезоскопическом ансамбле, флуктуации числа атомов, первоначально захваченных в оптическую дипольную ловушку, не позволяют подобрать «площадь» возбуждения одним лазерным импульсом, необходимую для когерентного возбуждения одного ридберговского атома с вероятностью, близкой к единице (лазерный  $\pi$ -импульс). В нашей работе [27] было показано, что в мезоскопическом ансамбле сильно взаимодействующих ридберговских атомов в режиме дипольной блокады может быть реализовано детерминированное адиабатическое возбуждение одиночного ридберговского атома независимо от числа атомов в ансамбле. Для этого нами было рассмотрено однофотонное и двухфотонное адиабатическое прохождение оптического резонанса. Схемы уровней показаны на рис.1,г. При однофотонном ARP используются импульсы с таким chirпом частоты, что за время действия лазерного импульса отстройка от резонанса  $\delta(t)$  меняет знак. При STIRAP используется два частично перекрывающихся лазерных импульса, действующие в обратной последовательности на переходах  $|e\rangle \rightarrow |r\rangle$  и  $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$  [28], где  $|g\rangle$  – основное,  $|e\rangle$  – промежуточное возбужденное и  $|r\rangle$  – ридберговское состояния. Частоты излучения двух лазеров должны быть настроены на точный двухфотонный резонанс и иметь постоянную отстройку от промежуточного возбужденного уровня  $\delta$ .

Для реализации квантовых вентилях с атомными ансамблями мы предлагаем использовать двойные адиабатические последовательности импульсов, схематически изображенные на рис.1,д. Это позволяет компенсировать нежелательный динамический фазовый сдвиг коллективных состояний, накопленный после первой адиабатической последовательности. При двухфотонном адиабатическом прохождении между двумя последовательностями переключается знак отстройки с  $+\delta$  на  $-\delta$ , а при однофотонном адиабатическом прохождении для второго импульса изменяется знак частоты Раби, что соответствует фазовому сдвигу лазерного импульса на  $\pi$ .

Мы обнаружили, что для мезоскопических атомных ансамблей в зависимости от величины отстройки от промежуточного состояния  $\delta$  существенно изменяется режим двухфотонного адиабатического прохождения. В частности, когда  $\delta = 0$ , при взаимодействии одного атома с лазерным излучением происходит его возбуждение в ридберговское состояние  $|r\rangle$ . Для ансамбля из двух взаимодействующих атомов в режиме дипольной блокады ситуация кардинально меняется: по окончании адиабатического прохождения не остается ни одного атома в ридбергов-

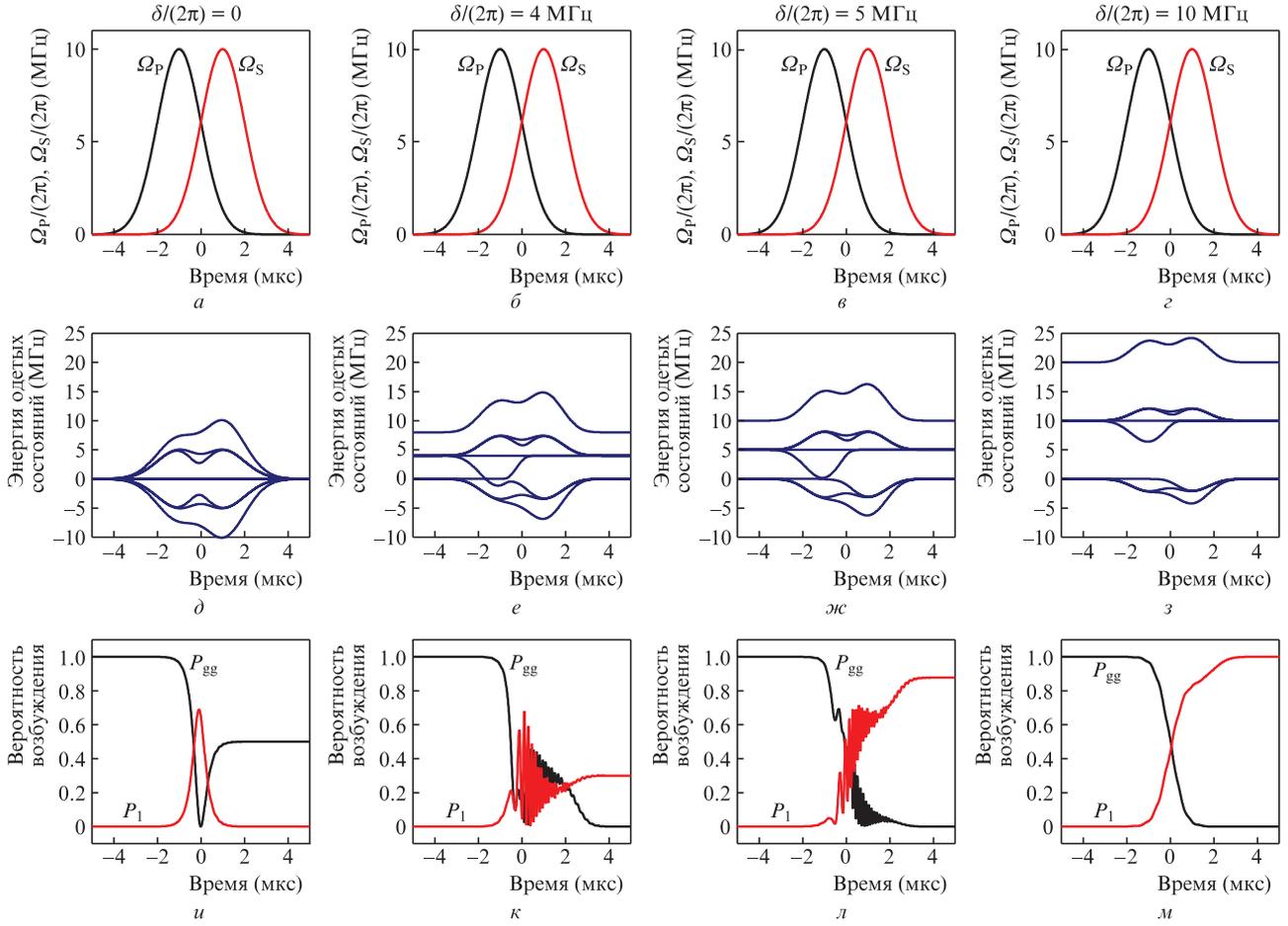


Рис.2. Временные последовательности лазерных импульсов при STIRAP ( $a-d$ ), собственные значения гамильтониана для системы из двух атомов, взаимодействующих с лазерным излучением в режиме дипольной блокады ( $e-h$ ), а также численно рассчитанные вероятности  $P_{gg}$  нахождения двух атомов в основном состоянии и вероятности  $P_1$  возбуждения одного ридберговского атома в режиме дипольной блокады ( $i-m$ ) для различных значений отстройки от промежуточного состояния  $\delta/(2\pi)$ .

ском состоянии [29]. Для объяснения данного эффекта рассмотрим взаимодействие ансамбля атомов с лазерным излучением в режиме дипольной блокады.

Сначала рассмотрим один атом с уровнями энергии  $|g\rangle$ ,  $|e\rangle$  и  $|r\rangle$  (рис.1,з). Пусть  $\Omega_P(t)$  – частота Раби для перехода  $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ , а  $\Omega_S(t)$  – частота Раби для перехода  $|e\rangle \rightarrow |r\rangle$ . В условиях точного двухфотонного резонанса гамильтониан для трехуровневой системы может быть записан следующим образом [29, 30]:

$$\hat{H}_{\text{STIRAP}}(t) = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_P(t) & 0 \\ \Omega_P(t) & 2\delta(t) & \Omega_S(t) \\ 0 & \Omega_S(t) & 0 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Его собственные значения  $\omega_d = 0$  и  $\omega_{a,b} = \pm(\hbar/2)[\delta^2(t) + \Omega_P^2(t) + \Omega_S^2(t)]^{1/2}$ . Собственное значение  $\omega_d = 0$  соответствует «темному» состоянию  $|D\rangle = \cos\theta(t)|g\rangle - \sin\theta(t)|r\rangle$ , где  $\theta(t)$  – угол смешивания ( $\tan\theta(t) = \Omega_P(t)/\Omega_S(t)$ ), откуда можно найти, что  $\cos\theta(t) = \Omega_S(t)/\sqrt{\Omega_S^2(t) + \Omega_P^2(t)}$  и  $\sin\theta(t) = \Omega_P(t)/\sqrt{\Omega_S^2(t) + \Omega_P^2(t)}$ .

Рассмотрим динамику населенностей состояний в течение интервала времени  $(-T, T)$ , где  $T = 5$  мкс для гауссовых лазерных импульсов (рис.2,а-г) с частотами Раби

$$\begin{aligned} \Omega_S(t) &= \Omega_0 \exp[(t - t_1)^2/(2w^2)], \\ \Omega_P(t) &= \Omega_0 \exp[(t - t_2)^2/(2w^2)]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $t_1 = -1$  мкс;  $t_2 = 1$  мкс,  $w = 1$  мкс;  $\Omega_0/(2\pi) = 10$  МГц (эти величины соответствуют типичным значениям для экспериментов с ридберговскими атомами). Первоначально имеем  $\cos\theta(t = -T) = 1$ ,  $\sin\theta(t = -T) = 0$ , а основное состояние  $|g\rangle$  одновременно является и темным состоянием  $|D\rangle$ . Во время адиабатического прохождения резонанса система остается в темном состоянии. Однако после его окончания изменяется угол смешивания:  $\cos\theta(t = T) = 0$ ,  $\sin\theta(t = T) = 1$ , что соответствует полному переходу атома в состояние  $|r\rangle$ .

Теперь рассмотрим гамильтониан для двух трехуровневых атомов в режиме дипольной блокады, который записан для восьми коллективных состояний квазимолекулы –  $|gg\rangle$ ,  $|ge\rangle$ ,  $|gr\rangle$ ,  $|eg\rangle$ ,  $|ee\rangle$ ,  $|er\rangle$ ,  $|rg\rangle$ ,  $|re\rangle$ , состоящей из двух взаимодействующих атомов:

$$\hat{H}_{2\text{STIRAP}}(t) = \frac{\hbar}{2} \times \begin{pmatrix} 0 & \Omega_P(t) & 0 & \Omega_P(t) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \Omega_P(t) & 2\delta(t) & \Omega_S(t) & 0 & \Omega_P(t) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Omega_S(t) & 0 & 0 & 0 & \Omega_P(t) & 0 & 0 \\ \Omega_P(t) & 0 & 0 & 2\delta(t) & \Omega_P(t) & 0 & \Omega_S(t) & 0 \\ 0 & \Omega_P(t) & 0 & \Omega_P(t) & 4\delta(t) & \Omega_S(t) & 0 & \Omega_S(t) \\ 0 & 0 & \Omega_P(t) & 0 & \Omega_S(t) & 2\delta(t) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_S(t) & 0 & 0 & 0 & \Omega_P(t) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \Omega_S(t) & 0 & \Omega_P(t) & 2\delta(t) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Здесь мы учли эффект дипольной блокады, исключив из рассмотрения коллективное состояние  $|rr\rangle$ , которое соответствует двум одновременно возбужденным ридберговским атомам. Численно рассчитанные собственные значения гамильтониана (3) для лазерных импульсов, описываемых уравнением (2), приведены на рис.2,*д-з* для четырех значений отстройки от промежуточного состояния:  $\delta/(2\pi) = 0, 4, 5$  и  $10$  МГц. Численно рассчитанные зависимости от времени населенностей основного состояния и коллективного состояния, содержащего один ридберговский атом, приведены на рис.2,*и-м*. Если отстройка от промежуточного состояния  $\delta/(2\pi) = 0$ , то существует темное состояние, соответствующее равной нулю собственной энергии (рис.2,*д*). После окончания адиабатического прохождения система остается в темном состоянии, при этом вероятность найти какой-либо из атомов в ридберговском состоянии равна нулю (рис.2,*и*). Такие состояния детально рассмотрены в [29]. В работе [31] было показано, что в отсутствие фазовых сдвигов между лазерными импульсами при STIRAP геометрическая фаза равна нулю. Таким образом, достаточно исследовать влияние динамической фазы.

Для ненулевой отстройки от промежуточного состояния нет ни одного собственного состояния с равной нулю энергией. Переход к возбуждению одиночного ридбер-

говского атома происходит в окрестности  $\delta/(2\pi) = 5$  МГц (рис.2,*к, л*). Для  $\delta/(2\pi) = 10$  МГц наблюдается детерминированное одноатомное возбуждение (рис.2,*и*).

Отсутствие темного состояния на рис.2,*з* приводит к накоплению динамической фазы за время адиабатического прохождения. Эта фаза чувствительна к частотам Раби и числу атомов в ансамбле, что нежелательно для квантовой информатики с мезоскопическими атомными ансамблями. В наших предыдущих работах мы обнаружили, что переключение знака отстройки от резонанса с промежуточным состоянием между двумя адиабатическими последовательностями позволяет устранить данный нежелательный набег фазы [18–20]. Это может быть объяснено следующим образом: рассмотрим двойную адиабатическую последовательность импульсов для интервала  $(-T, T)$  при  $T = 10$  мкс (рис.3,*а, б*) с частотами Раби:

$$\begin{aligned} \Omega_S(t) &= \Omega_0 \exp[(t - t_1)^2/(2w^2)] + \Omega_0 \exp[(t + t_1)^2/(2w^2)], \\ \Omega_P(t) &= \Omega_0 \exp[(t - t_2)^2/(2w^2)] + \Omega_0 \exp[(t + t_2)^2/(2w^2)], \end{aligned} \tag{4}$$

где  $\Omega_0/(2\pi) = 10$  МГц;  $t_1 = -6$  мкс;  $t_2 = -4$  мкс. Отстройка от промежуточного возбужденного состояния  $\delta(t)/(2\pi)$  постоянна для левой колонки на рис.3 и составляет 10 МГц. Для правой колонки на рис.3 знак отстройки меняется на

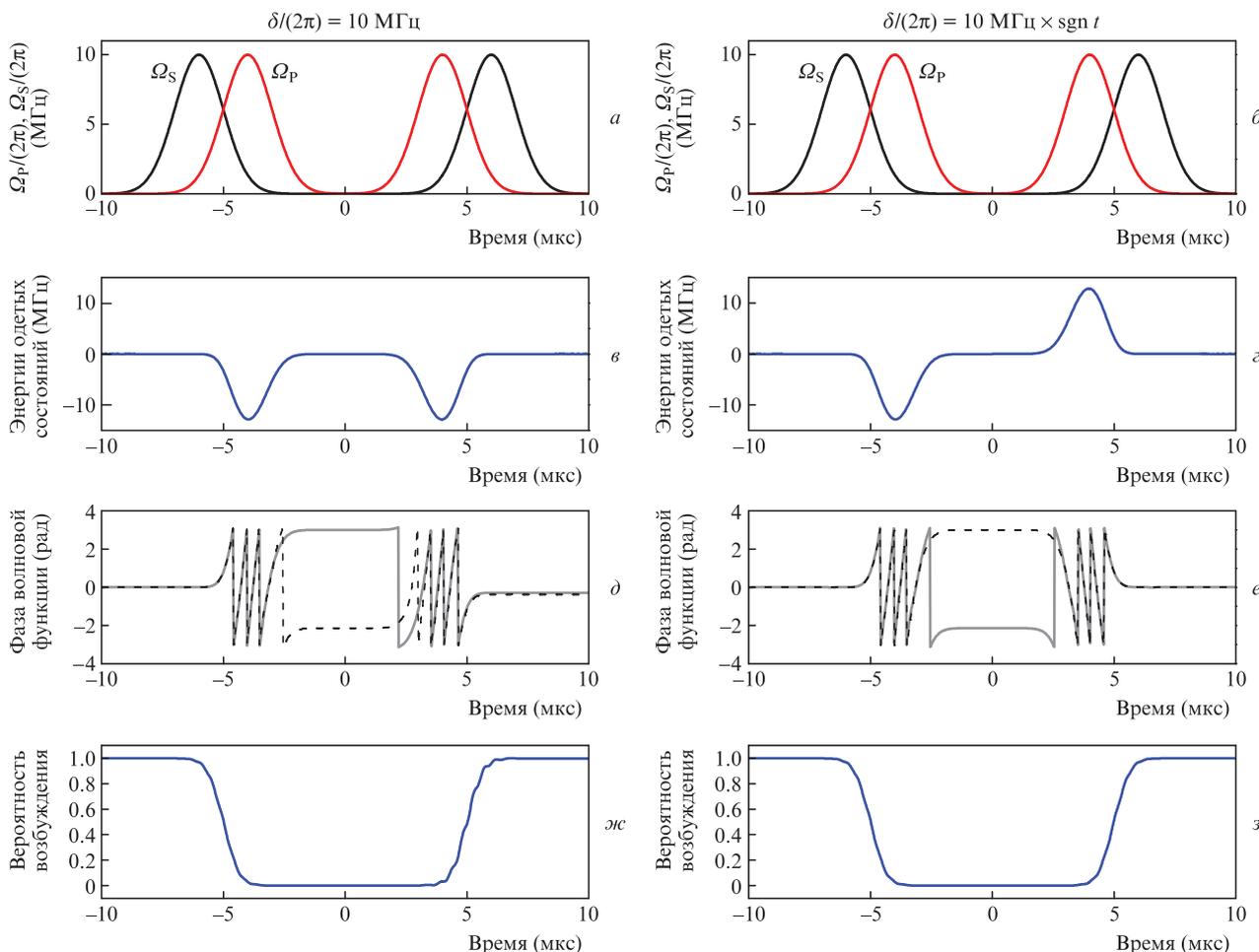


Рис.3. Последовательности лазерных импульсов при двойном адиабатическом прохождении (*а, б*), зависимости от времени собственных значений гамильтониана системы двух взаимодействующих атомов для одетого состояния, соответствующего начальному основному состоянию системы  $|gg\rangle$  (*в, з*), численно рассчитанные зависимости фазы коллективного состояния  $|gg\rangle$  от времени (сплошные кривые) и результаты расчетов в адиабатическом приближении (штриховые кривые) (*д, е*), а также численно рассчитанные зависимости населенности основного состояния  $|gg\rangle$  от времени (*ж, з*) для двух отстроек от промежуточного состояния  $\delta/(2\pi)$ .

противоположный между двумя последовательностями:  $\delta(t)/(2\pi) = 10 \text{ МГц} \times \text{sgn } t$ . Численно рассчитанная собственная энергия  $E(t)/(2\pi\hbar)$  для гамильтониана (1), соответствующая начальному состоянию системы  $|gg\rangle$ , показана на рис.3,б (отстройка постоянна) и рис.3,з (отстройка меняет знак). Численно рассчитанные временные зависимости фазы основного состояния  $|gg\rangle$  и фазы в адиабатическом приближении

$$\arg\left[\exp\left(-\frac{i}{\hbar}\int_{-T}^t E(t')dt'\right)\right]$$

показаны на рис.3,д,е. Наблюдается хорошее согласие с адиабатическим приближением в области, где амплитуда вероятности заселения основного состояния отличается от нуля. Динамика населенностей, представленная на рис.3,ж,з, не изменяется с переключением знака отстройки.

При двойном быстром адиабатическом возбуждении с использованием chirпированных лазерных импульсов (рис.4), мы обнаружили два режима детерминированного накопления динамической фазы. Если знак частоты Раби не изменяется (левая колонка на рис.4), то фазовый сдвиг также детерминирован и равен  $\pi$ . При переключении знака частоты Раби в промежутке между импульсами (правая колонка на рис.4), происходит компенсация динамической фазы, точно так же, как и при двухфотонном быстром адиабатическом прохождении со сменой знака отстройки от резонанса. Фазовая динамика двухуровневой системы была рассмотрена нами в работе [21]. Гамильтониан двухуровневого атома, взаимодействующего с chirпированным лазерным импульсом, может быть записан следующим образом [30, 32]:

$$\hat{H}_{\text{chirp}}(t) = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_0(t) \\ \Omega_0(t) & 2\delta(t) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Его собственные значения

$$\frac{\hbar}{2} \Omega_{\pm} = \frac{\hbar}{2} [\delta(t) \pm \sqrt{\Omega_0^2(t) + \delta^2(t)}],$$

а собственные состояния – это полуклассические «одетые» состояния

$$\begin{aligned} |I(t)\rangle &= \cos\theta(t)|g\rangle - \sin\theta(t)|r\rangle, \\ |II(t)\rangle &= \sin\theta(t)|g\rangle + \cos\theta(t)|r\rangle. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $\theta(t)$  – зависящий от времени угол смешивания, для которого выполняется условие  $\tan[2\theta(t)] = \Omega_0(t)/\delta(t)$ . Волновая функция атома в базисе одетых состояний может быть представлена как суперпозиция:  $|\psi\rangle = \tilde{c}_1(t)|I(t)\rangle + \tilde{c}_2(t)|II(t)\rangle$ , а гамильтониан имеет диагональную форму:

$$\hat{H}_d(t) = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \Omega_-(t) & 0 \\ 0 & \Omega_+(t) \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Решение уравнения Шрёдингера  $i\hbar\dot{\tilde{c}} = \hat{H}_d\tilde{c}$  дает

$$\begin{aligned} \tilde{c}_1(t) &= \tilde{c}_1(0)\exp\left[-\frac{i}{2}\int_0^t \Omega_-(t)dt\right], \\ \tilde{c}_2(t) &= \tilde{c}_2(0)\exp\left[-\frac{i}{2}\int_0^t \Omega_+(t)dt\right]. \end{aligned} \quad (8)$$

Рассмотрим двойную адиабатическую последовательность импульсов, которая начинается при  $t = 0$ . Исходная положительная отстройка от резонанса  $\delta(t = 0) > 0$  отвечает  $\theta(t = 0) = 0$ . Система первоначально находится в состоянии  $|g\rangle$ , что соответствует одетому состоянию  $|I(t)\rangle$  с амплитудой вероятности  $\tilde{c}_1(t = 0) = 1$ . После первого адиабатического прохождения имеем  $\delta(T) < 0$  и  $\theta(T) = \pi/2$ , а атом возбуждается в состояние  $-|r\rangle$ , при этом накопленная динамическая фаза состояния  $|I(t)\rangle$  равна

$$-\frac{1}{2}\int_0^T \Omega_-(t)dt.$$

Для второй адиабатической последовательности определим угол смешивания штрихом. Начальные условия для этой последовательности таковы: положительная отстройка от резонанса  $\delta(t = T) > 0$  и, следовательно, угол смешивания  $\theta'(T) = 0$ . Система первоначально находится в состоянии  $|2\rangle$ , что соответствует одетому состоянию  $|II(t)\rangle$ . После второй адиабатической последовательности угол смешивания  $\theta'(2T) = \pi/2$ . Для условий рис.3,а накопленная за обе последовательности динамическая фаза

$$-\frac{1}{2}\left(\int_0^T \Omega(t)dt + \int_T^{2T} \Omega_+(t)dt\right) = 0.$$

Учитывая знак состояния  $-|r\rangle$ , возбужденного после первого адиабатического прохождения, мы получаем конечное состояние атома  $-|g\rangle$ . Это соответствует возвращению атома в исходное состояние с накопленным фазовым сдвигом  $\pi$ .

Если мы переключим знак частоты Раби для второго импульса, то это будет соответствовать такому углу смешивания, для которого  $\tan[2\theta'(t)] = -\Omega_0(t)/\delta(t)$ . По окончании второго импульса угол смешивания  $\theta'(2T) = -\pi/2$ . Учитывая знак возбужденного после первого импульса состояния  $-|r\rangle$ , мы получаем конечное состояние системы  $|g\rangle$ . Таким образом, атом возвращается в исходное состояние без фазового сдвига.

Для иллюстрации рассмотренной выше модели мы численно рассчитали зависимость от времени для амплитуд вероятностей в случае двухуровневого атома, взаимодействующего с двумя chirпированными лазерными импульсами с частотами Раби  $\Omega_j(t) = \Omega_0 \exp[-(t - t_j)^2/(2w^2)]$  и отстройками  $\delta_j(t) = s_j(t - t_j)$ , где  $j = 1, 2$  (рис.4,а). Пиковая частота Раби  $\Omega_0/(2\pi) = 20 \text{ МГц}$ , наклон отстройки  $s_1/(2\pi) = -50 \text{ МГц/мкс}$ , ширина импульса  $w = 0.12 \text{ мкс}$ . Максимумы интенсивности достигаются в моменты времени  $t_1 = 0.5 \text{ мкс}$  и  $t_2 = 1.5 \text{ мкс}$ . Условия для рис.4,б аналогичны, но знак частоты Раби для второго импульса изменен на противоположный. Численно рассчитанные временные зависимости вероятности  $P_1$  нахождения атома в состоянии  $|g\rangle$  показаны на рис.4,в,г вместе с адиабатической зависимостью  $\cos^2\theta(t)$ . На рис.4,д,е приведены численно рассчитанные фазы амплитуд вероятностей состояния  $|g\rangle$  в сравнении с адиабатическим приближением. Наблюдается хорошее согласие результатов в области, где амплитуды вероятностей отличаются от нуля.

Далее рассмотрим фазовую динамику для быстрого адиабатического прохождения резонанса в ансамбле из двух взаимодействующих ридберговских атомов в режиме дипольной блокады. Гамильтониан для двух двухуровневых атомов, взаимодействующих с chirпированным

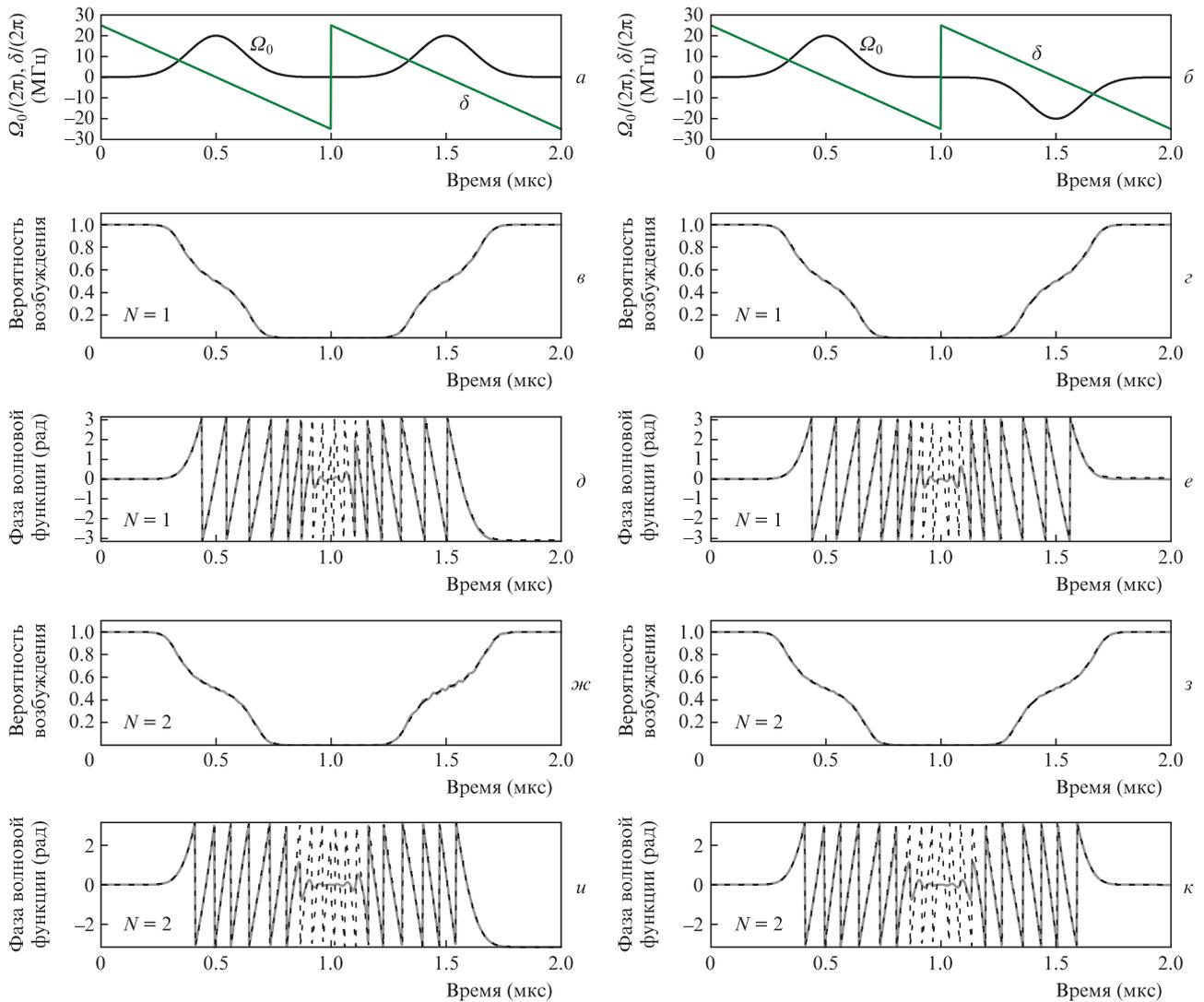


Рис.4. Зависимости от времени частоты Раби  $\Omega_0$  и отстройки  $\delta$  (а, б), численно рассчитанные временные зависимости населенности (в, з) и фазы амплитуды вероятности (д, е) основного состояния  $|g\rangle$  (сплошные кривые) в сравнении с результатами расчетов в адиабатическом приближении (штриховые кривые), а также численно рассчитанные временные зависимости населенности (ж, з) и фазы амплитуды вероятности (и, к) основного коллективного состояния системы из двух взаимодействующих атомов в режиме дипольной блокады  $|gg\rangle$  (сплошные кривые) в сравнении с результатами расчетов в адиабатическом приближении (штриховые кривые) при фазовом сдвиге, равном  $\pi$  для левой колонки и нулю для правой.

лазерным импульсом в режиме дипольной блокады, может быть записан следующим образом:

$$\hat{H}_{2\text{chirp}}(t) = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_0(t) & \Omega_0(t) \\ \Omega_0(t) & 2\delta(t) & 0 \\ \Omega_0(t) & 0 & 2\delta(t) \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Здесь мы учли коллективные состояния  $|gg\rangle$ ,  $|gr\rangle$ ,  $|rg\rangle$  и исключили состояние  $|rr\rangle$  вследствие дипольной блокады. Собственные значения такого гамильтониана –

$$\frac{\hbar}{2} [\delta(t) \pm \sqrt{2\Omega_0^2(t) + \delta^2(t)}] \text{ и } \hbar\delta(t).$$

Первоначальное состояние  $|gg\rangle$  соответствует собственному значению

$$\frac{\hbar}{2} [\delta(t) - \sqrt{2\Omega_0^2(t) + \delta^2(t)}].$$

Таким образом, динамика коллективных состояний двух взаимодействующих атомов в режиме дипольной блока-

ды сводится к описанной выше динамике двухуровневой системы заменой  $\Omega_0(t) \rightarrow \Omega_0(t)\sqrt{2}$ . Результаты численного расчета вероятности нахождения системы в коллективном состоянии  $|gg\rangle$  и фазы амплитуды вероятности, а также результаты расчетов в адиабатическом приближении приведены на рис.4.

### 3. Квантовые вентили

Схемы квантовых вентилях, основанных на адиабатическом прохождении резонансов с сохранением фазы, были предложены и исследованы в наших предыдущих работах [18–21]. Схемы квантовых вентилях с кубитами на основе мезоскопических атомных ансамблей показаны на рис.5, а и б. В качестве логических уровней кубита рассматриваются коллективные состояния атомного ансамбля  $|\bar{0}\rangle = |00\dots 0\rangle$  и

$$|\bar{1}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N |00\dots 1_j\dots 0\rangle,$$

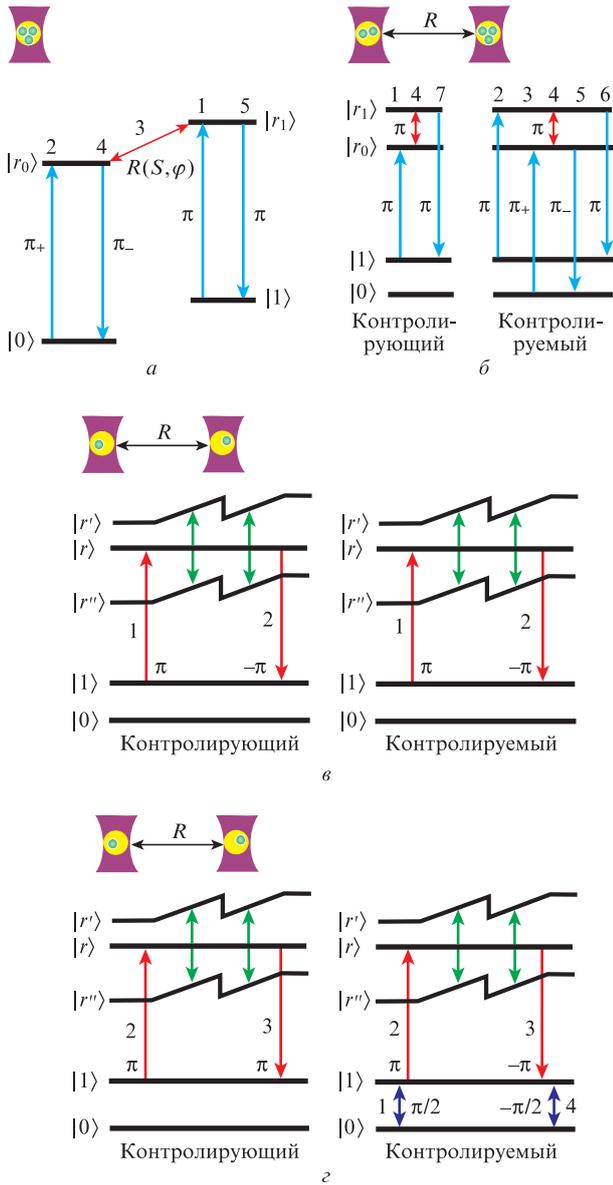


Рис.5. Схемы квантовых вентилей, основанных на двойном адиабатическом прохождении резонанса с сохранением фазы: однокубитовое вращение в мезоскопическом атомном ансамбле (а), двухкубитовый вентиль CNOT с двумя мезоскопическими ансамблями, рассматриваемыми в качестве кубитов (б), двухкубитовый вентиль CZ с двумя атомами на основе адиабатического прохождения резонанса Фёрстера во взаимодействующих ридберговских атомах (в) и двухкубитовый вентиль CNOT с двумя атомами на основе адиабатического прохождения резонанса Фёрстера (з). Цифры 1–7 соответствуют номерам воздействующих импульсов.

где состояния  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$  – это сверхтонкие подуровни основного состояния атомов рубидия или цезия, а  $N$  – неизвестное число атомов, случайным образом захваченных в оптическую дипольную ловушку. Ансамбль первоначально готовится в состоянии  $|\bar{0}\rangle$ . При взаимодействии с лазерным излучением, настроенным на переход  $|0\rangle \rightarrow |r\rangle$  в одном атоме, вследствие дипольной блокады может быть возбуждено только симметричное коллективное состояние с одним ридберговским возбуждением

$$|\bar{r}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N |00\dots r_j \dots 0\rangle.$$

Затем состояние  $|\bar{r}\rangle$  может быть переведено в состояние  $|\bar{1}\rangle$  одним лазерным  $\pi$ -импульсом, действующим на переходе  $|r\rangle \rightarrow |1\rangle$ .

Частота коллективных осцилляций Раби для перехода  $|\bar{0}\rangle \rightarrow |\bar{r}\rangle$  в режиме дипольной блокады составляет  $\Omega_1 \sqrt{N}$ , где  $\Omega_1$  – частота Раби перехода  $|0\rangle \rightarrow |r\rangle$  в одном атоме. Если число атомов в ансамбле точно не известно вследствие их случайной загрузки в оптические дипольные ловушки, частота коллективных осцилляций Раби становится неопределенной и точные квантовые вентили с атомными ансамблями не могут быть реализованы. Мы предложили преодолеть это затруднение, используя адиабатическое прохождение резонанса в режиме дипольной блокады. Схема однокубитового вентилей приведена на рис.5,а. Используются два вспомогательных ридберговских состояния  $-|r_0\rangle$  и  $|r_1\rangle$ . Сохраняющие фазу адиабатические последовательности, возбуждающие и деовозбуждающие коллективное состояние

$$|\bar{r}_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N |00\dots r_{0j} \dots 0\rangle$$

с переключением знака отстройки от промежуточного состояния при двухфотонном возбуждении или знака частоты Раби при однофотонном возбуждении, обозначены как  $\pi_+$ - и  $\pi_-$ -последовательности, где знак «+» или «-» соответствует знаку отстройки или частоты Раби. Площадь  $S$  и фаза  $\varphi$  для однокубитового вращения определяются параметрами микроволнового перехода между вспомогательными ридберговскими состояниями  $|r_0\rangle$  и  $|r_1\rangle$ . Лазерные  $\pi$ -импульсы на переходе  $|r_1\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  используются для записи квантовой информации в долгоживущий сверхтонкий подуровень основного состояния.

Схема двухкубитовой операции «управляемое НЕ» (CNOT) приведена на рис.5,б. Два мезоскопических ансамбля находятся на таком расстоянии друг от друга, что вследствие дипольной блокады возможно возбуждение только одного ридберговского атома во всей системе. Последовательность импульсов, действующих на контролируемый кубит инвертирует его состояние в том случае, если в контролирующем ансамбле не произошло возбуждения ридберговского атома. В противном случае возбуждение ридберговских состояний в контролируемом ансамбле будет заблокировано и инверсии не произойдет.

В отличие от схем, использующих эффект дипольной блокады, квантовые операции, основанные на накоплении фазы в результате диполь-дипольного взаимодействия ридберговских атомов, не требуют больших энергий взаимодействия. В то же время эти схемы чувствительны к флуктуациям межатомного расстояния, определяющего энергию взаимодействия. Мы предложили способ существенного снижения такой чувствительности за счет адиабатического прохождения резонансов Фёрстера со штарковской подстройкой для взаимодействующих ридберговских атомов. Схемы двухкубитовых операций «управляемый фазовый сдвиг» (CZ) с одиночными холодными атомами приведены на рис.5,в,з. Два атома захвачены в оптические дипольные ловушки, находящиеся на расстоянии  $R$  друг от друга. Атомы одновременно возбуждаются в ридберговское состояние  $|r\rangle$  лазерным  $\pi$ -импульсом, обозначенным цифрой 1. Зависящее от времени электрическое поле за счет эффекта Штарка сдвигает коллективные уровни энергии так, что система дважды проходит через резонанс Фёрстера ( $|rr\rangle \rightarrow |r'r''\rangle$ ), условие

резонанса – равенство энергий коллективных уровней  $|rr\rangle$  и  $|r'r''\rangle$ , где  $|r'\rangle$  и  $|r''\rangle$  – соседние ридберговские состояния). При этом вследствие резонансного диполь-дипольного взаимодействия система переходит из состояния  $|rr\rangle$  в состояние  $|r'r''\rangle$ . После окончания адиабатического прохождения резонанса Фёрстера атомы возвращаются в исходное состояние лазерным  $\pi$ -импульсом 2, имеющим фазовый сдвиг  $\pi$  по отношению к импульсу 1. Вследствие диполь-дипольного взаимодействия система приобретет детерминированный фазовый сдвиг, но только в том случае, если оба атома первоначально были приготовлены в состоянии  $|1\rangle$  и затем возбуждались в ридберговское состояние. Для реализации двухкубитового вентиля CNOT, показанного на рис.5,з, мы добавили в схему два поворота контролируемого кубита на угол  $\pi/2$  вокруг оси у сферы Блоха в противоположных направлениях (что реализовано с помощью импульсов 1 и 4 на рис.5,з). Действующая на контролируемый кубит последовательность импульсов оставляет его состояние неизменным, если контролирующий кубит не возбуждался в ридберговское состояние и диполь-дипольное взаимодействие не привело к фазовому сдвигу. В противном случае состояние контролируемого кубита будет инвертировано, что и требуется для реализации вентиля CNOT.

#### 4. Заключение

Таким образом, нами исследованы двойные однофотонные и двухфотонные адиабатические последовательности контролирующих лазерных импульсов, сохраняющих фазу как для одного атома, взаимодействующего с лазерным излучением, так и для двух ридберговских атомов в режиме дипольной блокады. Показано, что переключение знака отстройки от резонанса с промежуточным состоянием приводит к компенсации динамической фазы при двойном двухфотонном адиабатическом прохождении резонанса из-за изменения собственных значений гамильтониана. Мы также показали, что быстрое адиабатическое прохождение резонанса в условиях дипольной блокады в ансамбле из двух взаимодействующих атомов может быть сведено к динамике одной двухуровневой системы. Полученные результаты могут быть использованы для реализации квантовых вычислений с регистрами кубитов, представленных мезоскопическими ансамблями с неизвестным числом атомов, которые возникают при загрузке оптических дипольных ловушек и решеток.

Исследование фазовой динамики при двойном адиабатическом прохождении выполнено при поддержке гранта РФФ №16-12-00028. Работа также поддержана грантами РФФИ №16-02-00383 и 17-02-00987, Новосибирским государственным университетом и Российской академией наук.

1. Nielsen M.A., Chuang I.L. *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge: Cambridge University Press, 2011).

2. Benjamin S., Kelly J. *Nat. Mater.*, **14**, 561 (2015).  
 3. Richer S., DiVincenzo D. *Phys. Rev. B*, **93**, 134501 (2016).  
 4. Ballance C., Harty T.P., Linke N.M., Sepiol M.A., Lukas D.M. *Phys. Rev. Lett.*, **117**, 060504 (2016).  
 5. Gaebler J.P., Tan T.R., Lin Y., Wan Y., Bowler R., Keith R.A.C., Glancy S., Coakley K., Knill E., Leibfried D., Wineland D.J. *Phys. Rev. Lett.*, **117**, 060505 (2016).  
 6. DiVincenzo D.P. *Fortschr. Phys.*, **48**, 771 (2000).  
 7. Saffman M., Walker T.G., Mølmer K. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 2313 (2010).  
 8. Рябцев И.И., Бетеров И.И., Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Якшина Е.А. *УФН*, **176**, 206 (2016).  
 9. Brennen G.K., Caves C.M., Jessen P.S., Deutsch I.H. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1060 (1999).  
 10. Jaksch D., Cirac J.I., Zoller P., Rolston S.L., Cote R., Lukin M.D. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2208 (2000).  
 11. Xia T., Lichtman M., Maller K., Carr A.W., Piotrowicz M.J., Isenhower L., Saffman M. *Phys. Rev. Lett.*, **114**, 100503 (2015).  
 12. Barredo D., de Léséleuc S., Lienhard V., Lahaye T., Browaeys A. *Science*, **354**, 1021 (2016).  
 13. Saffman M., Walker T.G. *Phys. Rev. A*, **72**, 022347 (2005).  
 14. Lukin M.D., Fleischhauer M., Cote R., Duan L.M., Jaksch D., Cirac J.I., Zoller P. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 037901 (2001).  
 15. 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).  
 16. Ryabtsev I.I., Tretyakov D.B., Beterov I.I. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, **38**, S421 (2005).  
 17. Maller K.M., Lichtman M.T., Xia T., Sun Y., Piotrowicz M.J., Carr A.W., Isenhower L., Saffman M. *Phys. Rev. A*, **92**, 022336 (2015).  
 18. Beterov I.I., Saffman M., Yakshina E.A., Zhukov V.P., Tretyakov D.B., Entin V.M., Ryabtsev I.I., Mansell C.W., MacCormick C., Bergamini S., Fedoruk M.P. *Phys. Rev. A*, **88**, 010303(R) (2013).  
 19. Beterov I.I., Saffman M., Yakshina E.A., Zhukov V.P., Tretyakov D.B., Entin V.M., Ryabtsev I.I., Mansell C.W., MacCormick C., Bergamini S., Fedoruk M.P. *Laser Phys.*, **24**, 074013 (2014).  
 20. Beterov I.I., Saffman M., Yakshina E.A., Tretyakov D.B., Entin V.M., Hamzina G.N., Ryabtsev I.I. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, **49**, 114007 (2016).  
 21. Beterov I.I., Saffman M., Yakshina E.A., Tretyakov D.B., Entin V.M., Bergamini S., Kuznetsova E.A., Ryabtsev I.I. *Phys. Rev. A*, **94**, 062307 (2016).  
 22. Van Ditzhuijzen C.S.E., Tauschinsky A., van Linden van den Heuvel H.B. *Phys. Rev. A*, **80**, 063407 (2009).  
 23. Ravets S., Labuhn H., Barredo D., Beguin L., Lahaye T., Browaeys A. *Nat. Phys.*, **10**, 914 (2014).  
 24. Ryabtsev I.I., Tretyakov D.B., Beterov I.I., Entin V.M. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 073003 (2010).  
 25. Tretyakov D.B., Entin V.M., Yakshina E.A., Beterov I.I., Andreeva C., Ryabtsev I.I. *Phys. Rev. A*, **90**, 041403 (2014).  
 26. Yakshina E.A., Tretyakov D.B., Entin V.M., Andreeva C., Cinins A., Markovski A., Iftikhar Z., Ekers A., Ryabtsev I.I. *Phys. Rev. A*, **94**, 043417 (2016).  
 27. Beterov I.I., Tretyakov D.B., Entin V.M., Yakshina E.A., Ryabtsev I.I., MacCormick C., Bergamini S. *Phys. Rev. A*, **84**, 023413 (2011).  
 28. Bergmann K., Theuer H., Shore B. *Rev. Mod. Phys.*, **70**, 1003 (1998).  
 29. Møller D., Madsen L.B., Mølmer K. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 170504 (2008).  
 30. Berman P., Malinovsky V. *Principles of Laser Spectroscopy and Quantum Optics* (Princeton: Princeton University Press, 2011).  
 31. Møller D., Madsen L.B., Mølmer K. *Phys. Rev. A*, **75**, 062302 (2007).  
 32. Malinovsky V.S., Krause J.L. *Eur. Phys. J. D*, **14**, 147 (2001).