

Когерентное возбуждение $5D_{5/2}$ -уровня ультрахолодных атомов рубидия короткими лазерными импульсами

С.А.Снигирев, А.А.Головизин, Г.А.Вишнякова, А.В.Акимов, В.Н.Сорокин, Н.Н.Колачевский

Продemonстрировано применение метода STIRAP (Stimulated Raman Adiabatic Passage) для заселения уровня $5D_{5/2}$ из основного состояния ($5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$) в лазерно-охлажденных атомах ^{87}Rb . Исследована зависимость эффективности возбуждения атомов на $5D_{5/2}$ -уровень от времени задержки между лазерными импульсами, их амплитуды, длительности, а также частотной отстройки от резонансов. В эксперименте длительность импульсов изменялась в широком диапазоне (30 – 200 нс), что позволило исследовать влияние спонтанного распада на населенность $5D_{5/2}$ -уровня с естественным временем жизни 300 нс. Были проведены численные расчеты с учетом спонтанного распада с $5P_{3/2}$ - и $5D_{5/2}$ -уровней; сопоставление полученных результатов с данными эксперимента дало возможность определить населенность $5D_{5/2}$ -уровня. Максимальная населенность $5D_{5/2}$ -уровня, достигнутая в области возбуждения, составила 80% от полного числа атомов рубидия.

Ключевые слова: когерентное возбуждение атомов, отступление от адиабатического процесса, магнитооптическая ловушка, рубидий.

1. Введение

Точное экспериментальное определение поляризуемости атомных уровней в электрическом поле остается важной задачей современной спектроскопии, поскольку позволяет снизить погрешность атомных часов (см., напр., [1, 2]), а также стимулирует развитие теоретических моделей, описывающих атом во внешнем поле. Надежный теоретический расчет сдвига частоты оптических часов, вызванного излучением черного тела, часто определяет их предельно достижимую точность [3]. Для проверки теоретических моделей желательно иметь возможность сопоставить результаты расчета с экспериментальными значениями поляризуемости различных атомных уровней. Наибольшей сложностью как с экспериментальной, так и с теоретической точки зрения является определение поляризуемости атомных состояний, достаточно высоко-возбужденных, однако еще не лежащих в ридберговском спектре (где хорошо применимы асимптотические модели).

В частности, интересной задачей является измерение поляризуемостей уровней $5D_{3/2,5/2}$ рубидия, поскольку теоретические оценки для них существенно различаются в зависимости от используемой модели [4, 5]. Поляризу-

емость уровня определяется по штарковскому сдвигу во внешнем электрическом поле, при этом для получения достаточного сигнала люминесценции уровень необходимо максимально заселить. Эффективное заселение прямым лазерным возбуждением относительно легко обеспечить для низколежащих уровней, связанных с основным состоянием сильными дипольными переходами. Наибольшую сложность представляет собой заселение короткоживущих возбужденных уровней, не связанных с основным состоянием дипольными переходами, к которым как раз и относятся $5D_{3/2,5/2}$ -уровни атома рубидия.

В рамках проекта по исследованию штарковского сдвига уровня $5D_{5/2}$ в атомах ^{87}Rb мы использовали метод эффективного возбуждения атомов двумя короткими лазерными импульсами – STIRAP (Stimulated Raman Adiabatic Passage) [6, 7] экспериментально продемонстрированный для переходов между колебательными уровнями молекул в 1990 г. [8]. Он был применен в оптической части спектра для возбуждения атомов цезия в пучке [9], а также широко использовался в ряде экспериментов [10–12]. Основным его преимуществом является высокая, вплоть до 100%, эффективность возбуждения атомов на верхний уровень в трехуровневой схеме, что позволяет использовать данный метод, например, при возбуждении ридберговских уровней [13], а также для операций с кубитами и считывания квантовых состояний [14, 15].

В отличие от предыдущих работ, в которых метод STIRAP применялся для заселения $5D$ -уровня рубидия короткими лазерными импульсами [16, 17], в настоящей работе мы подробно исследовали неадиабатический режим, в котором спонтанный распад начинает оказывать заметное влияние на эффективность заселения уровня $5D_{5/2}$. Для этого длительность возбуждающих импульсов изменялась от много меньшей времени жизни возбужденного уровня $5D_{5/2}$ до примерно равной ему. В случае неадиабатического режима при ограниченной мощности лазерного источника нами выполнен поиск оптимальных соотношений между длительностью импульсов и задержкой между ними, обеспечивающих наиболее эффективное

С.А.Снигирев, А.А.Головизин, Г.А.Вишнякова, В.Н.Сорокин, Н.Н.Колачевский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail:snigirev.stepan@gmail.com

А.В.Акимов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; Международный центр квантовой оптики и квантовых технологий, Россия, 119991 Москва, Спасоналивковский пер., 4; e-mail:aa@rqc.ru

Поступила в редакцию 8 июня 2012 г., после доработки – 2 июля 2012 г.

заселение уровня. Выполнены также расчеты процессов возбуждения системы в неадиабатическом режиме и проведено их сопоставление с экспериментом.

Эксперименты выполнялись на облаке лазерно-охлажденных атомов ^{87}Rb , захваченных в магнитооптическую ловушку при температуре ~ 300 мкК. При такой температуре вклад эффекта Доплера на резонансных переходах не превышает 1 МГц, что меньше их естественной ширины. Кроме того, локализация атомов в облаке радиусом 0.1 – 1 мм позволяет достичь высоких интенсивностей возбуждения с помощью источников с небольшой мощностью, таких как полупроводниковые лазеры.

С использованием метода STIRAP нами на переходах $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ исследован процесс возбуждения верхнего уровня в различных режимах и проведено сопоставление экспериментальных результатов с теоретическими. При возбуждении рубидия излучением полупроводниковых лазеров мощностью несколько милливатт были найдены оптимальные соотношения параметров импульсов, обеспечивающие максимальную эффективность заселения $5D_{5/2}$ -уровня. Планируется использовать разработанный метод в дальнейших экспериментах по измерению штарковского сдвига уровня $5D_{5/2}$.

2. Импульсное возбуждение уровней

Рассмотрим модельный атом с разрешенными электрическими дипольными переходами $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ и $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ (рис.1). Атом взаимодействует с двумя электромагнитными полями, отстроенными от резонансов переходов $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ и $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ на δ_1 и δ_2 соответственно

В приближении вращающейся волны гамильтониан взаимодействия трехуровневого атома с излучением

$$H = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_1 & 0 \\ \Omega_1 & \delta_1 & \Omega_2 \\ 0 & \Omega_2 & \delta_1 + \delta_2 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\Omega_1 = E_1 d_{12} / \hbar$, $\Omega_2 = E_2 d_{23} / \hbar$ – частоты Раби для соответствующих переходов.

С учетом распада уровней $|2\rangle$ и $|3\rangle$ уравнение для матрицы плотности принимает вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [H, \rho] + \Gamma \rho. \quad (2)$$

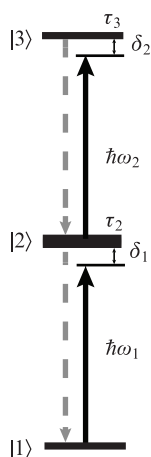


Рис.1. Трехуровневый атом. Переходы $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ и $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ являются дипольно-разрешенными.

В виде системы уравнений это уравнение запишется следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \rho_{11} &= \frac{i}{2} \Omega_1(t) (\rho_{21} - \rho_{12}) + 2\gamma_2 \rho_{22}, \\ \frac{d}{dt} \rho_{22} &= \frac{i}{2} \Omega_1(t) (\rho_{12} - \rho_{21}) - 2\gamma_2 \rho_{22}, \\ &\quad + \frac{i}{2} \Omega_2(t) (\rho_{32} - \rho_{23}) + 2\gamma_3 \rho_{33} \\ \frac{d}{dt} \rho_{33} &= \frac{i}{2} \Omega_2(t) (\rho_{23} - \rho_{32}) - 2\gamma_3 \rho_{33}, \\ \frac{d}{dt} \rho_{12} &= i\Omega_1(t) (\rho_{22} - \rho_{11}) - \rho_{12}(\gamma_2 + i\delta_1) - \frac{i}{2} \Omega_2(t) \rho_{13}, \\ \frac{d}{dt} \rho_{23} &= i\Omega_2(t) (\rho_{33} - \rho_{22}) - \rho_{23}(\gamma_3 + i\delta_2) + \frac{i}{2} \Omega_1(t) \rho_{13}, \\ \frac{d}{dt} \rho_{13} &= \frac{i}{2} \Omega_1(t) \rho_{23} + \frac{i}{2} (\delta_1 + \delta_2) \rho_{13} - \frac{i}{2} \Omega_2(t) \rho_{12}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\gamma_2 = 1/\tau_2$, $\gamma_3 = 1/\tau_3$ – ширины уровней $|2\rangle$ и $|3\rangle$ соответственно.

Предположим, что до включения полей был заселен только уровень $|1\rangle$. Ниже рассмотрены два метода заселения уровня $|3\rangle$: метод каскадного возбуждения через промежуточный уровень и метод STIRAP.

2.1. Каскадное возбуждение

Решив систему (3), нетрудно получить ограничение на величину населенности уровня $|3\rangle$ в непрерывном режиме, составляющую 33% (в пределе больших частот Раби). Под каскадным возбуждением здесь и далее мы будем понимать импульсное последовательное заселение уровня $|2\rangle$, а затем $|3\rangle$. В случае достаточно длинных (по сравнению с временами жизни всех уровней) импульсов эта ситуация практически та же, что и при непрерывном возбуждении.

Особым является случай ультракоротких импульсов, длительность которых много меньше времени жизни уровня $|2\rangle$. Значительное заселение уровня $|3\rangle$ можно реализовать через промежуточный уровень $|2\rangle$ двумя π -импульсами, последовательно перебрасывающими населенность с уровня $|1\rangle$ на $|2\rangle$ (первый импульс) и с $|2\rangle$ на $|3\rangle$ (второй), как проиллюстрировано на рис.2, а, в. В отсутствие спонтанного распада конечная населенность уровня $|3\rangle$ составит 100% (рис.2).

В реальных условиях метод возбуждения π -импульсами имеет ряд недостатков. При наличии спонтанного распада длительности обоих импульсов должны быть много меньше времени жизни состояний $|2\rangle$, $|3\rangle$. Часто это условие оказывается весьма жестким. Так, в нашем случае время жизни состояния $|2\rangle$ (уровень $5P_{3/2}$ атома Rb) составляет всего 41 нс, что приводит к существенным сложностям как при реализации столь коротких импульсов, так и при обеспечении достаточно высокой плотности их мощности для сохранения фазы осцилляций населенностей.

Наиболее существенные сложности возникают при наличии магнитной структуры у уровней $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$. В зависимости от величины коэффициентов Клебша – Гордана

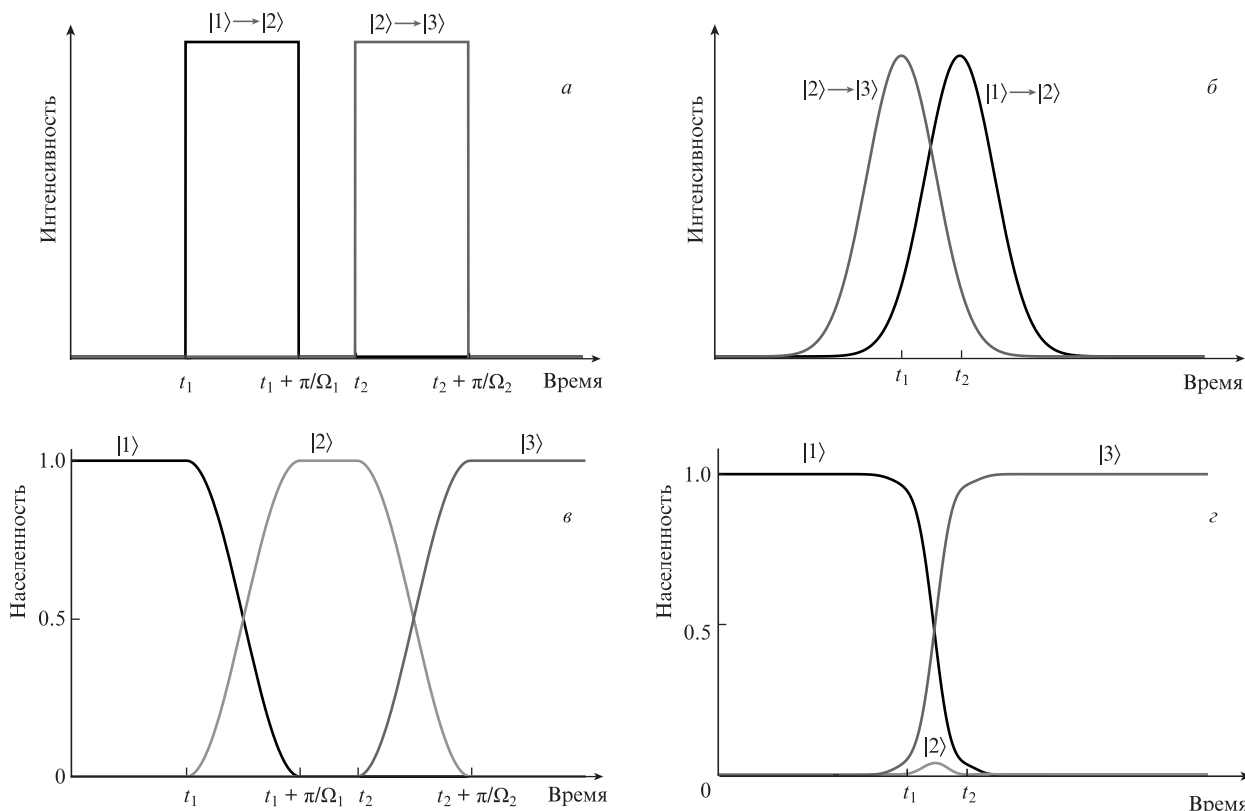


Рис.2. Последовательности импульсов и эволюция населенностей системы при возбуждении π -импульсами (а, в) и при использовании метода STIRAP (б, г).

дипольные матричные элементы переходов между отдельными магнитными компонентами могут различаться, что делает фактически невозможным обеспечить π -импульс для всех магнитных компонентов одновременно и добавляет необходимость контролировать поляризации возбуждающего излучения. В силу указанных недостатков такой режим в данной работе не исследовался. Существенную часть перечисленных проблем можно снять с помощью метода STIRAP, при использовании которого состояние $|3\rangle$ заселяется из состояния $|1\rangle$ без заселения состояния $|2\rangle$.

2.2. Метод STIRAP

Одной из собственных функций гамильтониана (1) в случае двухфотонного резонанса ($\delta_1 + \delta_2 = 0$) является волновая функция

$$\psi_0(t) = \psi_1 \cos \Theta - \psi_3 \sin \Theta$$

с нулевым собственным числом, где $\tan \Theta = \Omega_1(t)/\Omega_2(t)$, а ψ_1, ψ_3 – волновые функции состояний $|1\rangle$ и $|3\rangle$. Отметим, что в правой части отсутствует волновая функция состояния $|2\rangle$. Если атом адиабатически следует за состоянием $|\psi_0(t)\rangle$, то населенность состояния $|2\rangle$ в любой момент времени равна нулю и в процессе возбуждения не будет происходить спонтанных переходов с этого уровня.

В начальный момент времени t_0 , когда населенность состояния $|1\rangle$ равна единице, должно выполняться условие $\Omega_1(t_0) \ll \Omega_2(t_0)$, т. е. интенсивность лазерного импульса, взаимодействующего с переходом $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$, должна быть много меньше интенсивности импульса, взаимодей-

ствующего с переходом $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$. Далее, чтобы адиабатически перевести населенность в состояние $|3\rangle$, необходимо плавно увеличивать интенсивность первого импульса и уменьшать интенсивность второго до выполнения условия $\Omega_1(t_0) \gg \Omega_2(t_0)$ (рис.2, б, г). Интересно то, что первым включается поле, обеспечивающее когерентность незаселенных уровней $|2\rangle$ и $|3\rangle$. Последовательность импульсов оказывается инвертированной по сравнению со случаем возбуждения π -импульсами.

Метод STIRAP нечувствителен к спонтанному распаду состояния $|2\rangle$. Кроме того, нет строгих требований к соотношению интенсивности и длительности лазерных импульсов, что позволяет возбуждать атомы с высокой эффективностью даже достаточно длинными импульсами относительно малой мощности. Метод STIRAP позволяет использовать световые пучки произвольной поляризации и одинаково эффективно возбуждать магнитные подуровни, поскольку в нем нет жестких требований на соответствие формы импульса величине дипольного матричного элемента перехода.

При выполнении условия адиабатичности метод STIRAP обеспечивает 100%-ную эффективность заселения состояния $|3\rangle$. В действительности же из-за распада верхнего уровня $|3\rangle$ в реальных системах эффективность возбуждения не достигает 100%. Выполнение условия адиабатичности предполагает реализацию таких условий, при которых можно пренебречь распадом собственного состояния, соответствующего волновой функции ψ_0 , в процессе эксперимента. Это достигается при условии, что частота перехода много больше характерного изменения фазы $|d\Theta/dt|$. Такое условие хорошо выполняется при больших частотах Раби и существенной степени про-

странственного перекрытия пучков. В данной работе нами экспериментально и теоретически рассмотрен неадиабатический режим возбуждения состояния $|3\rangle$, который возникает при ограниченной интенсивности импульсов или при увеличении их длительности вплоть до времени жизни состояния $|3\rangle$. Система уравнений (3) решалась численно при подстановке в нее параметров, соответствующих проводимому эксперименту. Коэффициенты распада $\gamma_{2,3}$ брались из табличных данных [18], а зависимости частот Раби $\Omega_{1,2}(t)$ от времени – из экспериментально регистрируемых профилей лазерных импульсов. Ионизацией уровня $5D$ атома Rb под действием возбуждающего излучения по сравнению с его спонтанным распадом можно пренебречь в связи с большой отстройкой частоты лазерного излучения от границы ионизации. Результаты моделирования сопоставлены с экспериментом и представлены в разд.4.

3. Эксперимент

Исследование импульсного метода возбуждения проводилось в облаке атомов рубидия, предварительно захваченных в магнитооптическую ловушку. Подробное описание ловушки можно найти в работе [19]. Схема уровней атома ^{87}Rb , используемых при лазерном охлаждении, показана на рис.3,а. Охлаждение осуществлялось с помощью излучения полупроводникового лазера ($\lambda = 780.033 \text{ нм}$) на основе лазерного диода DL 7140-2018 (Sanyo) с инжекционным усилителем на основе диода GH0781JA2C (Sharp) в результате перехода $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F = 3)$. Для возврата населенности в цикл охлаждения использовалось излучение перекачивающего лазера на длине волны 780.016 нм. Основные характеристики атомного облака в работающей ловушке таковы: температура атомов 300 мкК, диаметр облака 500 мкм, количество атомов 10^6 .

Лазерно-охлажденные атомы подвергались импульсному возбуждению на длинах волн 780.033 нм (переход $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$) и 775.765 нм (переход $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$) через промежуточный уровень $5P_{3/2}$ (рис.3, б). Время жизни $5P_{3/2}$ -уровня $\tau_2 = 1/\gamma_2 = 41 \text{ нс}$, а $5D_{3/2} - \tau_3 = 1/\gamma_3 = 300 \text{ нс}$ (см. систему уравнений (3)). Длительность импульсов варьировалась от 40 до 200 нс, что позволило исследовать неадиабатический режим возбуждения. Возбуждение атомов на $5D$ -уровень

регистрировалось по люминесценции на длине волны 420 нм, возникающей в результате распада $5D_{5/2} \rightarrow 6P \rightarrow 5S_{1/2}$. Вероятность распада по этому каналу составляет 30% (рис.3, б).

Источником излучения на длине волны 780.033 нм для импульсного возбуждения служил тот же полупроводниковый лазер, который использовался для лазерного охлаждения, поскольку в этот момент оно выключалось. Частота излучения лазера сдвигалась в пределах 30 МГц. Лазер был стабилизирован относительно спектра насыщенного поглощения в кювете с парами Rb, настройка частоты на резонанс осуществлялась с помощью акустооптического модулятора 3200 (Crystal Technology). Излучателем на длине волны 775.765 нм служил лазерный диод DL 7140-2018 с внешним резонатором. Стабилизация частоты осуществлялась по сигналу насыщенного поглощения во второй кювете с парами рубидия, нагретой до 60°C , в которую для заселения уровня $5P_{3/2}$ с противоположной стороны заводилось модулированное по времени излучение лазера, стабилизированного по частоте резонанса $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F = 3)$. Таким образом формировался субдоплеровский сигнал на частоте перехода $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$.

Формирование импульсов осуществлялось акустооптическими модуляторами (модель 3200), которые управлялись ключами ZAESWA-2-50DR+ (Mini-Circuits), с помощью генератора импульсов прямоугольной формы DG645 (Stanford Research Systems). Форма полученных импульсов регистрировалась цифровым осциллографом DPO 4104 (Tektronix) и фотодиодом S5973 (Hamamatsu) с полосой пропускания до 1 ГГц. Полученные сигналы использовались впоследствии при численном моделировании. Наименьшая длительность импульса лазерного излучения, которую удалось получить по такой схеме без снижения его амплитуды, составила 40 нс.

Лазерные пучки с разными длинами волн совмещались на поляризационном кубике, после чего заводились в одномодовое волокно, подводящее излучение к ловушке. На выходе из оптоволокну бихроматический пучок фокусировался на облаке атомов в пятно диаметром либо 1 мм, либо 100 мкм (по уровню $1/e$). Характерная мощность излучения на выходе из оптоволокну составляла несколько милливатт. Профиль пучка хорошо аппроксимировался гауссовой функцией.

Общий цикл измерений занимал 10 мкс. Излучение, формирующее ловушку, выключалось на время, равное 1 мкс, в течение которого осуществлялись измерения, после чего на протяжении 9 мкс производился перезахват атомов в ловушку и их доохлаждение. Время измерений (1 мкс) разбивалось на интервалы: первые 200 нс использовались для полной релаксации атомов с уровня $5P$, остальное время – на возбуждение и измерение населенности $5D$ -уровня. На облако атомов воздействовали два коротких импульса, частоты которых были равны частотам переходов $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ и $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$. Задержка между импульсами $\Delta\tau$ варьировалась от -200 до $+200$ нс. Отрицательные значения задержки соответствуют случаю, когда первым следует импульс на частоте перехода $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ (прямая последовательность импульсов), положительные – когда первым следует импульс на частоте перехода $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ (обратная последовательность).

Населенность $5D_{5/2}$ -уровня регистрировалась по излучению в узкой полосе вблизи длины волны 420 нм с помощью ФЭУ R1925 (Hamamatsu). Измерение выполня-

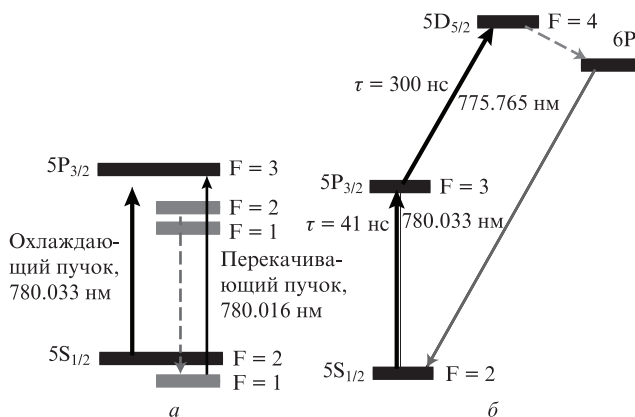


Рис.3. Схема уровней ^{87}Rb , задействованных в методе лазерного охлаждения (а) и в методе STIRAP (б). Указан канал распада населенности уровня $5D_{5/2}$ с излучением фотонов на длине волны 420 нм, используемых для регистрации возбужденных атомов.

лось при помощи счетчика фотонов SR400 (Stanford Research Systems) в течение 1 мкс, охватывающей цикл импульсного возбуждения. Такая длительность временного окна обусловлена временем каскадного распада $5D \rightarrow 6P \rightarrow 5S$ (300 нс). Характерное число отсчетов в максимуме сигнала составляет 7000 при суммарном времени накопления 10 мс (соответственно 1000 циклов) и пропорционально населенности $5D$ -уровня. За то же время наблюдалось 150 фоновых отсчетов.

4. Результаты эксперимента

Характерные зависимости сигнала люминесценции на длине волны 420 нм от задержки Δt приведены на рис.4. Сигнал имеет два пика, причем левый из них соответствует каскадному возбуждению, а правый – возбуждению методом STIRAP. Видно, что в условиях эксперимента пик STIRAP превышает по амплитуде пик каскадного возбуждения.

Для определения населенности $5D_{5/2}$ -уровня выполнялось численное решение системы уравнений (3). Делалось допущение, что все атомы находятся при одинаковых условиях возбуждения: облако атомов является оптически тонким и интенсивность лазерного пучка на размере облака постоянна, т. к. диаметр пятна фокусировки (1 мм), существенно превышает размер облака. На рис.5 приведен пример динамики распределения населенностей уровней $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$ для двух режимов – каскадного возбуж-

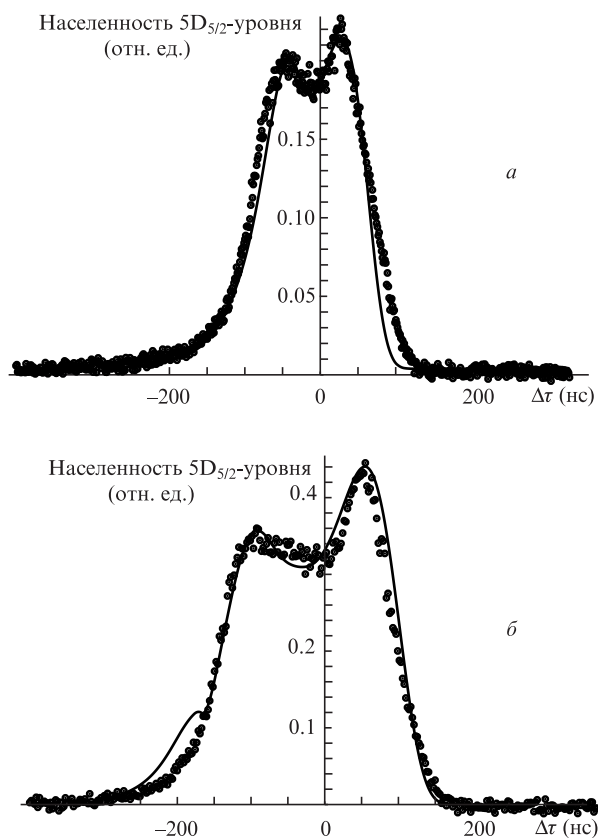


Рис.4. Зависимости населенности $5D_{5/2}$ -уровня рубидия от задержки между лазерными импульсами Δt при длительностях импульсов 60 (а) и 120 нс (б). Точки – экспериментальные данные, сплошные кривые – результат численного решения уравнений (3). Возбуждающее излучение мощностью 1 мВт фокусировалось в пятно диаметром 1 мм. Населенность $5D_{5/2}$ -уровня нормировалась по результатам моделирования.

дения (а, б) и возбуждения с использованием метода STIRAP (в, г).

Видно, что при каскадном возбуждении возникают осцилляции Раби, и в случае, представленном на рис.5,а, населенность на уровне $|3\rangle$ после цикла возбуждения составляет $\sim 5\%$. При возбуждении по методу STIRAP населенность возрастает до 80% в момент окончания импульса, резонансного перехода $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, после чего спонтанно распадается. Отличие эффективности возбуждения от 100% обусловлено неадиабатичностью процесса (видно, что населенность промежуточного уровня все же отлична от нуля), определяющей формой импульсов и спонтанным распадом возбужденного уровня. При длительностях импульсов 80 нс и частотах Раби 100 МГц (16 мВт/мм²) около 50% потерь в эффективности возбуждения обуславливаются распадом $5D_{5/2}$ -уровня, 40% – отличием формы импульса от оптимальной и 10% – малой мощностью излучения.

Анализ результатов показал, что в диапазоне длительностей импульсов, много меньших времени жизни $5D_{5/2}$ -уровня, увеличение длительности позволяет улучшить адиабатичность процесса, что положительно сказывается на эффективности возбуждения. Однако, начиная с 80 нс, увеличение длительности импульсов не приводит к увеличению эффективности возбуждения из-за роста потерь, связанных с распадом $5D_{5/2}$ -уровня. При длительностях импульсов более 200 нс эффективность возбуждения атомов начинает уменьшаться, поскольку потери, обусловленные распадом $5D_{5/2}$ -уровня, становятся доминирующими.

Характерной населенностью на рис.5 являлась средняя населенность уровня $|3\rangle$, определяемая выражением

$$p = \int_0^t \rho_{33}(t) dt / \tau_3$$

и характеризуемая количеством фотонов, регистрируемых при спонтанном распаде $5D$ -уровня. Интегрирование производилось на интервале времени регистрации фотонов 1 мкс, что много больше времени жизни $5D$ -уровня.

Расчет позволяет достоверно воспроизвести экспериментальные зависимости и определить населенность, достигаемую при импульсном возбуждении. Как видно из рисунка рис.4, расчет хорошо воспроизводит экспериментальные данные и дает возможность с достаточно высокой точностью определить населенность $5D_{5/2}$ -уровня. Сопоставление экспериментальных и теоретических данных проводилось путем подбора калибровочного коэффициента, общего для всех измерений, который связывает число отсчетов счетчика фотонов и населенность $5D$ -уровня. Необходимость введения такого коэффициента обусловлена технической трудностью абсолютных измерений интенсивности излучения на длине волны 420 нм.

Полная автоматизация системы управления экспериментом и сбором данных позволила выполнить детальный анализ процесса возбуждения в широком диапазоне экспериментальных параметров. На рис.6, а, б представлены экспериментальные зависимости населенности $5D_{5/2}$ -уровня от длительности импульсов, задержки между ними и отстройки частоты излучения лазера от резонанса перехода $5P \rightarrow 5D$. Из рис.6 видно, что максимальная эффективность возбуждения достигается при задержке между импульсами, равной половине длительности импульса, и нулевой отстройке от резонанса. Слабая зависимость эффективности возбуждения от длительности

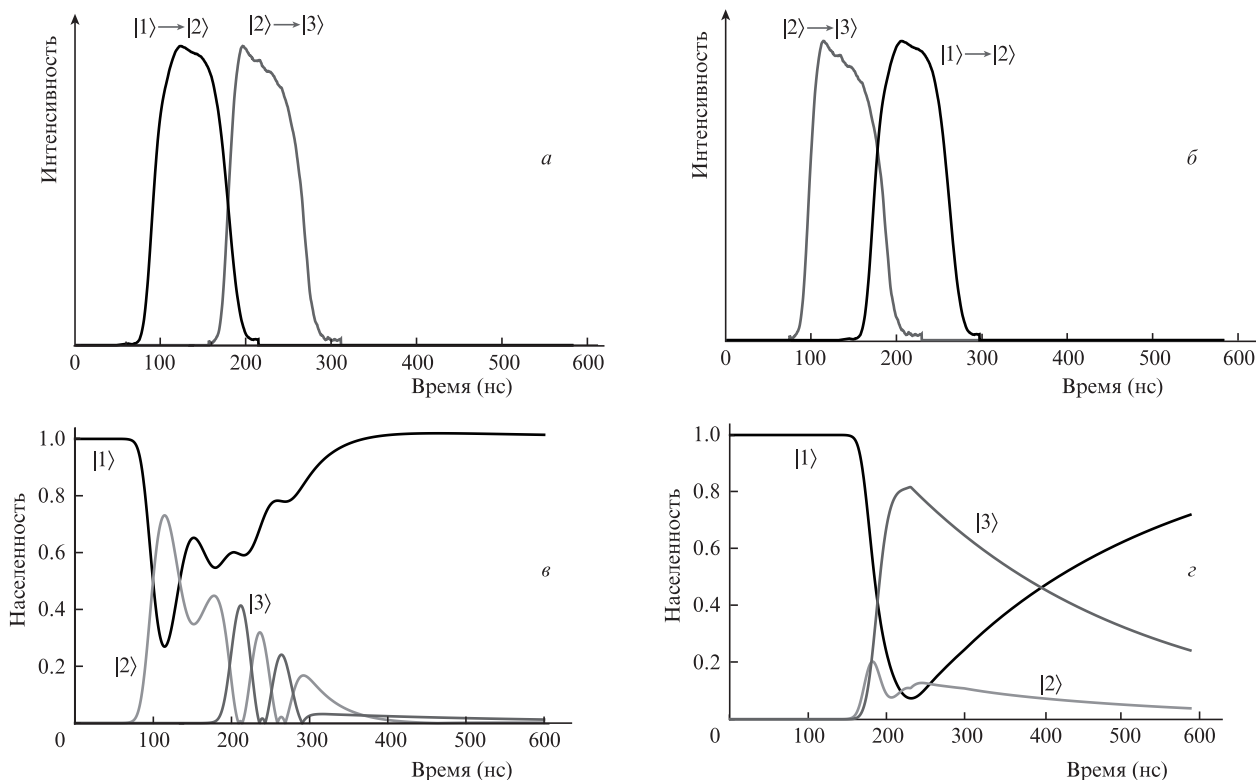


Рис.5. Последовательности импульсов (*a*, *b*) и расчетные зависимости населенности уровней при каскадном возбуждении (*в*) и при возбуждении методом STIRAP (*г*). Форма импульсов, использованная в модели, соответствует экспериментальной при длительности 80 нс. Пиковые значения частот Раби для пучков излучения в данном случае одинаковы и равны 100 МГц.

импульсов связана с экспериментально реализованной формой импульсов, а именно с тем фактом, что фронты нарастания и спада интенсивности практически не зависят от длительности. Для гауссовых импульсов зависимость от длительности имела бы место. Также определено, что населенность уровня является плавной функцией частоты Раби в диапазоне, доступном в эксперименте ($\Omega_1 = 5-90$ МГц, $\Omega_2 = 5-25$ МГц).

Максимальная эффективность возбуждения, достигнутая в эксперименте, составляет 40%, что превышает эффективность возбуждения при каскадном возбуждении.

Хотя эффективность возбуждения $5D$ -уровня методом STIRAP и больше достигаемой методом каскадного

возбуждения, заселение верхнего уровня далеко от 100%, что должно выполняться в идеальном случае. В нашем эксперименте это связано, прежде всего, с ограниченной интенсивностью излучения, получаемой с помощью лазерных источников. Для определения максимальной достижимой эффективности возбуждения мы провели эксперимент, сфокусировав возбуждающее излучение в пятно диаметром 100 мкм, значительно меньшее размеров атомного облака (см. рис.7, *a*).

При фокусировке в малое пятно частота Раби в максимуме контура по сравнению со случаем рис.4 возрастает на порядок, достигая 890 МГц для перехода $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ и 250 МГц для перехода $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$. Однако количество атомов, взаимодействующих с излучением, уменьшается.

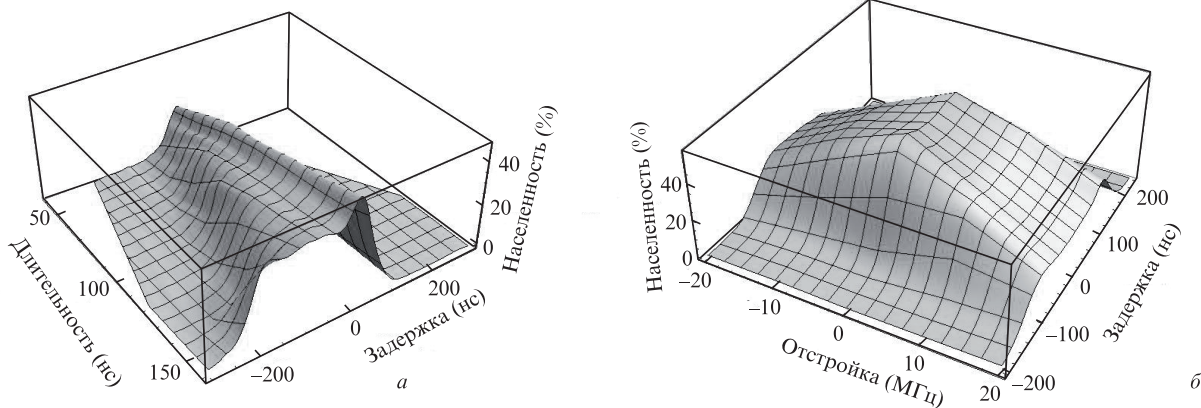


Рис.6. Экспериментальные зависимости населенности $5D_{5/2}$ -уровня рубидия от задержки между лазерными импульсами и длительности импульсов (*a*) и от задержки между лазерными импульсами и отстройки частоты лазера от резонанса перехода $5P \rightarrow 5D$ (*б*). Длительности импульсов равны 100 нс, частоты Раби – 89 МГц для перехода $5S \rightarrow 5P$ и 25 МГц для перехода $5P \rightarrow 5D$, шумы менее 5%.

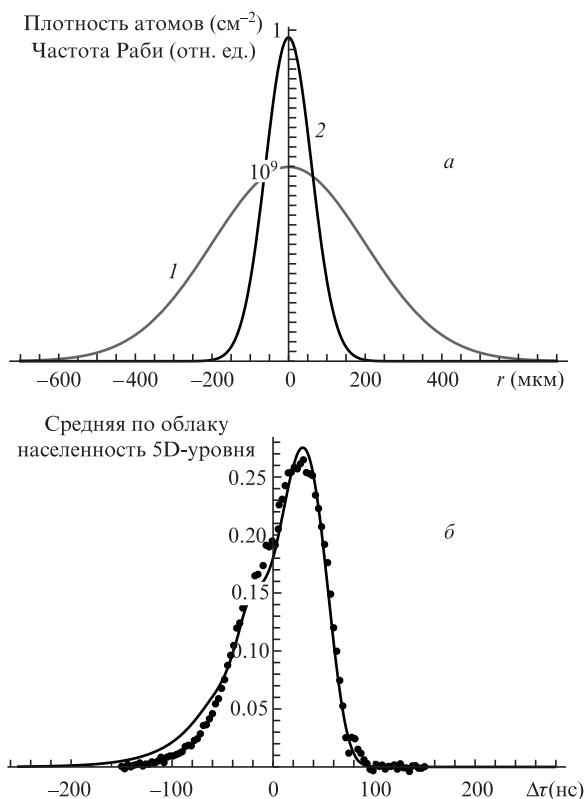


Рис.7. Радиальное распределение плотности атомов в облаке (1) и распределение интенсивности лазерных импульсов (2), сфокусированных в пятно диаметром 100 мкм (частоты Раби в максимуме составляют 890 и 250 МГц) (а), а также средняя по облаку населенность 5D-уровня в зависимости от задержки $\Delta\tau$ (точки) при длительности импульсов 100 нс (результат моделирования с учетом радиального профиля пучка – сплошная кривая) (б).

Нами выполнено численное моделирование возбуждения путем решения системы (3) с учетом радиального распределения интенсивности пучков и плотности атомов в облаке. Результат моделирования показан на рис.7, а и хорошо воспроизводит экспериментальные данные. Кроме того, для атомов, находящихся вблизи максимума интенсивности пучка, населенность 5D-уровня превышает среднюю по облаку в три раза. Видно, что, как и в случае малой интенсивности излучения (рис.4), максимальное возбуждение уровня 5D_{5/2} реализуется в случае возбуждения методом STIRAP при задержке между импульсами 40 нс и длительности импульсов 100 нс, достигая 0.25 в среднем по ансамблю. Максимальная населенность в пике интенсивности составляет 80%. Таким образом, при наличии источника излучения достаточной мощности метод STIRAP действительно позволяет перенести всю населенность с уровня 5S_{1/2} на уровень 5D_{5/2} в рубидии через коротортоживущий уровень 5P_{3/2}.

5. Заключение

В работе исследовано возбуждение 5D_{5/2}-уровня атома ⁸⁷Rb в облаке лазерно-охлажденных атомов двумя последовательными короткими лазерными импульсами по схеме 5S_{1/2} → 5P_{3/2} → 5D_{5/2}. Показано, что метод STIRAP обеспечивает бóльшую населенность уровня 5D_{5/2}, чем метод каскадного возбуждения. При облучении всего об-

лака импульсами, обеспечивающими в пике интенсивность 2 мВт/мм², населенность 5D_{5/2}-уровня достигает 40% для всех атомов облака. При фокусировке лазерных импульсов в малую часть облака средняя по ансамблю населенность падает до 25%, однако, как показывают расчеты, локально (в максимуме интенсивности) она достигает 80%. Экспериментальные данные хорошо аппроксимируются результатами расчета, основывающегося на решении уравнений для матрицы плотности (3). Показано, что эффективное возбуждение 5D_{5/2}-уровня возможно при использовании импульсов негауссовой формы и при малых (на уровне 1 мВт/мм²) интенсивностях лазерного излучения. Оптимальная длительность импульсов, обеспечивающая максимальное возбуждение 5D_{5/2}-уровня в условиях нашего эксперимента, варьируется от 80 до 150 нс с задержкой между импульсами, равной половине их длительности. При больших длительностях импульсов распад 5D_{5/2}-уровня начинает вносить существенный вклад в потери, из-за чего при длительностях, превышающих 200 нс, эффективность возбуждения существенно уменьшается. Разработанный метод планируется использовать в экспериментах по измерению поляризуемости уровня 5D_{5/2} в электрическом поле.

Работа поддержана РФФИ (гранты № 12-02-00867а, 11-02-00987а), грантом Президента Российской Федерации МД-669.2011.8 и программой фундаментальных исследований ОФН РАН 2012–2014 гг. «Оптическая спектроскопия и ее приложения». Авторы выражают благодарность студентам и аспирантам МФТИ, а также А. Шаврину и М.Ерохину, предоставившим вычислительные мощности своих компьютеров (около 50) для численного моделирования эксперимента.

1. Ulzega S., Hofer A., Moroshkin P., Weis A. *Europ. Phys. Lett.*, **76**, 1074 (2006).
2. Beloy K., Safronova U.I., Derevianko A. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 040801 (2006).
3. Middelman T., Lisdar C., Falke S., Winfred J.S.R.V., Riehle F., Sterr U. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **60**, 7 (2011).
4. Kamenski A.A., Ovsiannikov V.D. *J. Phys. B. At. Mol. Opt. Phys.*, **39**, 2247 (2006).
5. Кондратьев Д.А., Бейгман И.Л., Вайнштейн Л.А. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, №12, 3 (2008).
6. Bergmann K., Shore B.W. *Molecular Dynamics and Spectroscopy by Stimulated Emission Pumping* (Singapore: World Scientific, 1995, pp. 315–373).
7. Kis Z., Stenholm S. *J. Modern Opt.*, **49**, 1/2, (2002).
8. Gaubatz U., Rudecki P., Schieman S., Bergmann K. *J. Chem. Phys.*, **92**, 5363 (1990).
9. Pillet P., Valentin C., Yuan R.-L., Yu J. *Phys. Rev. A*, **48**, 845 (1993).
10. Lawall J., Prentiss M. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 993 (1994).
11. Goldner L.S., Gerz C., Spreew R.J.C., Rolston S.L., Westbrook C.I., Phillips W.D., Marte P., Zoller P. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 997 (1994).
12. Weitz M., Young B.C., Chu S. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 2563 (1994).
13. Lu X., Sun Y., Metcalf H. *Phys. Rev. A*, **84**, 033402 (2011).
14. Kis Z., Renzoni F. *Phys. Rev. A*, **65**, 032318 (2002).
15. Moller D., Sorensen J.L., Thomsen J.B., Drewsen M. *Phys. Rev. A*, **76**, 062321 (2007).
16. Suptitz W., Duncan B.C., Gould P.L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 5 (1997).
17. Broers B., van Linden van den Heuvell H.B., Noordam L.D. *Phys. Rev. Lett.*, **69** (1992).
18. Steck D.A. <http://steck.us/alkalidata>.
19. Акимов А.В., Терещенко Е.О., Снигирев С.А., Самокотин А.Ю., Соколов А.В., Колачевский Н.Н., Сорокин В.Н. *ЖЭТФ*, **136** (3), 419 (2009)