

Измерение времени жизни атомов рубидия в темной магнитооптической ловушке

О.И.Пермякова, А.В.Яковлев, П.Л.Чаповский

Измерены времена жизни атомов рубидия в темной магнитооптической ловушке при различных населенностях «яркого» и «темного» сверхтонких состояний захваченных атомов. Обнаружено, что время жизни атомов в ловушке уменьшается, если атом проводит больше времени в ярком состоянии. Предложено простое объяснение этого эффекта, основанное на увеличении транспортного сечения столкновений окружающих ловушку теплых атомов с холодными атомами рубидия при их электронном возбуждении.

Ключевые слова: лазерное охлаждение рубидия, темные магнитооптические ловушки.

1. Введение

Лазерное охлаждение нейтральных атомов в магнитооптических ловушках (magneto-optical trap, MOT) является важным инструментом современной атомной физики [1, 2]. Эти ловушки представляют собой удобные и надежные устройства, позволяющие охлаждать большое число атомов до температур $10 - 10^2$ мК. MOT применяются в лазерной спектроскопии холодных атомов, исследовании столкновений при низких температурах, при создании новых стандартов частоты, на начальной стадии охлаждения при получении бозе-эйнштейновской конденсации разреженных газов и в других областях.

Непосредственное использование MOT для спектроскопических исследований холодных атомов осложняется тем, что лазерное и магнитное поля ловушки создают сильные возмущения электронной структуры захваченных атомов. Один из способов решения этой проблемы основан на разделении во времени захвата атомов в ловушку и спектроскопического исследования холодных атомов. Недостатком такого подхода является то, что приходится иметь дело с нестационарным объектом – разлетающимся облаком атомов, освобожденных из ловушки.

В ряде случаев трудности могут быть преодолены с помощью модифицированной MOT, так называемой темной MOT (dark MOT, DMOT), предложенной в работе [3] для атомов щелочных металлов. DMOT состоит из двух пространственных областей. Внешняя область ловушки содержит охлаждающее и перекачивающее (возвращающее атом на уровни, взаимодействующие с охлаждающим излучением) лазерные излучения и работает как обычная MOT. Во внутренней зоне перекачивающее излучение отсутствует, и поэтому здесь собираются атомы в «темном» сверхтонком состоянии, не взаимодействующие с охлаждающим излучением. Однако вследст-

вие рассеяния перекачивающего излучения оптическими элементами системы и теплыми атомами охлаждаемого газа это излучение все-таки проникает во внутреннюю зону DMOT. Это приводит к тому, что некоторая доля захваченных атомов находится в «ярком» сверхтонком состоянии и взаимодействует с охлаждающим излучением. Отметим, что именно атомы в ярком состоянии ответственны за флуоресценцию атомного облака в DMOT.

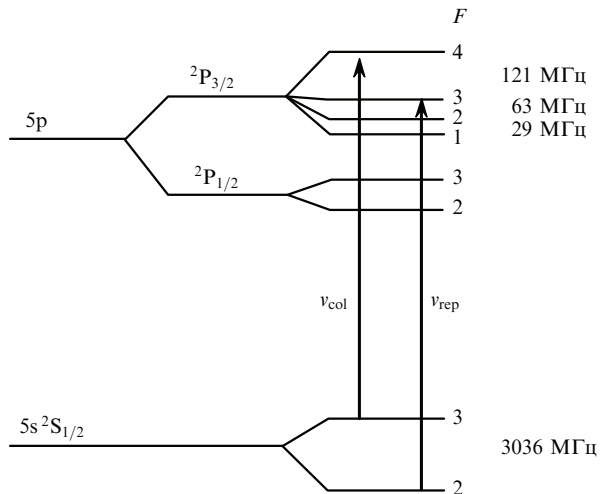
Основные применения DMOT основаны на их способности существенно повышать плотность и число захваченных атомов. Это связано с тем, что расталкивание частиц, обусловленное обменом излучением между атомами, и сверхупругие столкновения подавлены в DMOT. (Напомним, что при сверхупругих столкновениях внутренняя энергия возбужденного атома переходит в кинетическую энергию.) Дополнительно к этому полезному свойству (удерживать большую часть захваченных атомов в темном состоянии) в DMOT возможно изменение в широких пределах населенностей яркого и темного состояний. Населенности этих состояний определяют целый ряд физических процессов в DMOT, например поглощение лазерного излучения холодными атомами. Таким образом, изменение доли атомов, находящихся в ярком сверхтонком состоянии, может быть использовано для изучения физики холодных атомов. В настоящей работе мы приводим результаты экспериментального наблюдения зависимости времени жизни атомов рубидия в темной ловушке от относительных населенностей яркого и темного сверхтонких состояний.

2. Схема уровней атомов рубидия и DMOT

Наши эксперименты выполнялись с атомами ^{85}Rb . Схема энергетических уровней представлена на рис.1. В ловушке используются два коммерческих лазера DL100 (Tortica). Частота охлаждающего излучения ν_{col} сдвинута в красную область спектра на $15 - 20$ МГц от центральной частоты перехода $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$. Частота перекачивающего излучения ν_{rep} варьировалась в широких пределах в области частот ν_{22} и ν_{23} переходов $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2, 3$ соответственно (см. ниже). Сверхтонкие состоя-

О.И.Пермякова, А.В.Яковлев, П.Л.Чаповский. Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; e-mail: chapovsky@iae.nsk.su

Поступила в редакцию 12 июля 2007 г., после доработки – 5 мая 2008 г.

Рис.1. Схема уровней ^{85}Rb :

F – угловой момент сверхтонкого состояния; числа справа – расщепление сверхтонких уровней [10].

ния с $F_g = 2$ и 3 являются темным и ярким состояниями соответственно.

Схема экспериментальной установки показана на рис.2,а. Наша DMOT захватывает атомы непосредственно из газа находящегося в вакуумной камере теплых атомов рубидия (аналогично подходу, предложенному в работе [2] для обычной MOT). Ловушка образована шестью охлаждающими пучками с круговой поляризацией и двумя линейно поляризованными пучками перекачивающего излучения. Каждый из этих пучков имеет мощность 6 мВт и диаметр ~ 15 мм. Два «полых» пучка перекачивающего излучения направлены в центр ловушки под углом 90° друг к другу (распределение интенсивности в поперечном сечении этих пучков представляет собой кольцо с внутренним диаметром 5 мм и внешним диаметром 15 мм).

Магнитное поле квадрупольной конфигурации создавалось двумя катушками «анти-Гельмгольца» (100 витков, диаметр 5 см), расположенными на расстоянии 5 см друг от друга. При токе через катушки 1.6 А в центре ловушки создавалось магнитное поле с градиентом 17 Гс/см вдоль оси симметрии системы. Магнитное поле могло быть включено (и выключено) за время, меньшее 500 мкс.

Мы использовали простую конструкцию вакуумной камеры для DMOT, которая представляла собой стеклянную сферу диаметром 6 см без дополнительного просветляющего покрытия. Камера была постоянно соединена с магнитоэлектрическим насосом (производительность ~ 10 л/с) и со стеклянным отрезком, содержащим металлический рубидий. Давление паров рубидия в камере регулировалось охлаждением этого отрезка с помощью элемента Пельтье. Поскольку камера ловушки постоянно откачивалась насосом, давление паров рубидия было значительно меньше давления насыщенных паров, соответствующего температуре отрезка. Давление остаточных газов (пары рубидия и, по-видимому, гелий и водород) в камере не превышало 10^{-8} Тор. Дополнительная информация о MOT и характеристиках захваченных атомов приведена в [4–6].

Населенности сверхтонких уровней основного электронного состояния рубидия измерялись в эксперименте

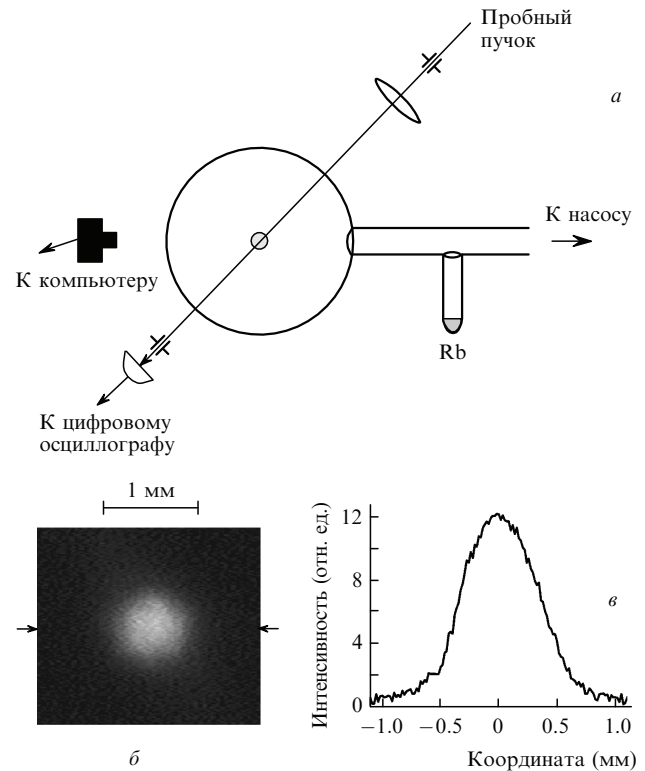


Рис.2. Схема измерения количества захваченных DMOT атомов рубидия (катушки Гельмгольца, а также пучки охлаждающего и перекачивающего излучения не показаны) (а), пространственное распределение интенсивности флуоресценции облака холодных атомов рубидия в DMOT (б) и сечение этого распределения вдоль направления, указанного стрелками (в).

по поглощению пробного пучка дополнительного полупроводникового лазера. Этот лазер (диод ML6XX24, Mitsubishi) работал без внешнего резонатора и имел высокостабильный источник тока и прецизионную систему стабилизации температуры. Ширина линии пробного излучения составляла, по нашим оценкам, менее 1 МГц (HWHM).

Все три лазера, использовавшиеся в нашем эксперименте, были оборудованы системами стабилизации частоты излучения по методике DAVLL (dichroic atomic vapour laser lock [7, 8]). Эти системы позволяли стабилизировать частоту излучения с дрейфом менее 3 МГц/ч в любой точке широкого (~ 1 ГГц) диапазона частот вблизи частоты каждой сверхтонкой линии поглощения Rb. Дополнительные сведения о нашей системе стабилизации частоты излучения лазеров приведены в работе [9].

3. Экспериментальные результаты

Стационарное количество захваченных атомов рубидия зависит от концентрации находящихся в вакуумной камере теплых атомов рубидия. Если отрезок, содержащий металлический рубидий, имеет комнатную температуру, полное число захваченных атомов рубидия в нашей темной ловушке достигает $\sim 10^8$. Облако атомов имеет почти сферическую форму с диаметром 0.8 мм (рис.2,б). Форма облака определялась по пространственному распределению интенсивности флуоресценции, зарегистрированному аналоговой видеокамерой. Сигнал с видеокамеры оцифровывался и затем анализировался с помощью пакета Mathcad.

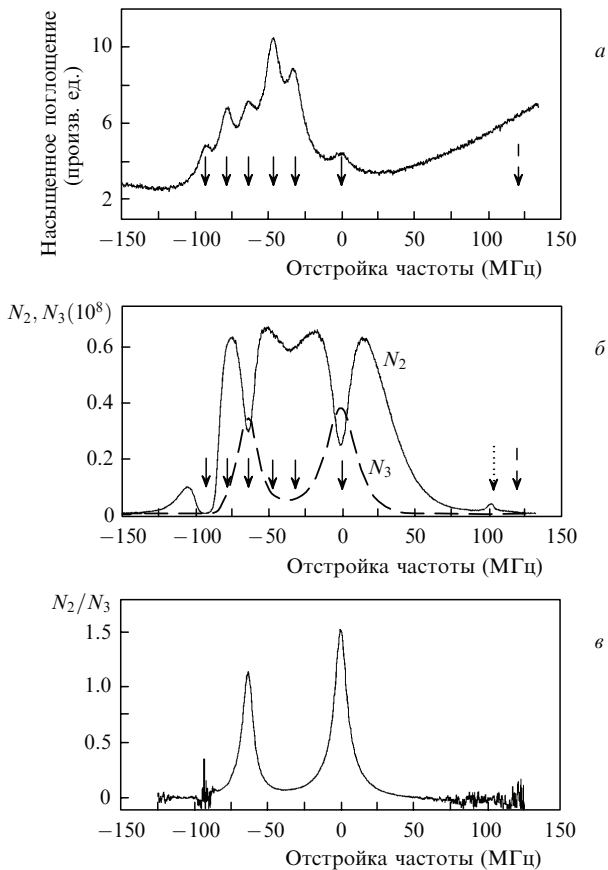


Рис.3. Резонансы насыщенного поглощения на переходах $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$ (а), количество атомов N_2 и N_3 в состояниях с $F_g = 2$ и 3 соответственно (б) и отношение N_3/N_2 (в). Сплошные стрелки указывают положения насыщенных резонансов (см. табл.1), штриховые – центральную частоту запрещенного перехода $F_g = 2 \rightarrow F_e = 4$, пунктирная стрелка показывает положение комбинационного резонанса для охлаждающего и перекачивающего излучений. Нулевой отстройке частоты соответствует центральная частота перехода $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$.

Результаты измерения количества захваченных DMOT атомов рубидия при различных частотах перекачивающего излучения представлены на рис.3. Эти данные были получены при комнатной температуре отстротки. Частота перекачивающего излучения измерялась с помощью резонансов насыщенного поглощения во встречных полях в дополнительной кювете с парами рубидия, имеющей длину 7 см и находящейся при комнатной температуре. Эти резонансы для сверхтонких переходов $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$ показаны на рис.3,а. Поскольку в спектре линейного поглощения имеется три разрешенных перехода, спектр насыщенного поглощения состоит из шести пиков. Частотная шкала этого спектра была определена по частотам резонансов, измеренным в [10]. Для удобства

Табл.1. Частоты резонансов насыщенного поглощения в паре ^{85}Rb для переходов, начинающихся из сверхтонкого состояния с $F_g = 2$ [10].

Переход $F_g \rightarrow F_e$	Отстройка частоты (МГц)
$2 \rightarrow 1$	-92.82
$2 \rightarrow 1, 2 \rightarrow 2$	-78.11
$2 \rightarrow 2$	-63.4
$2 \rightarrow 1, 2 \rightarrow 3$	-46.41
$2 \rightarrow 2, 2 \rightarrow 3$	-31.7
$2 \rightarrow 3$	0

частоты резонансов насыщенного поглощения приведены в табл.1 (двойные переходы указывают перекрестные резонансы).

Зависимости количества атомов рубидия N_2 и N_3 в состояниях с $F_g = 2$ и 3 соответственно от частоты перекачивающего излучения представлены на рис.3,б. Эти данные получены при достаточно медленном сканировании частоты перекачивающего излучения для учета большого времени заполнения ловушки (см. ниже). При измерении количества захваченных атомов рубидия в состоянии с $F_g = 2$, частота пробного излучения выбиралась совпадающей с центральной частотой перехода $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$. Этот переход наиболее подходит для измерения концентрации атомов в состоянии с $F_g = 2$, поскольку является замкнутым и, следовательно, менее подвержен полевому насыщению, чем два других разрешенных перехода, начинающихся с этого же сверхтонкого уровня. Количество захваченных атомов в состоянии с $F_g = 3$ измерялось по поглощению пробного излучения на переходе $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$. Этот переход наименее возмущен охлаждающим излучением. Зарегистрированные спектры поглощения пробного излучения сопоставлялись далее с расчетным спектром поглощения слабого поля и в конечном итоге с учетом объема облака (рис.2,б) давали полное количество захваченных атомов на уровнях с $F_g = 2$ и 3. Погрешность измерения N_2 и N_3 составляла $\sim 20\%$.

Частотная зависимость N_3 (рис.3,б) имеет два максимума на частотах, совпадающих с ν_{22} и ν_{23} . Частотная зависимость N_2 имеет более сложную структуру. Для дальнейшего нам необходимо рассмотреть в последней зависимости два широких максимума и два узких минимума на частотах ν_{22} и ν_{23} . Максимумы в частотных зависимостях N_2 и N_3 обусловлены увеличением эффективности переноса атомов с уровня с $F_g = 2$ на уровень с $F_g = 3$ перекачивающим излучением во внешней зоне DMOT, когда частота этого излучения становится близкой к частотам незамкнутых переходов $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2, 3$. Эти максимумы имеют большую спектральную ширину из-за большого «полевого уширения». Узкие минимумы в частотной зависимости N_2 являются результатом перехода холодных атомов со сверхтонкого уровня с $F_g = 2$ на сверхтонкий уровень с $F_g = 3$ во внутренней зоне DMOT, вызванного слабым рассеянным перекачивающим излучением. Ширины узких провалов близки к радиационным ширинам переходов $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2, 3$, что подтверждает низкую интенсивность участвующего в этом процессе излучения. Дополнительные сведения о спектральных характеристиках атомов рубидия в DMOT приведены в работе [6].

Рассмотрим теперь зависимость отношения N_3/N_2 от частоты перекачивающего излучения (рис.3,в). Данная зависимость имеет два максимума на частотах ν_{22} и ν_{23} и глубокий минимум на частоте ν_{mid} перекачивающего излучения, лежащей между этими центральными частотами. Частота ν_{mid} отстроена на ~ 40 МГц в красную область спектра от частоты ν_{23} . Отметим, что способность DMOT захватывать атомы остается высокой и примерно одинаковой на всех этих частотах. Из рис.3,в видно, что при варьировании частоты перекачивающего излучения отношение N_3/N_2 изменяется в 20 раз – от 1.5 до 0.08.

Это свойство нашей DMOT использовалось в настоящем эксперименте для измерения зависимости времени

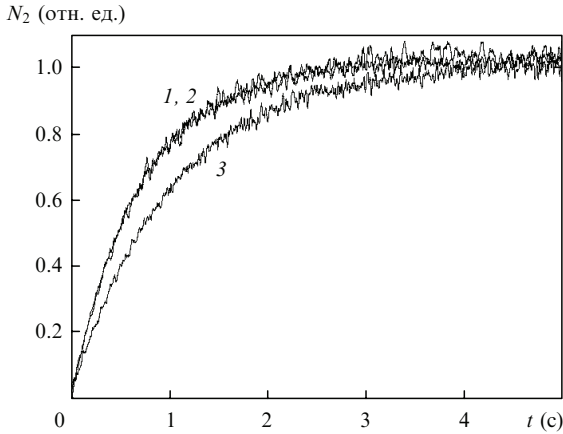


Рис.4. Зависимости количества N_2 захваченных атомов рубидия в состоянии с $F_g = 2$ от времени t при частотах перекачивающего излучения $\nu_{\text{rep}} = \nu_{22}$ (1), ν_{23} (2) и ν_{mid} (3).

жизни атомов рубидия в ловушке от их электронного состояния. Для этого измерялись зависимости количества захваченных атомов в состоянии с $F_g = 2$ от времени, прошедшего после включения квадрупольного магнитного поля ловушки, при трех частотах перекачивающего излучения ν_{rep} :

$$\nu_{\text{rep}} = \nu_{22}, \quad \nu_{\text{rep}} = \nu_{23}, \quad \nu_{\text{rep}} = \nu_{\text{mid}}. \quad (1)$$

Измерения были выполнены при пониженной до -8°C температуре отрезка с металлическим рубидием. Это значительно снизило давление паров рубидия в вакуумной камере ловушки и привело к уменьшению числа холодных атомов в облаке в 10–20 раз по сравнению с числом атомов, захватываемых при комнатной температуре отрезка. Уменьшение числа атомов рубидия в облаке значительно упростило экспериментальную ситуацию, поскольку облако стало оптически тонким, а взаимодействие холодных атомов между собой – несущественным.

Измеренные зависимости числа захваченных DMOT атомов рубидия в состоянии с $F_g = 2$ от времени представлены на рис.4. Две зависимости (кривые 1 и 2), соответствующие частотам перекачивающего излучения $\nu_{\text{rep}} = \nu_{22}$ и ν_{23} практически совпадают друг с другом. Третья зависимость, измеренная при $\nu_{\text{rep}} = \nu_{\text{mid}}$, демонстрирует значительно большее время жизни атомов в ловушке. Времена жизни атомов в ловушке были следующими:

$$\begin{aligned} \tau_{22} &= 0.72 \pm 0.01 \text{ с}, \quad \tau_{23} = 0.74 \pm 0.01 \text{ с}, \\ \tau_{\text{mid}} &= 1.03 \pm 0.01 \text{ с}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь τ_{22} и τ_{23} соответствуют случаям $\nu_{\text{rep}} = \nu_{22}$ и ν_{23} . Временные зависимости заполнения ловушки, приведенные на рис.4, являются экспоненциальными с точностью до статистических погрешностей измерений.

4. Обсуждение

Время жизни атомов рубидия в MOT определяется рядом физических эффектов (см., напр., обзор [11]). Роль некоторых из этих эффектов становится несущественной при низкой плотности холодных атомов в облаке, вы-

бранной в настоящем эксперименте для измерения времени жизни атомов рубидия в ловушке. Тот факт, что временная зависимость заполнения ловушки является чисто экспоненциальной, оправдывает пренебрежение ре-абсорбцией флуоресценции рубидия и сверхупругими столкновениями в облаке. В такой упрощенной ситуации атомы в ловушке не взаимодействуют друг с другом, и размер облака не зависит от числа атомов в нем. Число холодных атомов в облаке N подчиняется уравнению [2]

$$\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau}, \quad (3)$$

где R – скорость захвата атомов рубидия; τ – время жизни атомов в ловушке. Время τ определяется в наших экспериментальных условиях столкновениями холодных атомов рубидия с окружающими теплыми атомами:

$$\tau^{-1} = n_{\text{Rb}}\sigma_{\text{Rb}}v_{\text{Rb}} + n_{\text{b}}\sigma_{\text{b}}v_{\text{b}}, \quad (4)$$

где n_{Rb} и n_{b} – концентрации теплых атомов Rb и атомов остаточных газов соответственно; v_{Rb} и v_{b} – средние тепловые скорости этих атомов. Сечения σ_{Rb} и σ_{b} характеризуют столкновения, в результате которых холодные атомы приобретают скорость, большую критической скорости v_c (сечения выбивания). Критическая скорость есть максимальная скорость атомов, которые ловушка способна захватить [2]. Для нашей ловушки $v_c \sim 10$ м/с.

Уравнение (3) дает экспоненциальную зависимость количества захваченных атомов от времени с постоянной, равной τ . Таким образом, измерение динамики заполнения ловушки позволяет определить время жизни захваченных атомов в ловушке. Обнаруженное в эксперименте различие времен жизни рубидия в ловушке при разных частотах перекачивающего излучения можно объяснить, если предположить, что сечения столкновений σ_{Rb} и σ_{b} зависят от электронного состояния холодных атомов рубидия. Время, которое захваченный атом рубидия проводит в основном и возбужденном электронном состоянии, существенно различается для частот перекачивающего излучения ν_{22} (ν_{23}) и ν_{mid} , выбранных в настоящем эксперименте. Результаты измерений, представленные выше, показывают, что в ярком сверхтонком состоянии находится примерно 60 % атомов Rb, если $\nu_{\text{rep}} = \nu_{22}$ либо ν_{23} , и только 10 %, если $\nu_{\text{rep}} = \nu_{\text{mid}}$. Атомы Rb, попавшие в яркое сверхтонкое состояние, проводят примерно половину времени в возбужденном электронном состоянии. Следовательно, доля атомов Rb в состоянии $^5\text{P}_{3/2}$ составляет ~ 30 %, если $\nu_{\text{rep}} = \nu_{22}$ либо ν_{23} , и только ~ 5 %, если $\nu_{\text{rep}} = \nu_{\text{mid}}$. Используя уравнение (4), можно получить, что такое изменение количества атомов Rb в состоянии $^5\text{P}_{3/2}$ может объяснить изменение времени жизни, представленное оценками (2), если атом Rb в состоянии $^5\text{P}_{3/2}$ имеет в три раза большее сечение выбивания из ловушки, чем невозбужденный атом.

Изменение сечения столкновения атомов рубидия при их электронном возбуждении было зарегистрировано ранее в экспериментах по исследованию эффекта светоиндуцированного дрейфа (СИД) атомов рубидия [12]. Величина СИД определяется разностью транспортных частот столкновений для возбужденного и невозбужденного атомов. В работе [12] было показано, что изменение транспортного сечения столкновений может достигать 50 %. Отметим, что при обычном «транспортном» стол-

кновении атому передается кинетическая энергия порядка тепловой энергии $k_B T$ (k_B – константа Больцмана).

Наши измерения дают значительно большее изменение транспортного сечения столкновений, чем это зарегистрировано в экспериментах по СИД. Однако процесс столкновительного выбивания атомов из DMOT существенно отличается от транспортных столкновений атомов при комнатной температуре. Потери атомов определяются сечениями передачи холодному атому весьма малой кинетической энергии ϵ_{esc} , достаточной для выбивания атома из ловушки. Энергия ϵ_{esc} на 2–3 порядка меньше тепловой энергии $k_B T$ при комнатной температуре.

5. Заключение

В работе выполнено измерение времен жизни атомов рубидия в DMOT при изменении отношения населенностей яркого и темного сверхтонких состояний в 20 раз. Измерения показали, что время жизни атома рубидия в DMOT становится меньше, когда он проводит больше времени в ярком состоянии. Предложено простое объяснение этого эффекта, основанное на предположении, что сечение столкновений захваченных атомов рубидия с окружающими теплыми атомами больше для рубидия в состоянии $^5P_{3/2}$, чем для рубидия, находящегося в основном состоянии. Аналогичная тенденция была зарегист-

рирована ранее для транспортного сечения столкновений при возбуждении атомов рубидия в экспериментах по изучению эффекта СИД [12].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 06-02-16415 и 06-02-08134), Президиума СО РАН и программы Отделения физических наук РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты».

1. Raab E.L., Prentiss M., Cable A., Chu S., Pritchard D.E. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2631 (1987).
2. Monroe C., Swann W., Robinson H., Wieman C. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 1571 (1990).
3. Ketterle W., Davis K.B., Joffe M.A., Martin A., Pritchard D.E. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 2253 (1993).
4. Чаповский П.Л. *ЖЭТФ*, **127**, 1035 (2005).
5. Чаповский П.Л. *Квантовая электроника*, **36**, 257 (2006).
6. Чаповский П.Л. *ЖЭТФ*, **130**, 820 (2006).
7. Corwin K.L., Lu Z., Hand C.F., Epstein R.J., Wieman C.E. *Appl. Opt.*, **37**, 3295 (1998).
8. Yashchuk V.V., Budker D., Davis J.R. *Rev. Sci. Instrum.*, **71**, 341 (2000).
9. Пермякова О.И., Яковлев А.В., Чаповский П.Л. *Квантовая электроника*, **35**, 449 (2005).
10. Barwood G.P., Gill P., Rowley W.R.C. *Appl. Phys. B*, **53**, 142 (1991).
11. Weiner J., Bagnato V.S., Zilio S., Jullenne P.S. *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 1 (1999).
12. Wittgreffe F. *Light-Induced Drift of Rubidium and Spectral Properties of Semiconductor Lasers* (Ph.D. Thesis) (Leiden, The Netherlands: Leiden University, 1990).