

## Потери атомов из околорезонансной полой дипольной ловушки

В.А.Виноградов, К.А.Карпов, А.В.Турлапов

*Измерено время жизни газа атомов  ${}^6\text{Li}$  в большой полой оптической дипольной ловушке, образованной излучением с частотой, отстроенной вверх от резонанса на 4 или 2 ГГц. Ловушка имеет форму тонкостенного цилиндра с плоскими основаниями и объём  $\sim 1 \text{ мм}^3$ . Основным механизмом потерь атомов является нагрев из-за рэлеевского рассеяния. Влияние столкновений атомов с фоновым газом и друг с другом на измеренное время жизни пренебрежимо мало.*

**Ключевые слова:** лазерное пленение и охлаждение, дипольная сила, время жизни атомов в дипольных ловушках.

Захват газа атомов в оптическую дипольную ловушку впервые был выполнен в 1986 г. [1]. Такие ловушки можно использовать при исследовании квантовых газов [2–4] и атомов в ридберговских состояниях [5, 6], для реализации алгоритмов квантовой информатики [7–9], создания стандартов частоты [10, 11], а также для вакуумметрии [12].

Глубина потенциала дипольной ловушки сравнительно невелика. Для захвата атомов в дипольную ловушку они должны быть предварительно охлаждены и локализованы, например в магнитооптической ловушке (МОЛ) [13]. Эффективность перегрузки атомов из МОЛ ограничивается достижимой глубиной потенциала и пространственным перекрытием МОЛ и дипольной ловушки. Для атомов  ${}^6\text{Li}$  получена МОЛ, удерживающая  $N = 10^{10}$  частиц в объёме  $\sim 1 \text{ см}^3$  при температуре 1.4 мК [14]. Дипольные ловушки большого объёма позволяют перехватить существенную долю атомов из МОЛ [15].

После захвата атомов их потери из дипольной ловушки могут быть обусловлены несколькими причинами: столкновениями атомов с фоновым газом [12, 16], нагревами из-за флуктуаций интенсивности и положения лазерного пучка [17], столкновениями атомов пленённого газа друг с другом [18, 19] и нагревом, происходящим из-за рэлеевского рассеяния света на атомах [13]. Достижимое в экспериментах с ультрахолодными газами давление в вакуумной камере  $\sim 10^{-11}$  Тор определяет время жизни атомов (несколько минут) [16]. Использование стабиль-

ных источников лазерного излучения позволяет минимизировать нагрев из-за флуктуаций интенсивности, влияние которых ограничивает время жизни значениями  $\sim 2.3 \times 10^4 \text{ с}$  [20], при этом в эксперименте время жизни составило 400 с. Для  ${}^6\text{Li}$  возможно приготовление атомов в состоянии, устойчивом к парным столкновениям [19]. Частота рэлеевского рассеяния и, соответственно, нагрев уменьшаются при увеличении отстройки частоты лазерных пучков ловушки от частоты перехода в атоме [13]. Для ловушек с большой отстройкой рассеяние мало, и удерживающий потенциал является консервативным на временах до 1 ч [16]. Для околорезонансной полой оптической дипольной ловушки, описанной в [15], частота рэлеевского рассеяния значительно выше. В то же время ловушки с тонкими стенками позволяют уменьшить рэлеевский нагрев по сравнению с толстостенными [21].

В настоящей работе измеряется время жизни атомов  ${}^6\text{Li}$  в полой дипольной ловушке. Исследуются механизмы потерь атомов, ограничивающие их время жизни. Используемая здесь полая дипольная ловушка имеет форму цилиндра с плоскими основаниями. Область, в которой удерживаются атомы, создаётся оптическими полями, схематично показанными на рис.1. Вертикальная световая трубка кольцевого сечения ограничивает движение атомов в плоскости  $xu$ , а движение вдоль оси  $z$  ограничено плоскими стенками (пучками света). Поперечный профиль трубчатого пучка в плоскости  $xu$  показан на рис.2,а, профиль плоского пучка при  $x = 0$  – на рис.2,в. Световые поля создают отталкивательный дипольный потенциал, поскольку частота лазерного излучения  $\omega$  больше частоты  $\omega_0$  ближайшего электродипольного перехода в атоме. Дипольная ловушка для  ${}^6\text{Li}$  создана излучением, отстроенным по частоте на  $\Delta_{D_2}/2\pi = (\omega - \omega_0)/2\pi = 4 \text{ ГГц}$  вверх от частоты линии  $D_2$ , перехода  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$  с длиной волны 671 нм (далее под отстройкой подразумевается  $\Delta_{D_2}/2\pi$ ). Тонкое расщепление в  ${}^6\text{Li}$  составляет 10 ГГц, что сравнимо с величиной отстройки. В этом случае потенциал дипольной силы  $U(\mathbf{r})$  связан с профилем интенсивности света  $I(\mathbf{r})$  следующим образом [13]:

$$U(\mathbf{r}) = \frac{\pi c^2 \Gamma I(\mathbf{r})}{2\omega_0^3} \left( \frac{2}{\Delta_{D_2}} + \frac{1}{\Delta_{D_1}} \right), \quad (1)$$

**В.А.Виноградов, А.В.Турлапов.** ООО «Международный центр квантовой оптики и квантовых технологий», Россия, 121205 Москва, Сколково, Большой б-р, 30, стр. 1; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: turlapov@appl.sci-nnov.ru

**К.А.Карпов.** ООО «Международный центр квантовой оптики и квантовых технологий» 121205 Москва, Сколково, Большой б-р, 30, стр. 1; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: kkarпов@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 4 марта 2021 г., после доработки – 26 апреля 2021 г.

где  $\Gamma$  – обратное время жизни возбуждённого состояния атома, а отстройка  $\Delta_{D_1}/2\pi$  частоты излучения вверх от частоты линии  $D_1$  составляет 14 ГГц.

Мощность кольцевого пучка равна 50 мВт, ширина кольцевых стенок (рис.2,а,б) по уровню интенсивности 1/2 в плоскости наименьшей толщины – 31 мкм, диаметр кольца составляет 1 мм, что даёт высоту потенциала 740 мК. Плоские стенки образованы пучками излучения мощностью 17 мВт каждый, расстояние между которыми равно 1 мм. Эллиптический профиль пучков (рис.2,в,г) с ширинами 41 мкм и 1.37 мм по уровню интенсивности 1/2 создаёт барьеры высотой 410 мК.

В эксперименте измерялось число пленённых атомов, насылающих уровень  $2S_{1/2} (F = 3/2)$ , в зависимости от времени удержания, и по этим данным определялось их время жизни. Для нахождения распределения концентрации атомов и их числа используется съёмка методом, основанным на резонансном поглощении света [22, 23]. Газ в ловушке подсвечивался импульсом излучения с частотой, резонансной частоте перехода  $2S_{1/2} (F = 3/2) \rightarrow 2P_{3/2}$ . Интенсивность излучения составляла 0.2 мВт/см<sup>2</sup>, длительность импульса – 10 мкс. Из-за поглощения атомами части излучения возникала область тени. Прошедшее излучение проецировалось на КМОП-матрицу (комплементарная структура металл–оксид–полупроводник). На рис.3, 4 представлены пространственные распределения поглощения света  $f(y, z')$  атомами в МОЛ и в полой ловушке соответственно сразу после выключения пучков в

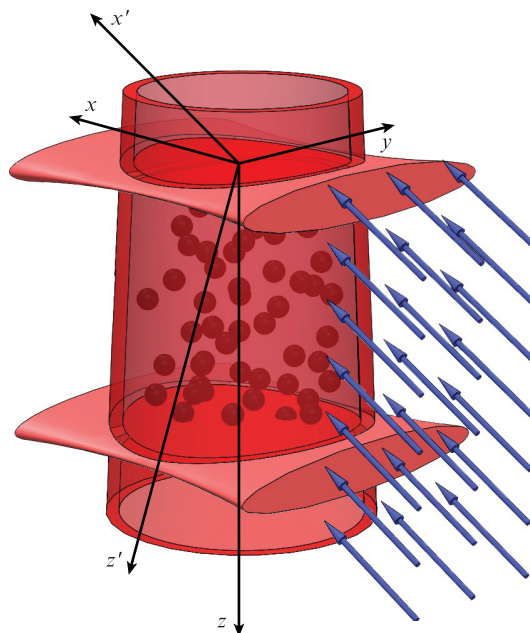


Рис.1. Газ атомов (сферы), пленённый в ограниченном пучками света пространстве (показаны оттенками красного), и резонансное излучение для съёмки (синие стрелки). Трубочатый пучок распространяется вдоль оси z, два плоских – вдоль x, лучи для съёмки – вдоль x'. Цветной вариант рис.1 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

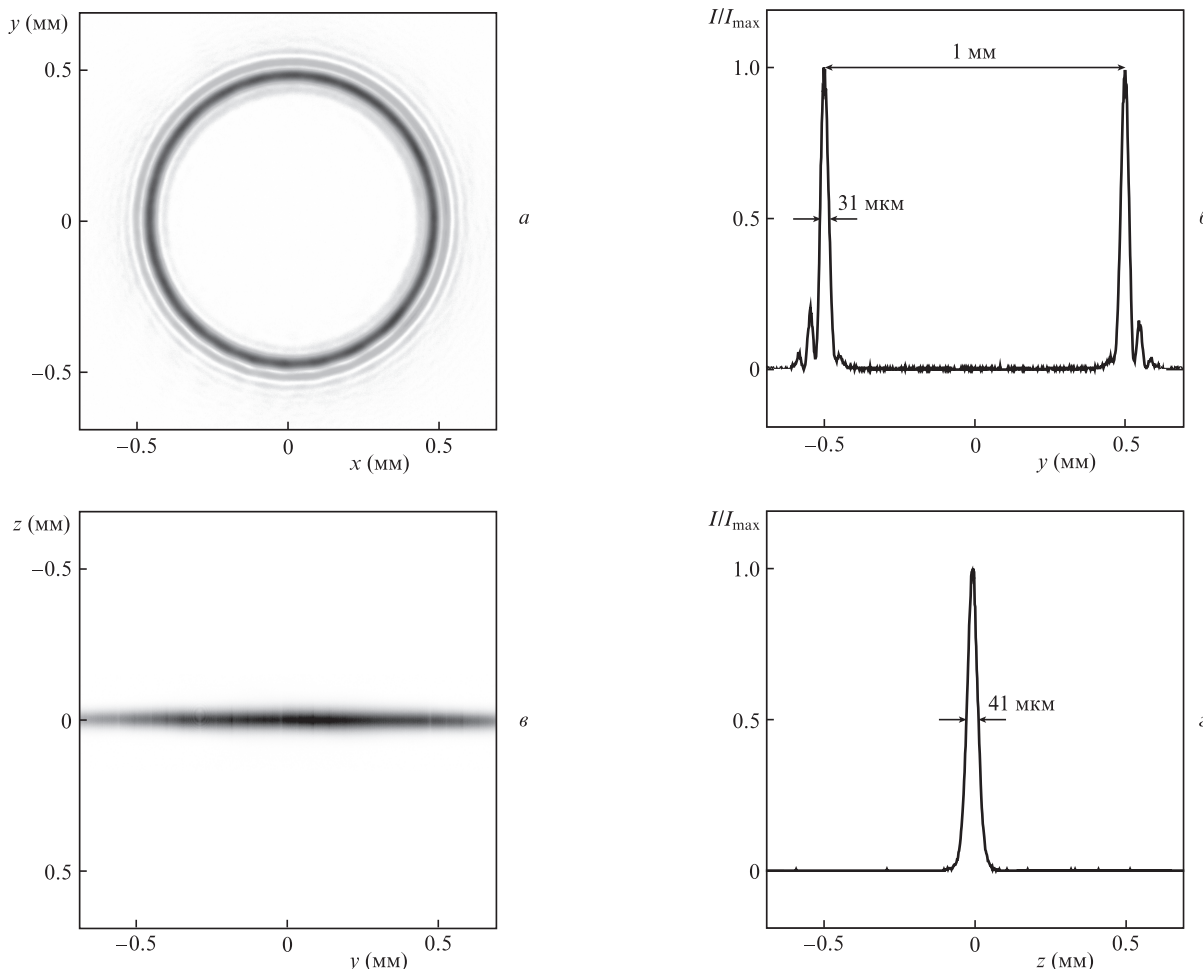


Рис.2. Сечение трубочатого пучка в плоскости  $xy$  (а), сечение пучка  $a$  осью  $y$  (б), сечение плоского пучка в плоскости  $yz$  (в) и сечение пучка  $в$  осью  $z$  (г).

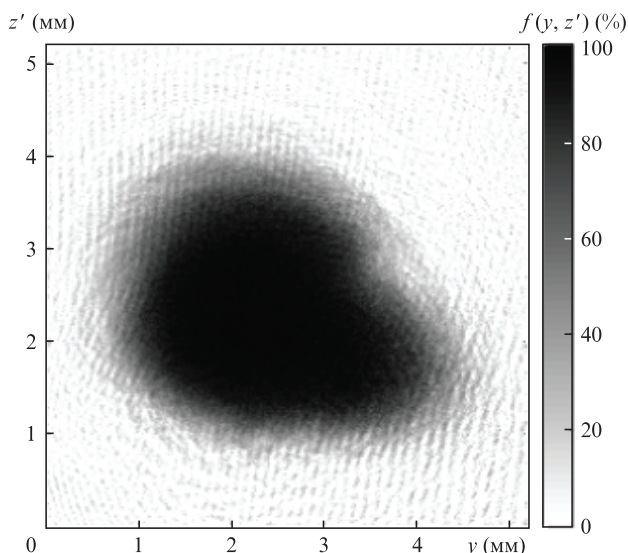


Рис.3. Распределение поглощения света облаком атомов сразу после выключения пучков МОЛ в отсутствие дипольной ловушки.

МОЛ. Распределения  $f(y, z')$  рассчитаны в плоскости объекта съёмки как отношения интенсивности поглощённого света и интенсивности подсвечивающего излучения. Часть засветки (менее 10%) матрицы от других источников, например от пучков дипольной ловушки, можно учесть с помощью фонового кадра, т.е. кадра в отсутствие подсвечивающего излучения. Этот кадр вычитается из снимков как прошедшего света, так и подсвечивающего излучения, которое распространяется вдоль оси  $x'$  (см. рис.1). Ось  $x'$  лежит в плоскости  $xz$  и образует с осью  $x$  угол  $30^\circ$ . Ось  $z'$  выбрана ортогональной плоскости  $yx'$ . Плоскость  $yz'$  соответствует плоскости объекта съёмки на рис.3, 4. Верхняя и нижняя границы ловушки на рис.4, образованные плоскими пучками, выглядят размыто, поскольку съёмка происходит под углом.

Число атомов, захваченных в дипольную ловушку, можно рассчитать по рис.4, связав долю поглощённого света  $f$  с распределением концентрации  $n$  в приближении двухуровневого атома:

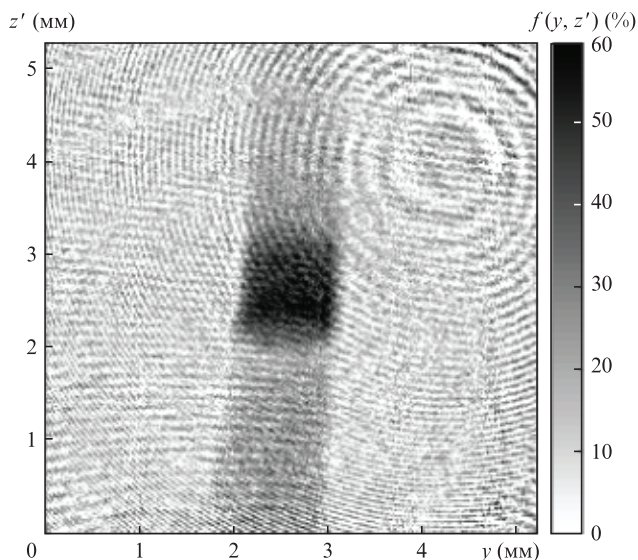


Рис.4. Распределение поглощения света облаком атомов, захваченных в полую дипольную ловушку, через 5 мс после выключения пучков МОЛ.

$$\ln(1 - f(y, z')) = -\sigma \int n(x', y, z') dx', \quad (2)$$

где  $\sigma = \lambda^2/\pi$  – усреднённое по возможным переходам сечение рассеяния подсвечивающего излучения. Часть атомов (20%), населяющих уровень  $2S_{1/2}$  ( $F = 1/2$ ), не участвует в процессе съёмки. Оптическая накачка атомов в МОЛ приводит к неравновесной населённости уровней. На атомы в МОЛ действует излучение, состоящее из двух частотных компонент. Одна компонента близка к резонансу с переходом  $2S_{1/2}$  ( $F = 3/2$ )  $\rightarrow$   $2P_{3/2}$ , вторая – с переходом  $2S_{1/2}$  ( $F = 1/2$ )  $\rightarrow$   $2P_{3/2}$ . Населённости уровней зависят от соотношения интенсивностей этих компонент. Число атомов, населяющих уровень  $2S_{1/2}$  ( $F = 1/2$ ), найдено в результате измерения поглощения излучения с частотой, резонансной частоте перехода  $2S_{1/2}$  ( $F = 1/2$ )  $\rightarrow$   $2P_{3/2}$ . Отношение населённостей уровней  $2S_{1/2}$  ( $F = 1/2$ ) и  $2S_{1/2}$  ( $F = 3/2$ ) остаётся неизменным на протяжении эксперимента.

Процедура пленения атомов в МОЛ описана в [15]. В настоящей работе отсутствует фаза доохлаждения в пучках с низкой интенсивностью, а компоненты пучков МОЛ с разными частотами выключаются одновременно. К моменту их выключения образуется облако размером 3 мм (рис.3), содержащее 100 млн атомов. Температура, определённая по разлёту облака, составляет 1–3 мК. Оптическая дипольная ловушка включается за 10 мс до выключения пучков МОЛ, центры двух ловушек совпадают.

После выключения пучков МОЛ в полой ловушке удерживается  $N \approx 10^7$  атомов, что составляет 10% от числа атомов в МОЛ. Размер МОЛ  $\sim 3$  мм больше размеров полой ловушки, из-за чего значительная часть частиц не захватывается. С другой стороны, большие размеры МОЛ облегчают её совмещение с полой ловушкой. Концентрация атомов, найденная по снимкам на рис.3 и 4, в МОЛ равна  $3 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , в дипольной ловушке –  $10^{10} \text{ см}^{-3}$ , т.е. захватывается примерно треть атомов, оказавшихся внутри дипольной ловушки. Такая эффективность захвата соответствует температуре 1 мК.

Зависимости числа атомов, захваченных в полую ловушку, от времени, прошедшего с момента выключения пучков МОЛ, представлены на рис.5. Каждая точка получена усреднением пяти снимков. Из аппроксимации (сплошная линия) экспериментальных данных на рис.5 следует, что было захвачено  $N = 7.7 \pm 1 \times 10^6$  атомов, и время жизни  $\tau$  по уровню  $1/e$  равно  $6.7 \pm 0.9$  мс. В этих экспериментах  $\Delta_D/2\pi = 4$  ГГц. При разлёте облака атомов в отсутствие удерживающего излучения видимое число атомов в области дипольной ловушки (показано серым на рис.5) уменьшается значительно быстрее – за  $1 \pm 0.3$  мс.

Механизм потери атомов из ловушки может быть одно- и двухчастичным. Поскольку уровень  $2S_{1/2}$  ( $F = 3/2$ ) находится выше, чем  $2S_{1/2}$  ( $F = 1/2$ ), возможен процесс неупругого столкновения атомов друг с другом [19, 24], в котором атом приобретает энергию 10 мК и покидает ловушку. В нулевом магнитном поле коэффициент потерь составляет  $10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$  [19], что при концентрации  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  даёт время жизни 100 мс. О том, что двухчастичный процесс не реализуется, свидетельствует рис.5, на котором видна экспоненциальная зависимость числа частиц от времени. Таким образом, неупругие столкновения не ограничивают время жизни атомов в данной ловушке.

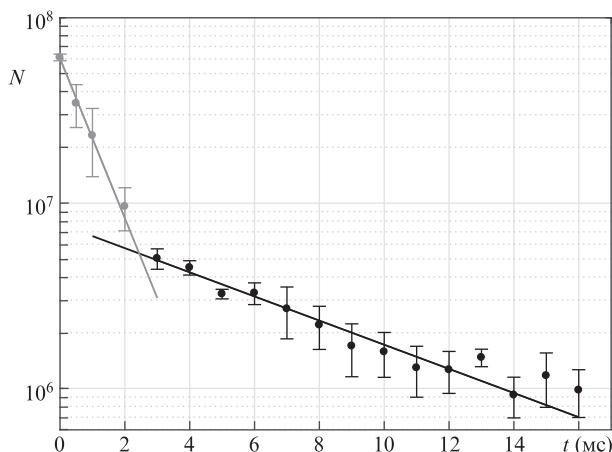


Рис.5. Зависимости от времени числа атомов, населяющих уровень  $2S_{1/2}$  ( $F = 3/2$ ), в полой дипольной ловушке. Черными точками представлены экспериментальные данные, сплошной линией – аппроксимация  $N = 7.7 \times 10^6 \exp(-t/6.7)$ . Серыми точками показано число атомов в области дипольной ловушки в отсутствие удерживающего излучения, сплошной серой линией – аппроксимация  $N = 6 \times 10^7 \exp(-t)$ . За начало отсчёта выбран момент выключения пучков МОЛ. Отстройка частот пучков дипольной ловушки  $\Delta_{D_2}/2\pi = 4$  ГГц,  $t$  измеряется в миллисекундах.

Одночастичным процессом может быть рэлеевское рассеяние на стенках или столкновения с фоновым газом. Последние не могут приводить к такой быстрой потере частиц [12, 16]. При давлении в вакуумной камере  $\sim 10^{-11}$  Тор время жизни, ограниченное этим механизмом, составляет несколько минут [12].

Малая отстройка частоты, позволяющая создать достаточно высокий потенциал при небольшой мощности излучения, приводит к интенсивному рэлеевскому рассеянию света на атомах, оказавшихся в контакте со стенками. Частота рэлеевского рассеяния определяется следующей формулой [13]:

$$\Gamma_R(r) = \frac{\pi c^2 \Gamma^2 I(r)}{2 \hbar \omega_0^3} \left( \frac{2}{\Delta_{D_2}^2} + \frac{1}{\Delta_{D_1}^2} \right). \quad (3)$$

За один акт рассеяния атом приобретает энергию  $\hbar^2 \omega^2 / (mc^2)$ , при этом её доля вдоль направления распространения пучка больше, чем в поперечном распространении:

$$\Delta E_{\parallel} = \frac{7}{10} \frac{\hbar^2 \omega^2}{mc^2}, \quad \Delta E_{\perp} = \frac{3}{10} \frac{\hbar^2 \omega^2}{mc^2}. \quad (4)$$

Рассеяние чаще происходит на трубчатом пучке, который занимает больший объём и имеет большую интенсивность. Атом при этом нагревается (приобретает энергию) в основном вдоль оси  $z$ , и ему легче преодолеть более низкий, чем у стенки трубчатого пучка, потенциальный барьер плоских стенок  $U_{\parallel}$ . В результате время жизни атома в ловушке

$$\tau = \frac{U_{\parallel} - \bar{E}_z}{\Delta E_{\parallel} \bar{\Gamma}_R}, \quad (5)$$

где  $\bar{E}_z$  – средняя кинетическая энергия атома вдоль оси  $z$  в начальный момент времени;  $\bar{\Gamma}_R$  – средняя по объёму ловушки частота рассеяния на стенке трубчатого пучка.

Зависимость времени жизни от отстройки приведена на рис.6. Сплошной линией показаны значения, рас-

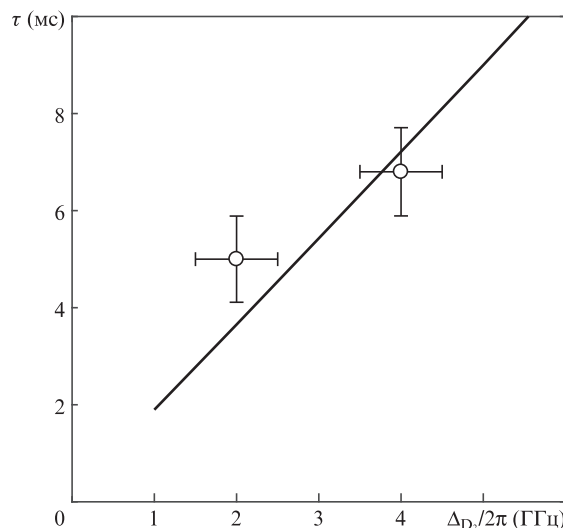


Рис.6. Зависимость времени жизни атомов в полой ловушке от отстройки  $\Delta_{D_2}/2\pi$ , найденная по формуле (5) для  $T = 1$  мК, точки – экспериментальные данные. Горизонтальная погрешность определяется волномером, используемым для измерения частоты излучения лазера дипольной ловушки, вертикальная – среднеквадратичное отклонение.

считанные по формуле (5) для  $T = 1$  мК, точками отмечены экспериментальные данные. Видно, что измеренное время жизни соотносится со значением, полученным из формулы (5): оно уменьшается с уменьшением отстройки частоты лазера дипольной ловушки.

Таким образом, малое время жизни атомов в ловушке обусловлено малой отстройкой  $\Delta_{D_2}/2\pi$ . Как следует из формулы (1), малая отстройка необходима для создания потенциала с высотой, достаточной для захвата атомов из МОЛ, что требуется только на этапе их перегрузки в полую ловушку. Дальнейшее охлаждение  ${}^6\text{Li}$  возможно путём наложения оптической патоки [21], в результате чего температура в течение 1 мс понизится до величины не более 40 мК [25]. После этого отстройка может быть увеличена, что уменьшит нагрев из-за рэлеевского рассеяния. В инжекционном диодном лазере с внешним резонатором скачок генерации с одной моды внутреннего резонатора на другую позволяет изменять частоту на 100 ГГц (0.15 нм). Перестройка частоты может осуществляться за миллисекунды пьезоэлементом или за микросекунды изменением тока диода. Волоконные лазеры ближнего инфракрасного диапазона позволяют перестраивать длину волны на десятки нанометров за микросекунды [26]. Для дальнейшего понижения температуры можно использовать испарительное охлаждение [27]. Тонкие стенки описанной в данной работе ловушки позволили ограничить рэлеевский нагрев. При толщине стенок ловушки, как в работе [21], рэлеевский нагрев приводил бы ко времени жизни 1 мс.

Таким образом, в работе измерены времена жизни атомов в большой полой дипольной ловушке, которые составили 5 и 6.7 мс по уровню  $1/e$  для отстроек  $\Delta_{D_2}/2\pi$ , равных 2 и 4 ГГц соответственно. Установлено, что время жизни ограничено рэлеевским рассеянием света на атомах.

Авторы благодарят за финансовую поддержку Росатом, РФФИ (проекты №19-02-00585, 19-29-11025) и Минобрнауки РФ (госзадание ИПФ РАН №0030-2021-0002).

1. Chu S., Bjorkholm J.E., Ashkin A., Cable A. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 314 (1986).
2. Bloch I., Dalibard J., Zwerger W. *Rev. Mod. Phys.*, **80**, 885 (2008).
3. Питаевский Л.П. *УФН*, **176**, 345 (2006) [*Phys. Usp.*, **49**, 333 (2006)].
4. Каган М.Ю., Турлапов А.В. *УФН*, **189**, 225 (2019) [*Phys. Usp.*, **62**, 215 (2019)].
5. Barredo D., Lienhard V., Scholl P., de Léséleuc S., Boulier T., Browaeys A., Lahaye T. *Phys. Rev. Lett.*, **124**, 023201 (2020).
6. Sautenkov V., Saakyan S., Bobrov A., Kudrinskiy D., Vilshanskaya E., Zelener B. *J. Russ. Laser Res.*, **40**, 230 (2019).
7. Рябцев И.И., Бетеров И.И., Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Якшина Е.А. *УФН*, **186**, 206 (2016) [*Phys. Usp.*, **59**, 196 (2016)].
8. Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Сингх У., Кудлаев Я.В., Митянина К.Ю., Панов К.А., Альянова Н.В., Рябцев И.И., Бетеров И.И., Якшина Е.А. *Квантовая электроника*, **50**, 543 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 543 (2020)].
9. Samoilenko S.R., Lisitsin A.V., Schepanovich D., Bobrov I.B., Straupe S.S., Kulik S.P. *Laser Phys. Lett.*, **17**, 025203 (2020).
10. Тайченачев А.В., Юдин В.И., Багаев С.Н. *УФН*, **186**, 193 (2016) [*Phys. Usp.*, **59**, 184 (2016)].
11. Хабарова К.Ю., Калганова Е.С., Колачевский Н.Н. *УФН*, **188**, 221 (2018) [*Phys. Usp.*, **61**, 203 (2018)].
12. Makhalov V.B., Martiyanov K.A., Turlapov A.V. *Metrologia*, **53**, 1287 (2016).
13. Grimm R., Weidemüller M., Ovchinnikov Y.B. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, **42**, 95 (2000).
14. Rüdinger A., Chaudhuri S., Salez T., Eismann U., Fernandes D.R., Magalhães K., Wilkowski D., Salomon C., Chevy F. *Eur. Phys. J. D*, **65**, 223 (2011).
15. Виноградов В.А., Карпов К.А., Лукашов С.С., Турлапов А.В. *Квантовая электроника*, **50**, 520 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 520 (2020)].
16. O'Hara K.M., Granade S.R., Gehm M.E., Savard T.A., Bali S., Freed C., Thomas J.E. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 4204 (1999).
17. Savard T.A., O'Hara K.M., Thomas J.E. *Phys. Rev. A*, **56**, R1095 (1997).
18. Weiner J., Bagnato V.S., Zilio S., Julienne P.S. *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 1 (1999).
19. Houbiers M., Stoof H.T.C., McAlexander W.I., Hulet R.G. *Phys. Rev. A*, **57**, R1497 (1998).
20. Granade S.R., Gehm M.E., O'Hara K.M., Thomas J.E. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 120405 (2002).
21. Kuga T., Torii Y., Shiokawa N., Hirano T., Shimizu Y., Sasada H. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4713 (1997).
22. Мартыянов К.А., Махалов В.Б., Турлапов А.В. *Письма в ЖЭТФ*, **91**, 401 (2010). [*JETP Lett.*, **91**, 369 (2010)].
23. Hulet R.G., Nguyen J.H.V., Senaratne R. *Rev. Sci. Instrum.*, **91**, 011101 (2020).
24. Saakyan S.A., Sautenkov V.A., Morozov N.V., Bobrov A.A., Zelener B.B. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1787**, 012046 (2021).
25. Burchianti A., Valtolina G., Seman J.A., Pace E., De Pas M., Inguscio M., Zaccanti M., Roati G. *Phys. Rev. A*, **90**, 043408 (2014).
26. Huber R., Adler D.C., Fujimoto J.G. *Opt. Lett.*, **31**, 2975 (2006).
27. Luo L., Clancy B., Joseph J., Kinast J., Turlapov A., Thomas J.E. *New J. Phys.*, **8**, 213 (2006).