

Захват атомов лития в большую полую оптическую дипольную ловушку

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

Описан захват атомов лития в оптическую дипольную ловушку с размерами около 1 мм и потенциалом, близким к прямоугольному. Ловушка имеет форму цилиндра с плоскими основаниями. Область удержания ограничена тонкими стенками, образованными излучением с частотой, отстроенной от частоты атомного перехода (резонанса) на 19 ГГц вверх. Перед захватом газ собран и охлаждён в магнитооптической ловушке, центр которой примерно совпадает с центром дипольной ловушки. После отключения магнитооптической ловушки сфотографированы атомы, оставшиеся в дипольной ловушке.

Ключевые слова: лазерное пленение и охлаждение, газ атомов, дипольная сила.

1. Введение

Лазерное охлаждение и пленение атомов [1–3] находят широкое применение в фундаментальных и прикладных исследованиях. Стандарты частоты и времени созданы на основе ультрахолодных атомных газов [4, 5]. Интерференция волн де Бройля атомов позволяет с высокой точностью измерять угловые и линейные ускорения [6]. Газ ультрахолодных атомов, возбуждённых в ридберговские состояния [7–9], является перспективной средой для реализации алгоритмов квантовой информатики [10]. В экспериментах с ультрахолодными газами бозе- и ферми-атомов впервые наблюдался ряд эффектов, математические модели которых составляют основу квантовой физики, например давление Ферми [11] и конденсация Бозе–Эйнштейна [12]. Предметом активных исследований являются бозе-конденсаты [13–19] и ферми-газы атомов [13, 20, 21]. Увеличение числа пленённых атомов N интересно благодаря эффектам, пропорциональным N^2 , N , $N^{-1/2}$ и $N^{-1/3}$, причём малый показатель степени не умаляет значимость эффекта. Зависимости вида N^2 имеют эффекты когерентного излучения. Зависимость, пропорциональная N , возникает для термодинамических величин. Зависимость вида $N^{-1/2}$ характерна для дробового шума при измерениях, а вида $N^{-1/3}$ встречается в задачах многих тел. Например, в облаке кубической формы доля атомов, находящихся на поверхности, составляет $6N^{-1/3}$, что позволяет оценить вклад поверхностных эффектов. Увеличение N , таким образом, важно для моделирования объёмных свойств твёрдого тела при использовании атомного газа в оптической решётке [13, 22].

Наименьшая достигаемая температура атомов в ловушке, будучи выраженной в безразмерных единицах,

В.А.Виноградов, К.А.Карпов, С.С.Лукашов, А.В.Турлапов. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н. Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: turlapov@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 11 марта 2020 г., после доработки – 6 апреля 2020 г.

также зависит от N . Её естественным безразмерным масштабом является химический потенциал μ . В замкнутой системе наименьшая наблюдаемая температура соответствует возбуждению одной частицы или квазичастицы выше уровня химического потенциала. Таким образом, T_{\min} можно оценить как энергетический зазор между двумя одночастичными состояниями вблизи μ . В прямоугольном потенциале для идеального ферми-газа $T_{\min}/\mu = 2N^{-1/3}$, а для слабо взаимодействующего бозе-газа $T_{\min}/\mu \sim N^{-7/15}$. Для фазовых переходов важна именно температура в безразмерных единицах, а следовательно, при поиске новых переходов важно увеличивать N .

Наибольшее значение N в глубоко вырожденном ферми-газе получено для атомов ${}^6\text{Li}$ и составило 10^7 при $T_{\min}/\mu = 0.1$ [23]. Наибольший бозе-конденсат содержит $N = 10^8$ атомов натрия [24]. Наименьшая в абсолютных единицах температура достигнута в бозе-конденсате из $N = 2500$ частиц и составила 450 пК [25], что соответствует 0.7 от температуры бозе-конденсации и существенно выше $\mu = 33$ пК. В квантовых газах, таким образом, число частиц заметно меньше, чем в задачах сверхтекучести гелия [26, 27] и сверхпроводимости [28, 29]. Кроме того, возможно увеличение N , поскольку на предварительной стадии охлаждения в магнитооптической ловушке (МОЛ) число атомов составляет $\sim 10^{10}$ [24, 30].

Большая полая оптическая дипольная ловушка, способная принять из МОЛ все частицы, в принципе, позволяет приготовить квантовый газ, сохранив существенную часть атомов [31]. Например, при испарительном охлаждении ферми-газа, начав с фазовой плотности, характерной для МОЛ, можно дойти до квантового вырождения, сохранив 1/3 частиц [32]. Полые ловушки с почти однородным потенциалом внутри также интересны для поиска новых явлений. Для ферми-газов, частично поляризованных по спине, открывается возможность для наблюдения сверхтекучести Фульде–Ферелла–Ларкина–Овчинникова [33, 34] и спаривания в р-канале по механизму Кона–Латтинжера [35–37]. В параболической ловушке эти эффекты не наблюдались, поскольку, скорее всего, проигрывают эффекту разделения фаз на полностью спаренный и полностью спин-поляризованный газы. Кроме того, однородность

потенциала снимает ограничения на корреляционные радиусы вблизи фазовых переходов. В параболических ловушках подобные ограничения возникают из-за неоднородности концентрации атомов.

Ранее создана оптическая дипольная ловушка размером более 1 мм для атомов рубидия [38]. Ловушка имеет толстые и пологие стенки, объём которых порядка объёма ловушки. Позже появились ловушки с тонкими стенками и, соответственно, более однородной областью удержания. В этих ловушках приготовлены однородные бозе- [39] и ферми-газы [40–42]. Размер указанных ловушек составил ~ 100 мкм.

В настоящей работе сообщается о создании оптической дипольной ловушки с размерами ~ 1 мм и почти прямоугольной формой потенциала, а также о захвате в эту ловушку газа атомов лития-6, предварительно охлаждённого в магнитооптической ловушке.

2. Экспериментальная часть

Оптические поля, создающие дипольную ловушку, схематично показаны на рис.1.а. Вертикальная трубка кольцевого сечения ограничивает движение атомов в плоскости xy , а движение вдоль оси z ограничено плоскими стенками. Лазерный пучок в форме трубки получен с использованием схемы, приведённой на рис.2. Выбрана схема с наименьшим числом оптических элементов, что способствует минимизации неоднородностей в распределении поля. На рис.2 не показаны окно вакуумной камеры и поляризационный куб, на котором кольцевой пучок излучения соосно совмещён с вертикальным пучком МОЛ. Световые поля создают отталкивательный дипольный потенциал, поскольку частота лазерного излучения ω выше частоты ω_0 ближайшего электродипольного перехода в атоме. Потенциал дипольной силы $U(\mathbf{r})$ связан с профилем интенсивности света $I(\mathbf{r})$ следующим образом [43]:

$$U(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2 \Gamma I(\mathbf{r})}{2\omega_0^3 (\omega - \omega_0)}, \quad (1)$$

где Γ – обратное время жизни возбуждённого состояния атома. Из формулы (1) видно, что небольшая расстройка $\omega - \omega_0$ позволяет создать высокий потенциал вокруг ловушки большого объёма. Дипольная ловушка для атомов ${}^6\text{Li}$ создана излучением, отстроенным по частоте на $(\omega - \omega_0)/2\pi = 19 \pm 3$ ГГц вверх относительно частоты линии D_2

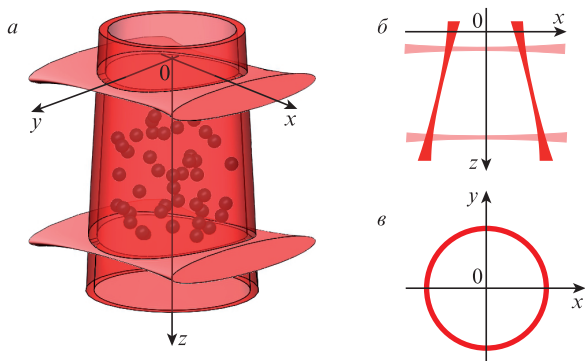


Рис.1. Пленение атомов газа (показаны в виде сфер) в пространстве, ограниченном пучками излучения (показаны красным цветом) (а), и сечения пучков плоскостями xz (б) и xy (в). Цветные варианты рис.1 и 2 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

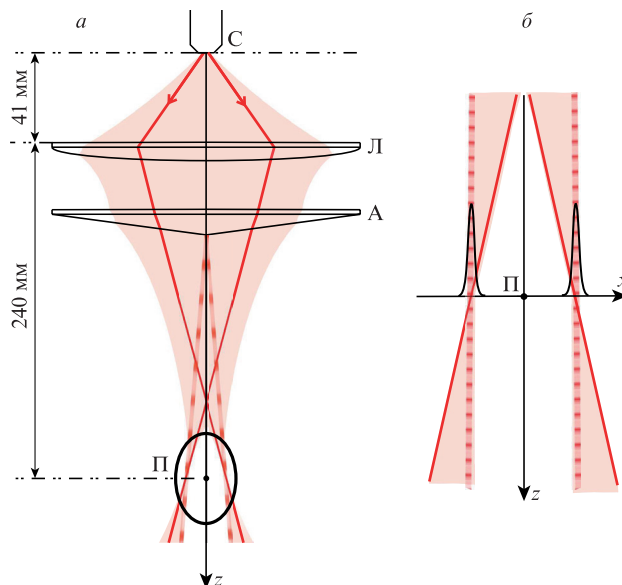


Рис.2. Оптическая схема для получения кольцевого пучка излучения из пучка с гауссовой поперечной модой (а) и увеличенное изображение области кольцевого пучка (б):

С – световод, служащий источником поперечной моды (полный угол расходимости пучка 10.1°); Л – линза с фокусным расстоянием 35 мм; А – аксикон с углом при основании 0.5° , установленный почти вплотную к линзе; П – область перетяжки (пучок принимает форму трубки). Красными линиями и тенью показан ход лучей в приближении геометрической оптики, штриховые линии – траектории лучей, выходящих из центра аксикона, сплошные кривые – расчётное распределение интенсивности в фокальной плоскости.

перехода $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$ с длиной волны 671 нм. Мощность кольцевого пучка излучения составляет 120 мВт, толщина кольцевых стенок по уровню интенсивности 1/2 в плоскости наименьшей толщины – 34 мкм, диаметр кольца – 1.0 мм, что соответствует высоте потенциала 360 мкК. Плоские стенки образованы пучками излучений мощностью 45 мВт каждый. Эллиптический профиль пучков имеет размеры 45 мкм и 1.7 мм по уровню интенсивности 1/2, создавая барьеры высотой 190 мкК.

Эксперимент начинается с приготовления облака атомов лития-6 в МОЛ, которая загружается из пучка атомов, замедленных до ~ 30 м/с при помощи зеемановского замедлителя [44, 45]. Магнитное поле МОЛ имеет осевую симметрию вдоль вертикального направления z и вертикальный градиент 30 Гс/см. Для создания МОЛ использовано излучение с $\lambda = 671$ нм вблизи линии D_2 . Приготовление облака атомов в МОЛ состоит из двух неравных по времени фаз – накопления и доохлаждения. В фазе накопления продолжительностью 20 с мощность каждого из шести плениющих пучков составляет 30 мВт, а интенсивность в центре – 25 мВт/см². Каждый пучок содержит компоненты на двух частотах: в вертикальных пучках 70% мощности приходится на частоту, которая на 5 Г ниже частоты перехода $2S_{1/2}(F = 3/2) \rightarrow 2P_{3/2}$, а излучение оставшейся мощности (30%) имеет такую же частотную отстройку от перехода $2S_{1/2}(F = 1/2) \rightarrow 2P_{3/2}$. В горизонтальных пучках это соотношение составляет 90 : 10. Через 20 с накопления получается облако, изображение которого представлено на рис.3, а метод съёмки описан далее. Температура атомов в МОЛ, определённая по разлёту облака после отключения пучков МОЛ, составляет 3–4 мК. Для снижения температуры [45] за фазой накопления следует фаза доохлаждения продолжительностью 0.5 мс. Во

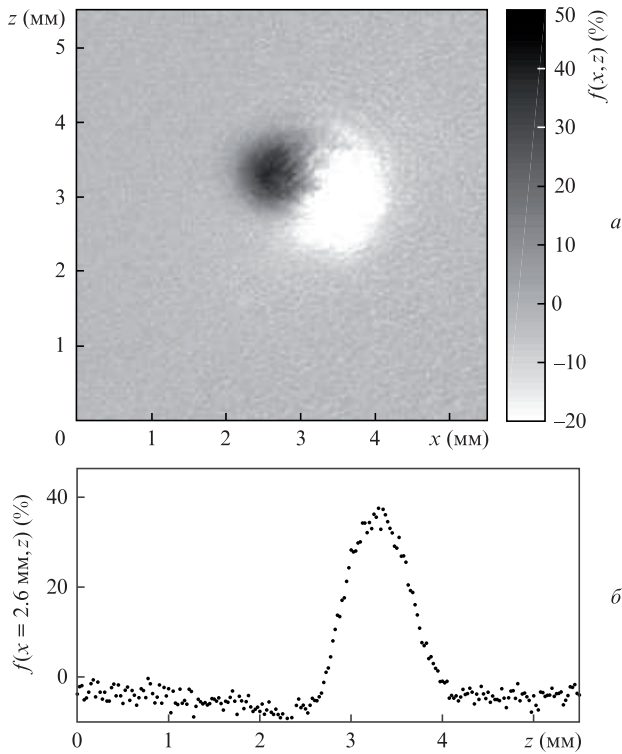


Рис.3. Изображение облака атомов по окончании фазы накопления длительностью 20 с (сразу после отключения пучков МОЛ) в отсутствие дипольной ловушки, полученное методом поглощения резонансного излучения: $f(x, y)$ – доля поглощённого излучения в плоскости объекта, тёмное пятно – тень от облака, светлое пятно – флуоресценция облака в поле МОЛ, дающая кажущееся отрицательное поглощение (нежелательный эффект) (а); сечение вдоль оси z через центр облака, $f(x = 2.6 \text{ мм}, z)$ (б).

время этой фазы отстройка оптических полей МОЛ составляет лишь 0.5Γ , а мощность уменьшена в 70 раз. По окончании этой фазы оптические поля МОЛ отключаются.

Относительное положение облака атомов в МОЛ и пучков дипольной ловушки показано на рис.4, где приведён фотоснимок флуоресценции атомов, находящихся одновременно в полях пучков МОЛ и пучков дипольной

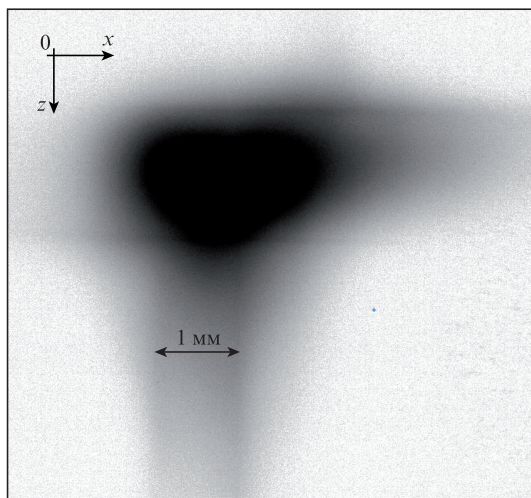


Рис.4. Фотоснимок флуоресценции атомов в поле пучков МОЛ и трёх пучков дипольной ловушки. Оценка пространственного масштаба возможна по толщине вертикального кольцевого пучка, равной 1 мм.

ловушки. Для визуализации изображения частота излучений дипольной ловушки настроена не на частоту пленения ω , а на резонанс с переходом $2S_{1/2}(F = 1/2) \rightarrow 2P_{3/2}$; градиент магнитного поля составляет менее 30 Гс/см, мощность пучков дипольной ловушки – порядка 1 мВт, увеличено время заполнения МОЛ, что приводит к росту размеров облака.

Оптическая дипольная ловушка включается за 10 мс до выключения пучков МОЛ, которое проходит в два этапа. Сначала отключается излучение на частоте, опустошающей уровень $2S_{1/2}(F = 1/2)$, а затем через 150 мкс выключается излучение, близкое по частоте к переходу $2S_{1/2}(F = 3/2) \rightarrow 2P_{3/2}$. Такая последовательность приводит к увеличению населённости уровня $2S_{1/2}(F = 1/2)$. Градиент магнитного поля остаётся включённым в течение всего эксперимента. После выключения пучков МОЛ атомы удерживаются лишь оптической дипольной ловушкой, а пленением за счёт оставшегося квадрупольного магнитного поля МОЛ можно пренебречь.

Изображение газа атомов регистрируется методом поглощения света [44, 45]. На рис.3,а представлено изображение облака по окончании фазы накопления в МОЛ, сразу после выключения оптических полей МОЛ, без фазы доохлаждения и без дипольной ловушки, а на рис.5,а – изображение газа в оптической дипольной ловушке. Для получения изображения газ подсвечивается импульсом излучения с частотой, резонансной переходу $2S_{1/2}(F = 1/2) \rightarrow 2P_{3/2}$. Интенсивность излучения равна 0.013 мВт/см^2 , а длительность импульса – 60 мкс для изображения на рис.3,а и 80 мкс для изображения на рис.5,а. Тень от облака проецируется на матрицу ПЗС. На рисунках приведены пространственные распределения поглощения излучения $f(x, z)$ облаком, рассчитанные в плоскости объекта съёмки как отношение интенсивности рассеянного излучения к интенсивности подсвечивающего излучения, распространяющегося вдоль направления y .

Снимок на рис.5,а сделан через 1 мс после полного выключения пучков МОЛ и представляет собой вид сбоку на цилиндрическую дипольную ловушку. В центре снимка видно облако атомов с резкими краями и почти прямоугольной формой проекции на плоскость xz . На рис.5,б и в представлены результаты усреднения изображения вдоль осей z и x :

$$f_{1x}(x) = \frac{1}{z_2 - z_1} \int_{z_1}^{z_2} f(x, z) dz, \tag{2}$$

$$f_{1z}(z) = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} f(x, z) dx,$$

где x_1, x_2, z_1, z_2 – координаты границ ловушки. Распределение вдоль z имеет форму плато, а распределение вдоль x – скруглённую форму. Профили поглощения соответствуют почти однородному заполнению цилиндрической ловушки атомами и указывают на то, что их движение ограничено стенками ловушки, т. е. произошёл их захват.

Для подтверждения захвата представим возможную динамику облака после отключения МОЛ в отсутствие дипольной ловушки. В качестве оценки начальной формы и размера облака можно использовать данные рис.3, где профиль концентрации почти гауссов, а среднеквадратичный радиус облака равен 0.26 мм по оси x и 0.28 мм по оси z . Пренебрежём тем, что радиус может быть несколько

больше из-за расширения облака в фазе доохлаждения. Температура атомов по окончании доохлаждения в МОЛ не измерена. Верхняя граница температуры – это температура на этапе заполнения ловушки, 3–4 мК, что соответствует скорости атомов $\sqrt{T/m} = 2.0\text{--}2.4$ м/с (m – масса атома). В фазе доохлаждения температура может составлять 0.7 мК [45], причём она не должна опускаться ниже доплеровского предела Летохова–Миногина–Павлика $\hbar\Gamma/2 = 0.15$ мК [46], которому соответствует скорость атомов 0.5 м/с. Температуры в диапазоне 0.15–4 мК означают, что после разлёта в течение 1 мс облако будет иметь гауссов сферически-симметричный профиль концентрации и среднеквадратичный радиус 0.5–2.4 мм, что качественно отличается от профиля на рис.5. Захват может быть объяснён только потенциальной частью дипольной силы. Вязкая часть дипольной силы несущественна из-за того, что её частотная отстройка слишком велика для целей охлаждения, а дипольная ловушка образована бегущими волнами.

На рис.5 выше и ниже облака внутри трубки видны неудерживаемые атомы. Это могут быть как атомы, исходно оказавшиеся вне дипольной ловушки, так и потерянные из неё. Число пленённых атомов N можно оценить по изображению на рисунке, связав долю поглощённого света f с распределением концентрации n в приближении двухуровневого атома:

$$\ln(1 - f(x, z)) = -\sigma \int n(x, y, z) dy, \quad (3)$$

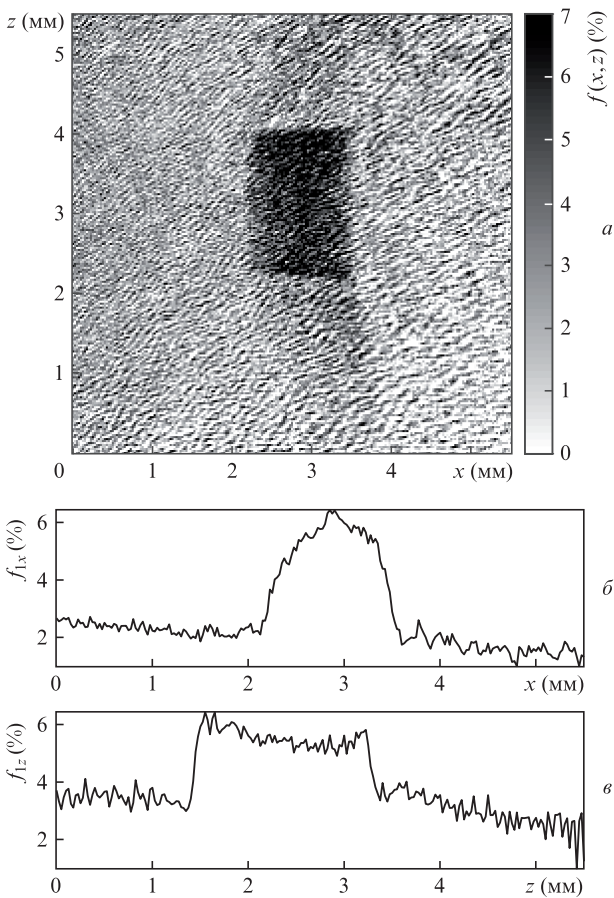


Рис.5. Пространственное распределение поглощения света облаком пленённых атомов через 1 мс после отключения МОЛ (а) и результат интегрирования полученного изображения вдоль осей z (б) и x (в).

где $\sigma = \lambda^2/\pi$ – усреднённое по возможным переходам сечение рассеяния подвсвечивающего излучения. В результате получаем $N = 6 \times 10^5$. Каждый атом рассеивает по 5 фотонов за время съёмки 80 мкс. Следовательно, часть атомов накачивается в состояние $2S_{1/2}(F = 3/2)$, переставая рассеивать, и, таким образом, указанное значение N является оценкой снизу. Аналогично для рис.3 находим $N = 1.3 \times 10^6$.

3. Обсуждение результатов

Количественная оценка данных о поглощении света и определение N требуют преодоления ряда трудностей. Во-первых, число атомов, измеренное двумя разными методами, отличается на два порядка. По изображениям на рис.3,а и 5,а найдено $N \sim 10^6$. В то же время интенсивность флуоресценции атомов в МОЛ, регистрируемой с помощью фотоэлектронного умножителя в конце фазы накопления, соответствует $\sim 10^8$ атомов. Во-вторых, видимый на рис.5 горизонтальный размер облака $x_2 - x_1 = 1.4$ мм больше, чем диаметр кольцевого пучка 1.0 мм, полученный прямым измерением распределения интенсивности. Увеличение оптической системы калибровалось посредством сдвига горизонтальной стенки ловушки на известное расстояние и отслеживания соответствующего сдвига границы облака на снимке. Ошибка калибровки $\pm 8\%$ недостаточна для объяснения столь большого видимого размера облака. Преломление света облаком может исказить размер. Признаком неучтённого преломления являются вспучивания в распределении f_{1z} на краях облака. В-третьих, на рис.5 присутствует ненулевое видимое поглощение вдали от облака, что можно видеть в одномерных распределениях f_{1x} и f_{1z} .

Время жизни атомов в ловушке не измерено, и основной канал потерь не установлен. Можно предположить, что из-за малой отстройки $\omega - \omega_0$ основной причиной потерь служит нагрев в результате рэлеевского рассеяния света атомами, оказавшимися в контакте со стенками. Набор энергии атомом в единицу времени можно оценить как

$$\dot{E} = \frac{\hbar\omega^2\Gamma}{2mc^2} \frac{\alpha U_{\max}}{\omega - \omega_0}, \quad (4)$$

где $\alpha \approx 0.2$ – отношение объёма стенок к объёму ловушки; U_{\max} – высота потенциала [31]. Отсюда время жизни атома в ловушке $U_{\max}/\dot{E} = 30$ мс. Такой нагрев в принципе может быть компенсирован быстрым охлаждением.

Охлаждение без потерь частиц можно осуществить, наложив оптическую патоку [38]. Для лития-6 охлаждение ниже предела Летохова–Миногина–Павлика достигается в оптической патоке не на линии D_2 , используемой для МОЛ, а на линии D_1 и ведёт к понижению температуры за время ~ 1 мс до величины, не превышающей 40 мК [47]. Для дальнейшего испарительного охлаждения [32] необходимо динамическое увеличение расстройки $\omega - \omega_0$.

Итак, в работе представлены первичные результаты по захвату газа атомов лития-6 в оптическую дипольную ловушку с размерами около 1 мм. Область удержания ограничена тонкими стенками, созданными излучением с частотой, отстроенной от частоты резонанса с атомами на 19 ГГц вверх. Ловушка имеет форму цилиндра с плоскими основаниями. Наблюдается пленение атомов в дипольной ловушке спустя 1 мс после выключения МОЛ.

В.А.Виноградов и К.А.Карпов благодарят Российский научный фонд за поддержку (грант №18-12-00002); С.С.Лукашов – Госзадание по теме №0035-2019-0002; А.В.Турлапов – РФФИ за поддержку в рамках проектов №18-42-520024, 19-02-00585, 19-29-11025.

1. Balykin V.I., Minogin V.G., Letokhov V.S. *Rep. Prog. Phys.*, **63**, 1429 (2000).
2. Онофрио Р. *УФН*, **186**, 1229 (2016) [*Phys. Usp.*, **59**, 1129 (2016)].
3. Рябцев И.И., Колачевский Н.Н., Тайченачев А.В. *Квантовая электроника*, **49**, 409 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 409 (2019)].
4. Тайченачев А.В., Юдин В.И., Багаев С.Н. *УФН*, **186**, 193 (2016) [*Phys. Usp.*, **59**, 184 (2016)].
5. Хабарова К.Ю., Калганова Е.С., Колачевский Н.Н. *УФН*, **188**, 221 (2018) [*Phys. Usp.*, **61**, 203 (2018)].
6. Cronin A.D., Schmiedmayer J., Pritchard D.E. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 1051 (2009).
7. Lim J., Lee H., Ahn J.J. *Korean Phys. Soc.*, **63**, 867 (2013).
8. Зеленер Б.Б., Аршинова И.Д., Бобров А.А., Вильшанская Е.В., Саакян С.А., Саутенков В.А., Зеленер Б.В., Форгов В.Е. *Письма в ЖЭТФ*, **108**, 829 (2018) [*JETP Lett.*, **108**, 820 (2018)].
9. Якшина Е.А., Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Бетеров И.И., Рябцев И.И. *ЖЭТФ*, **157**, 206, (2020) [*J. Exp.Theor. Phys.*, **130**, 170 (2020)].
10. Рябцев И.И., Бетеров И.И., Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Якшина Е.А. *УФН*, **186**, 206 (2016) [*Phys. Usp.*, **59**, 196 (2016)].
11. Truscott A.G., Strecker K.E., McAlexander W.I., Partridge G.B., Hulet R.G. *Science*, **291**, 2570 (2001).
12. Anderson M.H., Ensher J.R., Matthews M.R., Wieman C.E., Cornell E.A. *Science*, **269**, 198 (1995).
13. Bloch I., Dalibard J., Zwerger W. *Rev. Mod. Phys.*, **80**, 885 (2008).
14. Stamper-Kurn D.M., Ueda M. *Rev. Mod. Phys.*, **85**, 1191 (2013).
15. Ильичёв Л.В., Чаповский П.Л. *Квантовая электроника*, **47**, 463 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 463 (2017)].
16. Рубан В.П. *Письма в ЖЭТФ*, **108**, 638 (2018) [*JETP Lett.*, **108**, 605 (2018)].
17. Dalfovo F., Bisset R.N., Mordini C., Lamporesi G., Ferrari G. *ЖЭТФ*, **154**, 949 (2018) [*J. Exp.Theor. Phys.*, **127**, 804 (2018)].
18. Стрингари С. *ЖЭТФ*, **154**, 964 (2018) [*J. Exp.Theor. Phys.*, **127**, 844 (2018)].
19. Порозова В.М., Пивоваров В.А., Герасимов Л.В., Куприянов Д.В. *Письма в ЖЭТФ*, **108**, 726 (2018) [*JETP Lett.*, **108**, 714 (2018)].
20. Giorgini S., Pitaevskii L.P., Stringari S. *Rev. Mod. Phys.*, **80**, 1215 (2008).
21. Каган М.Ю., Турлапов А.В. *УФН*, **189**, 225 (2019) [*Phys. Usp.*, **62**, 215 (2019)].
22. Вишнякова Г.А., Головизин А.А., Калганова Е.С., Сорокин В.Н., Сукачев Д.Д., Трегубов Д.О., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. *УФН*, **186**, 176 (2016) [*Phys. Usp.*, **59**, 168 (2016)].
23. Zwierlein M.W., Schunck C.H., Schirotzek A., Ketterle W. *Nature* (London), **442**, 54 (2006).
24. Van der Stam K.M.R., van Ooijen E.D., Meppelink R., Vogels J.M., van der Straten P. *Rev. Sci. Instrum.*, **78**, 013102 (2007).
25. Leanhardt A.E., Pasquini T.A., Saba M., Schirotzek A., Shin Y., Kielpinski D., Pritchard D.E., Ketterle W. *Science*, **301**, 1513 (2003).
26. Каган М.Ю. *УФН*, **164**, 77 (1994) [*Phys. Usp.*, **37**, 69 (1994)].
27. Немировский С.К. *Физика низких температур*, **45**, 986 (2019).
28. Каган М.Ю., Клапцов А.В., Бродский И.В., Combescot R., Leyronas X. *УФН*, **176**, 1105 (2006) [*Phys. Usp.*, **49**, 1079 (2006)].
29. Кобаев Ю.В., Белявский В.И., Капаев В.В. *УФН*, **178**, 202 (2008) [*Phys. Usp.*, **51**, 191 (2008)].
30. Ridinger 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).
31. Виноградов В.А., Карпов К.А., Савельева С.В., Турлапов А.В. *Квантовая электроника*, **49**, 433 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 433 (2019)].
32. Luo L., Clancy B., Joseph J., Kinast J., Turlapov A., Thomas J.E. *New J. Phys.*, **8**, 213 (2006).
33. Fulde P., Ferrell R.A. *Phys. Rev.*, **135**, A550 (1964).
34. Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. *ЖЭТФ*, **47**, 1136 (1964) [*Sov. Phys. JETP*, **20**, 762 (1965)].
35. Kohn W., Luttinger J.M. *Phys. Rev. Lett.*, **15**, 524 (1965).
36. Fay D., Layzer A. *Phys. Rev. Lett.*, **20**, 187 (1968).
37. Каган М.Ю., Чубуков А.В. *Письма в ЖЭТФ*, **47**, 525 (1988) [*JETP Lett.*, **47**, 614 (1988)].
38. Kuga T., Torii Y., Shiokawa N., Hirano T., Shimizu Y., Sasada H. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4713 (1997).
39. Gaunt A.L., Schmidutz T.F., Gotlibovych I., Smith R.P., Hadzibabic Z. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 200406 (2013).
40. Mukherjee B., Yan Z., Patel P.B., Hadzibabic Z., Yefsah T., Struck J., Zwierlein M.W. *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 123401 (2017).
41. Hueck K., Luick N., Sobirey L., Siegl J., Lompe T., Moritz H. *Phys. Rev. Lett.*, **120**, 060402 (2018).
42. Baird L., Wang X., Roof S., Thomas J.E. *Phys. Rev. Lett.*, **123**, 160402 (2019).
43. Grimm R., Weidemüller M., Ovchinnikov Y.B. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, **42**, 95 (2000).
44. Мартянов К.А., Махалов В.Б., Турлапов А.В. *Письма в ЖЭТФ*, **91**, 401 (2010) [*JETP Lett.*, **91**, 369 (2010)].
45. Hulet R.G., Nguyen J.H.V., Senaratne R. *Rev. Sci. Instrum.*, **91**, 011101 (2020).
46. Летохов В.С., Миногин В.Г., Павлик Б.Д. *ЖЭТФ*, **72**, 1328 (1977) [*Sov. Phys. JETP*, **45**, 698 (1977)].
47. Burchianti A., Valtolina G., Seman J.A., Pace E., De Pas M., Inguscio M., Zaccanti M., Roati G. *Phys. Rev. A*, **90**, 043408 (2014).