

Магнитная ловушка для атомов тулия

Д.Д.Сукачев, А.В.Соколов, К.А.Чебаков, А.В.Акимов, Н.Н.Колачевский, В.Н.Сорокин

Впервые осуществлен захват в магнитную квадрупольную ловушку с малым градиентом поля (20 Гс/см) ультрахолодных атомов тулия. Загрузка атомов проводилась из облака, содержащего 4×10^5 атомов, предварительно охлажденных в магнитно-оптической ловушке до субдоплеровской температуры 80 мК. В магнитную ловушку захвачено 4×10^4 атомов при температуре 40 мК. По характеру распада населенности в ловушке определено время жизни атомов (0.5 с) и получена оценка сверху константы скорости неупругих бинарных столкновений спин-поляризованных атомов тулия в основном состоянии ($g_{in} < 10^{-11}$ см³/с).

Ключевые слова: лазерное охлаждение атомов, магнитное взаимодействие, атом тулия, магнитная квадрупольная ловушка.

1. Введение

Ультрахолодные газы, состоящие из сильномагнитных атомов (Сг, Ег, Ду, Тм), представляют собой уникальные физические системы, поскольку в них удается напрямую наблюдать магнитное анизотропное дальнедействующее диполь-дипольное взаимодействие, которое существенно отличается от ван-дер-ваальсовского. Этим взаимодействием можно управлять с помощью внешних полей [1], что позволяет использовать такие сильно коррелированные атомные системы как модель твердотельных сверхпроводников (см., напр., [2]). Особенно ярко диполь-дипольные взаимодействия проявляются в квантовых конденсатах [3]. Так, в бозе-конденсате атомов хрома [4] наблюдался квантовый ферромагнетизм [5, 6], а в атомах рубидия – фазовый переход металл–изолятор [7]. Магнитные взаимодействия имеют место и в неконденсированных средах, обуславливая, например, анизотропный разлет облака охлажденных атомов диспрозия [8].

Обычно для захвата атомов в магнитные ловушки (МЛ) используются сильные магнитные поля с большими градиентами [3, 9] в сочетании с охлаждением атомов. Однако для некоторых атомов из группы лантаноидов загрузка в МЛ существенно облегчается за счет незаполненной внутренней электронной 4f-оболочки. Такие атомы обладают большим магнитным моментом в основном состоянии ($4\mu_B$ у Тм, $6\mu_B$ у Ег и $10\mu_B$ у Ду, где μ_B – магнетон Бора), что делает их привлекательными для исследования анизотропных магнитных взаимодействий и

синтеза магнитных молекул [10–12]. Кроме того, близкие значения g-факторов Ланде уровней, используемых для лазерного охлаждения, позволяют достигать субдоплеровских температур непосредственно в магнитно-оптической ловушке (МОЛ) [13]. Так, в США были выполнены исследования атомов Ег [14] и Ду [8], захваченных в неглубокие МЛ, формируемые квадрупольным магнитным полем МОЛ. Настоящая работа посвящена исследованию лазерно-охлажденных атомов тулия, захваченных в МЛ с небольшим осевым градиентом поля (~ 20 Гс/см).

Лазерное охлаждение атомов тулия было впервые продемонстрировано в ФИАНе в 2010 году [15]. Интерес к атомам тулия (единственный стабильный изотоп ^{169}Tm имеет ядерный спин $I = 1/2$) обусловлен спецификой электронных уровней лантаноидов с незаполненной внутренней оболочкой. Так, ширина линии магнитно-дипольного перехода на длине волны 1.14 мкм между подуровнями тонкой структуры основного состояния ^{169}Tm составляет всего ~ 1 Гц [16]. На этот переход слабо влияют статический и динамический штарк-эффекты [17], что делает его привлекательным для использования в оптических часах на основе оптических решеток [18]. Исследование атомов в МЛ дает возможность осуществить предварительный анализ скорости потерь атомов из ловушки, что важно при решении задачи бозе-конденсации лантаноидов.

2. Получение ультрахолодных атомов

Первым шагом на пути получения ультрахолодных атомов является создание МОЛ [19], с помощью которой обычно удается охладить атомы до температуры, соответствующей доплеровскому пределу [20]. Для сильных переходов, используемых при первичном лазерном охлаждении, доплеровский предел составляет доли милликельвинов. В случае щелочных атомов, чаще всего используемых в задачах лазерного охлаждения, субдоплеровское охлаждение в МОЛ и, следовательно, достижение более низких температур оказываются блокированными остаточным магнитным полем [21, 22]. Поэто-

Д.Д.Сукачев, А.В.Акимов, Н.Н.Колачевский, В.Н.Сорокин. 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: sukachev@gmail.com

А.В.Соколов, К.А.Чебаков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53;

му обычно применяется специальный цикл субдоплеровского охлаждения, позволяющий охладить атомы практически до предела отдачи (температуры, которая определяется эффектом отдачи при поглощении атомом кванта света), который составляет несколько микрокельвинов. Во время этого цикла градиентное магнитное поле МОЛ выключается, удерживающая сила исчезает и облако атомов начинает разлетаться. В конце цикла атомы перезахватываются либо в оптическую дипольную [23], либо в магнитную [24] ловушку, которая удерживает охлажденные атомы. Ультрахолодные атомы, захваченные в такие ловушки, используются в широком круге задач: при получении квантовых конденсатов, в исследованиях столкновений, в оптических часах и др. Как отмечалось во Введении, специфика некоторых лантаноидов позволяет избежать специального цикла субдоплеровского охлаждения.

В наших экспериментах приблизительно 4×10^5 атомов тулия были охлаждены и захвачены в МОЛ, которая работала на переходе $4f^{13}6s^2 (J = 7/2) \rightarrow 4f^{12}5d_{3/2}6s^2 (J = 9/2)$ с длиной волны 410.6 нм [15]. Лазерное охлаждение и захват атомов осуществлялись с помощью трехмерной системы специально подготовленных световых и магнитных полей [19]. Магнитное поле в МОЛ имеет квадрупольную конфигурацию, создаваемую двумя катушками в антигемольцевской конфигурации с вертикальной осью. Осевой градиент поля в центре ловушки составлял 20 Гс/см. В тулиевой МОЛ наблюдается субдоплеровское охлаждение [13] вплоть до температуры 25 ± 5 мкК, эффективность которого зависит от отстройки частоты излучения лазера от частоты охлаждающего перехода и интенсивности лазерных полей. В экспериментах, результаты которых представлены в настоящей работе, температура атомов в МОЛ составляла 80 ± 10 мкК.

Магнитная ловушка формировалась тем же магнитным полем, которое использовалось в МОЛ. Поскольку в центре ловушки создается трехмерный минимум магнитного поля, в такую ловушку могут захватываться только атомы, потенциальная энергия которых увеличивается с ростом поля [25]. При характерном размере МЛ примерно 1 см ее глубина для атомов тулия составляет десятки милликельвинов, что позволяет захватывать атомы, находящиеся в определенных (см. ниже) квантовых состояниях, непосредственно из МОЛ.

Отметим, что при работающей МОЛ атом непрерывно поглощает и переизлучает кванты света с различными поляризациями, перемещаясь вблизи трехмерного минимума магнитного поля. Это приводит к полному перемешиванию магнитных подуровней, и атомы не могут удерживаться в МЛ. Однако после выключения света атомы перестают рассеивать свет и часть их захватывается в МЛ. При этом в ловушке будут удерживаться только те атомы, для которых магнитная сила будет больше силы тяжести, что в нашем эксперименте выполняется только для атомов с магнитными квантовыми числами основного состояния $m_F = 2, 3, 4$. Учитывая, что изначально атомы распределены по девяти равнозаселенным магнитным подуровням основного состояния ($F = 4$), в МЛ захватывается не более трети атомов из МОЛ.

Для исследования МОЛ и МЛ использовался метод баллистического разлета. После полной загрузки МОЛ световые пучки выключались на некоторое время Δt . Затем облако подсвечивалось коротким резонансным им-

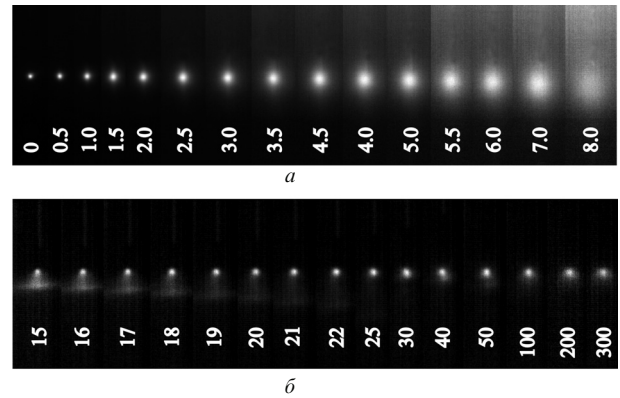


Рис.1. Фотографии разлетающегося облака холодных атомов после выключения световых пучков в отсутствие (а) и при наличии (б) квадрупольного магнитного поля. Яркие пятна на рис.1,б – атомы, захваченные в МЛ. Цифры – время Δt (в мс), прошедшее с момента выключения света.

пульсом света, и его люминесценция отображалась с увеличением 1:1 на ПЗС-камеру. На рис.1 представлены фотографии разлета облака атомов с выключенным и включенным квадрупольным магнитным полем МОЛ. Облако на рис.1,а изотропно расширяется и падает в поле силы тяжести. Через время ~ 10 мс сигнал от облака становится неразличимым на фоне шумов. Видно, что при включенном градиентном поле часть атомов из МОЛ удерживается в течение времени, которое существенно превышает характерное время разлета атомов из МОЛ. Это и есть спин-поляризованные атомы тулия, захваченные в МЛ.

3. Пространственный профиль распределения концентрации и температура атомов в МЛ

Пространственное распределение концентрации атомов в МЛ легко определяется из термодинамических соображений. Запишем выражения для потенциальной энергии атома, находящегося вблизи нуля квадрупольного магнитного поля (ось симметрии z направлена вертикально), в присутствии гравитационного поля:

$$U(x, y, z) = \bar{\mu} \sqrt{x^2 b_x^2 + y^2 b_y^2 + z^2 b_z^2} + mgz, \quad (1)$$

где $\bar{\mu}$ – эффективный магнитный момент атома; $b_x = \partial B_x / \partial x$, $b_y = \partial B_y / \partial y$ и $b_z = \partial B_z / \partial z$ – градиенты магнитного поля; m – масса атома; g – ускорение свободного падения, действующее вдоль оси z . Вертикальные (p_z) и горизонтальные (p_x) профили концентрации атомов в МЛ даются выражениями

$$p_z(z) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[-\frac{U(x, y, z)}{k_B T} \right] dx dy,$$

$$p_x(x) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[-\frac{U(x, y, z)}{k_B T} \right] dz dy,$$

где T – температура. Профили по осям x и y совпадают. Интегралы вычисляются аналитически:

$$p_z(z) = N_z \exp \left(-2 \frac{|z|}{\bar{z}} - 2 \bar{g} \frac{z}{\bar{z}} \right) \left(1 + 2 \frac{|z|}{\bar{z}} \right), \quad (2)$$

$$p_x(x) = N_x \exp \left(-2 \frac{|x|}{\bar{x}} \sqrt{1 - \bar{g}^2} \right) \left(1 + 2 \frac{|x|}{\bar{x}} \sqrt{1 - \bar{g}^2} \right),$$

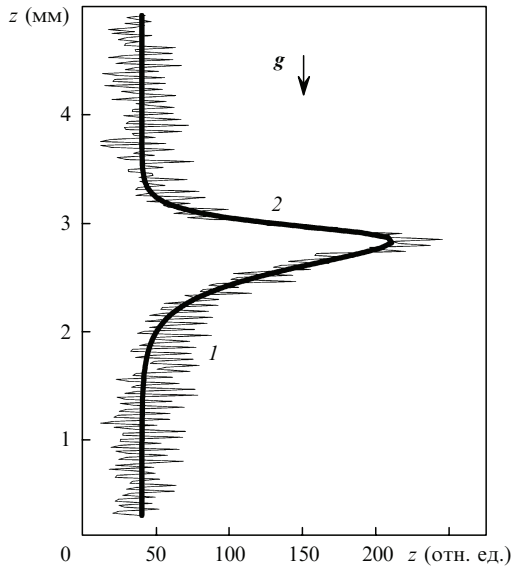


Рис.2. Вертикальный профиль концентрации p_z атомов в МЛ (1) и его аппроксимация (2) формулой (2) при $\bar{z} = 203 \pm 15$ мкм, $\bar{g} = 0.5 \pm 0.1$.

где N_z и N_x – нормировочные множители;

$$\begin{aligned} \tilde{z} &= 2k_B T / (\bar{\mu} b_z); & \tilde{g} &= mg / (\bar{\mu} b_z); \\ \tilde{x} &= 2k_B T / (\bar{\mu} b_x); & \tilde{y} &= 2k_B T / (\bar{\mu} b_y). \end{aligned} \quad (3)$$

Вертикальный профиль концентрации атомов в МЛ, измеренный через $\Delta t = 100$ мс после выключения световых пучков, представлен на рис.2. Полная ширина профиля на полувысоте составляет 430 ± 40 мкм.

Используя пространственный профиль концентрации, можно найти температуру атомов в МЛ. Действительно, из (3) следует, что

$$T = \frac{mg \tilde{z}}{2k_B \tilde{g}}. \quad (4)$$

На рис.3 показана зависимость температуры атомов в МЛ от времени Δt . Средняя температура атомов в МЛ составила 40 ± 10 мкК, что соответствует их среднеквадратичной скорости ~ 10 см/с. Исходная температура атомов в МОЛ была равна 80 ± 5 мкК.

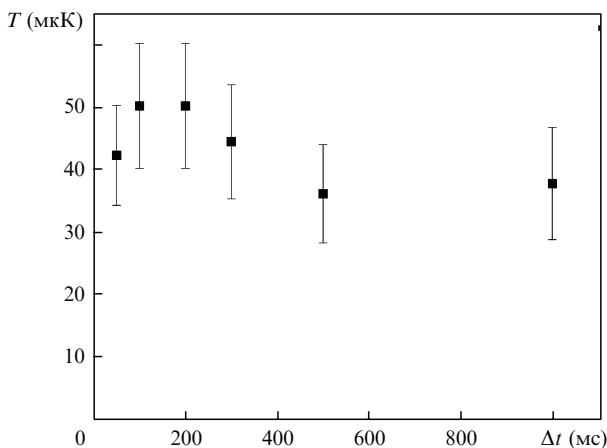


Рис.3. Зависимость температуры атомов в МЛ от времени Δt , прошедшего после выключения световых пучков.

4. Число атомов, время жизни и столкновения атомов в МЛ

Число атомов, захваченных в МЛ, определялось по сигналу абсолютно откалиброванной ПЗС-камеры. На рис.4 представлена зависимость полного числа атомов в МЛ от времени Δt , прошедшего после выключения световых пучков МОЛ. Наибольшее число захваченных атомов составило 4×10^4 , т. е. примерно 10 % от числа атомов в МОЛ. Концентрация атомов в центре МЛ равнялась $\sim 10^9$ см $^{-3}$. Относительно невысокая концентрация атомов и, следовательно, малое отношение сигнал/шум объясняются малым градиентом магнитного поля. Погрешности определения числа захваченных атомов, связанная с процедурой вычитания шумового фона из полученных изображений МЛ, составила 15 %.

Динамика концентрации n атомов в МЛ описывается следующим уравнением:

$$\frac{dn(t, r)}{dt} = -\frac{n(t, r)}{\tau} - g_{in} n^2(t, r), \quad (5)$$

где τ – время жизни атомов в МЛ; $g_{in} = \langle \sigma v \rangle$ – константа скорости неупругих бинарных столкновений атомов тулия в основном состоянии друг с другом; σ – сечение столкновений; v – скорость атомов. Мы полагаем, что эти столкновения обусловлены магнитным диполь-дипольным взаимодействием [26], приводящим к переходу атомов тулия в состояния с меньшими m_F , которые не захватываются в МЛ. Первое слагаемое в формуле (5) описывает линейные потери, связанные, например, со столкновениями захваченных атомов с частицами остаточного газа в вакуумной камере и с атомами из атомного пучка или с майорановским переворотом спина [27, 28] (неадиабатичностью движения захваченных частиц при прохождении через область нулевого поля в МЛ). Существенную роль могут играть и технические шумы – флуктуации тока в катушках и радиочастотные наводки, которые тоже приводят к переворотам спина. Чтобы перейти от концентрации атомов n к полному числу захваченных атомов N , проинтегрируем уравнение (5) по пространственным переменным. В результате получим

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\frac{N(t)}{\tau} - \frac{g_{in} N^2(t) (1 - \tilde{g}^2)^2}{8 \pi \tilde{x} \tilde{y} \tilde{z}}, \quad (6)$$

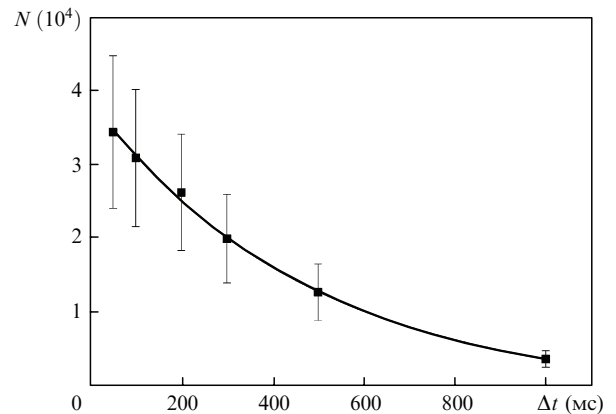


Рис.4. Зависимость числа атомов N в МЛ от времени Δt (точки) и ее аппроксимация экспонентой (сплошная кривая) при времени жизни $\tau = 0.5$ с.

где

$$N(t) = \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} n(t, r) d^3 r. \quad (7)$$

Поскольку температура T и эффективный магнитный момент атомов $\bar{\mu}$ фактически не зависят от времени, параметры \bar{x} , \bar{y} , \bar{z} и \bar{g} можно считать постоянными. Тогда решение уравнения (6) будет иметь следующий вид:

$$N(t) = N(0) \exp(-t/\tau) \times \left\{ 1 + \frac{g_{in} (1 - \bar{g}^2)^2}{8 \pi \bar{x} \bar{y} \bar{z}} N(0) \tau [1 - \exp(-t/\tau)] \right\}^{-1}. \quad (8)$$

К сожалению, большие линейные потери и малая концентрация атомов не позволили в нашем случае напрямую наблюдать проявление неупругих бинарных столкновений. Однако, аппроксимируя зависимость числа атомов от времени формулой (8) (см. рис.4), мы получили ограничение сверху на константу g_{in} для тулия: $g_{in} < 10^{-11}$ см³/с, которое согласуется с результатами предыдущих исследований, выполненных при температуре 1 мК [9]. Следует отметить, что значения константы скорости $10^{-12} - 10^{-11}$ см³/с были получены и для других сильномагнитных атомов (Er [9], Dy [29, 8], Sr [26]). Такие значения, по-видимому, делают невозможным достижение бозе-конденсации атомов в МЛ. Для этой цели может быть использована оптическая дипольная ловушка, в которую удастся загрузить спин-поляризованные атомы, находящиеся на самом нижнем магнитном подуровне основного состояния Tm [4].

5. Заключение

Исследована МЛ для атомов тулия, образованная квадрупольным полем МОЛ, в которую удалось захватить $\sim 4 \times 10^4$ атомов тулия. Концентрация атомов в центре ловушки составляла $\sim 10^9$ см⁻³ при их времени жизни $\tau = 0.5 \pm 0.1$ с. Из анализа потерь атомов в МЛ была получена оценка сверху константы скорости бинарных столкновений спин-поляризованных атомов в основном состоянии: $g_{in} < 10^{-11}$ см³/с. Температура атомов в МЛ определялась по распределению их концентрации и была равна 40 ± 10 мК.

Для дальнейшего исследования ультрахолодных атомов тулия мы планируем осуществить вторичное охлаждение атомов на слабом переходе с длиной волны 530.7 нм, что позволит охладить атомы вплоть до предела отдачи и откроет возможность загрузки атомов в оп-

тическую дипольную ловушку, работающую на длине волны 532 нм. В такой ловушке появляется возможность более детального исследования взаимодействия спин-поляризованных атомов, а также магнитно-дипольного метрологического перехода на длине волны 1.14 мкм.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-02-00649а), фонда Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых – докторов наук (грант № МД-669.2011.8) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения».

1. Giovanazzi S., Gorlitz A., Pfau T. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 130401 (2002).
2. Lewenstein M., Sanpera A., Ahufinger V. *Advan. Phys.*, **56**, 243 (2007).
3. Lahaye T., Menotti C., Santos L., et al. *Rep. Prog. Phys.*, **72**, 126401 (2009).
4. Griesmaier A., Werner J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 160401 (2005).
5. Lahaye T., Koch T., Frohlich B., et al. *Nature*, **448**, 672 (2010).
6. Pu H., Zhang W., Meystre P. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 140405 (2001).
7. Campbell G.K., Mun J., Boyd M., et al. *Science*, **313**, 649 (2006).
8. Youn S.H., Lu M., Ray U., Lev B.L. *Phys. Rev. A*, **82**, 043425 (2010).
9. Connolly C.B., Au Y.S., Doret S.C., et al. *Phys. Rev. A*, **81**, 010702 (2010).
10. Kohler T., Goral K., Julienne P.S. *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 1311 (2006).
11. Weinstein J.D., de Carvalho R., Guillet T., et al. *Nature*, **395**, 148 (1998).
12. Doyle J.M., Friedrich B. *Nature*, **401**, 749 (1999).
13. Сукачев Д.Д., Соколов А.В., Чебаков К.А. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **92**, 772 (2010).
14. Berglund A.J., Lee S.A., McClelland J.J. *Phys. Rev. A*, **76**, 053418 (2007).
15. Sukachev D., Sokolov A., Chebakov K., et al. *Phys. Rev. A*, **82**, 011405(R) (2010).
16. Kolachevsky N., Akimov A., Tolstikhina I., et al. *Appl. Phys. B*, **89**, 589 (2007).
17. Овсянников В.Д. *Частное сообщение*.
18. Takamoto M., Hong F.-L., Higashi R., Katori H. *Nature*, **435**, 321 (2005).
19. Raab E.L., Prentiss M., Cable A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2631 (1987).
20. Летохов В.С., Миногин В.Г., Павлик Б.Д. *ЖЭТФ*, **72**, 1328 (1977).
21. Walhout M., Sterr U., Rolston S.L. *Phys. Rev. A*, **54**, 2275 (1996).
22. Walhout M., Dalibard J., Rolston S., Phillips W.D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **9**, 1997 (1992).
23. Grimm R., Weidemuller M., Ovchinnikov Y.B. *Mol. Opt. Phys.*, **42**, 95 (2000).
24. Pritchard D.E. *Phys. Rev. Lett.*, **51**, 1336 (1983).
25. Риле Ф. *Стандарты частоты. Принципы и приложения* (М.: Физматлит, 2009).
26. Hensler S., Werner J., Griesmaier A., et al. *Appl. Phys. B*, **77**, 765 (2003).
27. Majorana E. *Il Nuovo Cimento*, **9**, 43 (1932).
28. Brink D.M., Sukumar C.V. *Phys. Rev. A*, **74**, 035401 (2006).
29. Newman B.K., Brahm N., Au Y.S., et al. *Phys. Rev. A*, **83**, 012713 (2011).