

Лазерное охлаждение атомов Li^7 в магнитооптической ловушке

Б. Б. Зеленер^{+*}, С. А. Саакян⁺, В. А. Саутенков^{+°}, А. М. Акульшин[∇], Э. А. Маныкин^{*×}, Б. В. Зеленер⁺,
В. Е. Фортов⁺

⁺Объединенный институт высоких температур РАН, 127412 Москва, Россия

^{*}Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия

[×]Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

[°]Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

[∇]Centre for Atom Optics and Ultrafast Spectroscopy, Swinburne University of Technology,
Melbourne, Australia

Поступила в редакцию 20 сентября 2013 г.

После переработки 11 ноября 2013 г.

Создана установка по лазерному охлаждению и удержанию атомов Li^7 в магнитооптической ловушке. Экспериментально показана возможность охлаждения и захвата атомов Li^7 в широком диапазоне отстроек частоты охлаждающего лазера. При помощи диагностического резонансного лазера для ультрахолодных атомов Li^7 получена независимая информация о плотности и количестве атомов на разных подуровнях основного состояния, а также о температуре атомов. Эта информация важна для получения ультрахолодной плазмы и ридберговского вещества.

DOI: 10.7868/S0370274X13230069

В настоящей статье описана разработка экспериментальной базы для опытов по созданию и изучению ультрахолодной ридберговской плазмы, а также ансамбля высоковозбужденных ридберговских атомов – ридберговского вещества, впервые предсказанного в [1–3]. Первые эксперименты по ультрахолодной плазме [4–6] дали косвенную информацию о замедлении рекомбинации в такой системе. Вместе с тем наши теоретические работы предсказывают возникновение ближнего и дальнего порядка [7], а также радикального (на несколько порядков) снижения скорости рекомбинации в присутствии внешнего сильного магнитного поля [8–11] в системе сильно взаимодействующей ультрахолодной ридберговской плазмы. Изучение таких систем и умение контролировать процессы распада и кристаллизации могут послужить основой для создания квантовых компьютеров. Настоящий эксперимент может стать модельным для прогнозирования поведения рекомбинации в опытах по созданию антиводорода [12–14], а также для поиска новых способов захвата большего количества атомов антивещества в основном состоянии в сильных магнитных полях. Отметим, что литий – элемент, наиболее близкий по своим свойствам к водороду.

Для получения ультрахолодного газа высоковозбужденных (ридберговских) атомов лития, а также

ультрахолодной плазмы из атомов лития, которая позволяет осуществить лазерное охлаждение этих атомов и их надежное удержание в магнитооптической ловушке при низкой температуре, была создана экспериментальная установка. Ее принципиальная схема представлена на рис. 1.

Экспериментальная установка состоит из вакуумной системы и оптической части. Вакуумная система включает печку (источник атомов), где кусочек металлического лития испаряется при температуре 750 К (давление 10^{-8} Торр), зеэмановский замедлитель, в котором при помощи катушек с переменным числом витков и встречного двухкомпонентного лазерного луча общей мощностью 100 мВт атомы замедляются с 1 км/с до 30 м/с, и собственно вакуумную камеру (давление $< 10^{-9}$ Торр), где при помощи магнитооптической ловушки происходит захват атомов Li^7 при температуре 10^{-4} К. Вакуумная система спроектирована и частично создана в лаборатории ИПФ РАН А.В. Турлапова. На подобной системе был получен двумерный вырожденный ферми-газ из атомов Li^6 [15].

Оптическая часть состоит из двух полупроводниковых лазеров с внешним резонатором мощностью 500 и 300 мВт с длиной волны 671 нм, которые являются охлаждающим лазером и лазером накачки, диагностического лазера мощностью 20 мВт с длиной

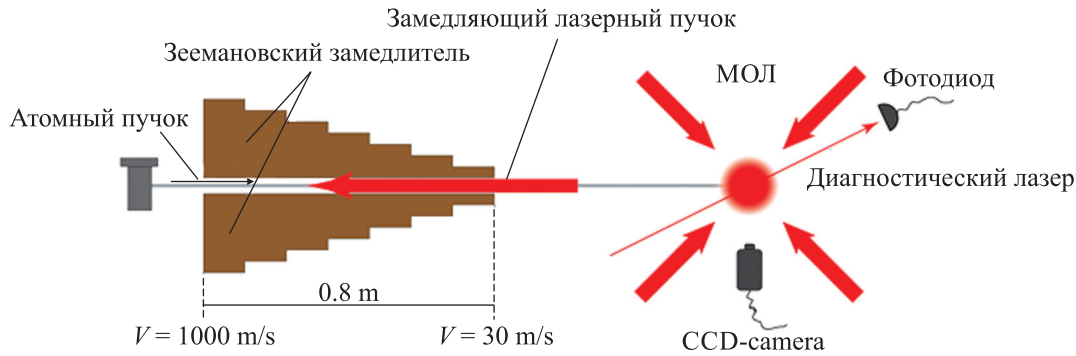
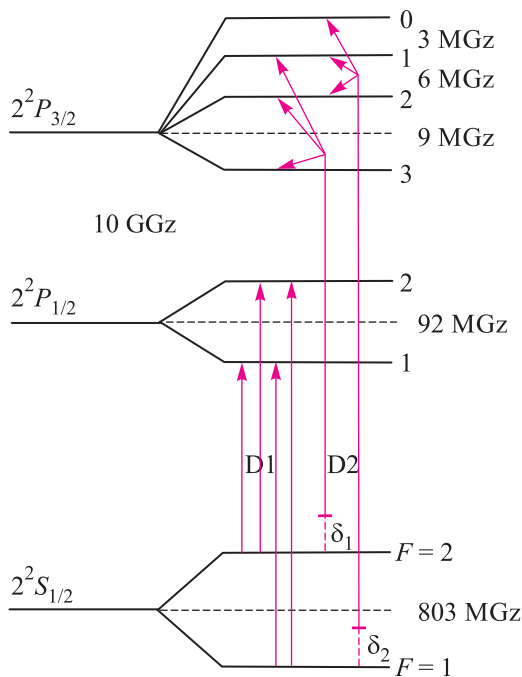


Рис. 1. Установка по лазерному охлаждению и захвату атомов лития в магнитооптической ловушке

волны 671 нм, схемы стабилизации лазерного излучения по горячей ячейке с литием и термостабилизированном интерферометром Фабри–Перо, камеры CCD, фотоприемников, а также оптической схемы приготовления лазерных лучей для охлаждения и захвата Li^7 при помощи зеемановского замедлителя и магнитооптической ловушки. Энергетическая схема уровней Li^7 представлена на рис. 2.

Рис. 2. Схема уровней атома Li^7

Для охлаждения и захвата атомов Li^7 используется два лазера. Один из них – непосредственно охлаждающий лазер, возбуждающий атомы из состояния $2S_{1/2}$ ($F = 2$) в состояние $2P_{3/2}$ ($F' = 3$), с переменной отстройкой по частоте. Отстройка лазера от данного атомного перехода осуществляется за счет привязки к термостабилизированному ин-

терферометру Фабри–Перо с перестраиваемой длиной резонатора. Вторым является лазер оптической накачки, стабилизированный по внутридоплеровскому резонансу насыщенного поглощения паров лития в ячейке с красной отстройкой по частоте 20 МГц. Он переводит атомы из “темного” для охлаждающего лазера состояния $F = 1$ в возбужденное состояние $2^2P_{3/2}$, обеспечивая возврат атомов в состояние $F = 2$. Диаметр лазерных пучков в вакуумной камере 2.4 см.

При помощи диагностического лазера была проведена независимая спектроскопия уровней поглощения ультрахолодного Li^7 в магнитооптической ловушке в зависимости от отстройки частоты охлаждающего лазера. Интенсивность пробного излучения ослаблялась для обеспечения линейного режима поглощения. Кроме того, при помощи CCD-камеры был измерен профиль интенсивности флуоресценции облака холодных атомов. Результаты эксперимента приведены на рис. 3.

Видно, что на D1 сверхтонкое расщепление разрешается, а на D2 имеем смешение трех верхних уровней при поглощении. Наблюдаются только две компоненты D2-линии. Для определения концентрации удобно воспользоваться законом линейного поглощения Бугера–Ламберта–Бера:

$$n = \frac{-\ln T}{\sigma l}, \quad (1)$$

где σ – сечение, l – эффективная длина поглощающей среды, n – концентрация [см^{-3}], T – коэффициент пропускания. Сечение поглощения для компонент D2-линии можно вычислить по формуле

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{4\pi}. \quad (2)$$

На рис. 4 приведена зависимость разницы концентраций на возбужденных уровнях и в основном состоянии (на $F = 1$ и 2) для D2-линии от отстройки

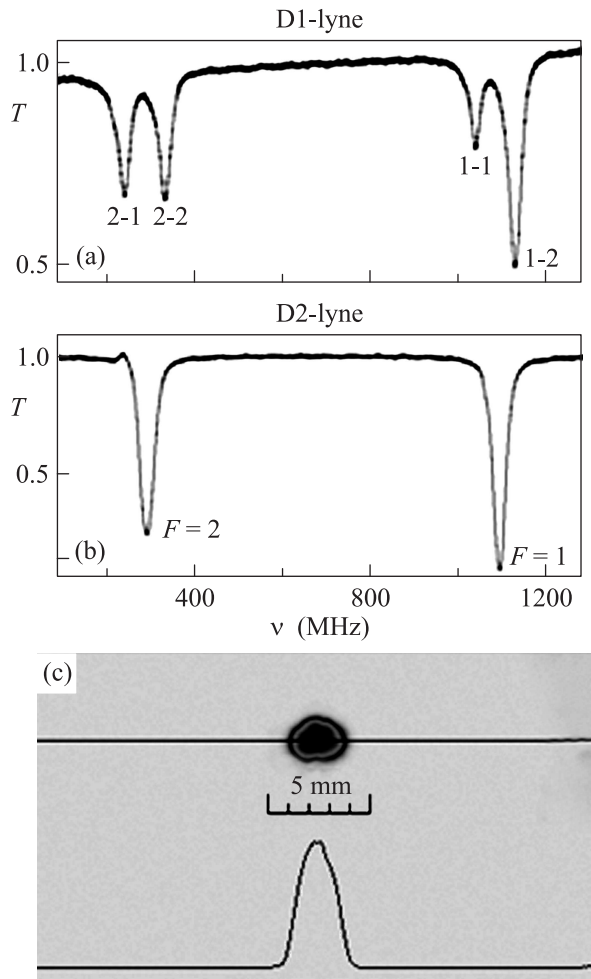


Рис. 3. (a, b) – Осциллограммы спектров поглощения ультрахолодных атомов Li^7 на D1- и D2-линии. (c) – Фотография облака атомов вместе с пространственным распределением плотности холодных атомов в тот же момент времени

частоты охлаждающего лазера. Градиент магнитного поля 21 Гс/см .

Наблюдаемая разница концентраций обусловлена тем, что охлаждение происходит на D2-линии и охлаждающий лазер и лазер оптической накачки перераспределяют заселенности уровней. Погрешности измерения концентрации определяются флуктуациями интенсивности охлаждающего и пробного лазеров. Погрешность измерения частоты задается дрейфом частоты охлаждающего лазера, поскольку он был стабилизирован по интерферометру Фабри–Перо.

Для расчета концентрации возбужденных атомов можно использовать простую модель в приближении, когда вверх вместо четырех неразрешенных

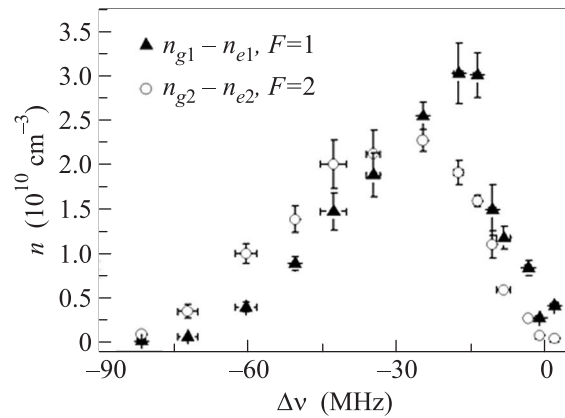


Рис. 4. Зависимость разницы концентраций на возбужденных уровнях и в основном состоянии (на $F = 1$ и 2) для D2-линии от отстройки частоты охлаждающего лазера

уровней мы рассматриваем два изолированных на D2-линии:

$$\begin{aligned} \Delta n_1 &= (n_{g1} - n_{e1}), \\ \Delta n_2 &= (n_{g2} - n_{e2}), \end{aligned} \quad (3)$$

где n_{g1} и n_{g2} – концентрации на нижних уровнях, n_{e1} и n_{e2} – концентрации на верхних уровнях. При этом

$$\begin{aligned} n_{e1} &= \frac{1}{\gamma} \sigma f_1(\Delta\nu_1) \frac{I_1}{\hbar\omega} \Delta n_1, \\ n_{e2} &= \frac{1}{\gamma} \sigma f_2(\Delta\nu_2) \frac{I_2}{\hbar\omega} \Delta n_2, \\ f_1(\Delta\nu) &= \frac{\gamma^2}{4(\Delta\nu_1)^2 + \gamma^2}, \\ f_2(\Delta\nu) &= \frac{\gamma^2}{4(\Delta\nu_2)^2 + \gamma^2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $I_1 = 3.6 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^2$ и $I_2 = 8.4 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^2$ – интенсивности лазера накачки и охлаждающего лазера соответственно, $\hbar\omega$ – энергия фотона на длине волны 671 нм , $\gamma = 6 \text{ МГц}$ – естественная ширина линии, $\Delta\nu_1$, $\Delta\nu_2$ – частоты отстройки лазера оптической накачки и охлаждающего лазера. Напомним, что в $f_1(\Delta\nu_1)$ отстройка фиксирована ($\Delta\nu_1 = 20 \text{ МГц}$). Предложенная модель позволяет определить концентрацию возбужденных атомов по результатам измерений.

В то же время удастся осуществить проверку правильности выбранной модели следующим образом. Концентрацию атомов на нижнем уровне $F = 2$ можно определить непосредственно через поглощение на D1-линии. Дело в том, что поглощение на D1-линии обусловлено только заселенностью основного состояния. Тогда согласно [16] сечение поглощения

на сверхтонком переходе можно вычислить по формуле

$$\sigma_{F_g F_e} = \frac{\lambda^2}{4\pi} g_{F_g F_e} \frac{2J_e + 1}{2J_g + 1} \frac{A}{\gamma}, \quad (5)$$

где A – коэффициент Эйнштейна. В нашем случае $\gamma = A$. Индексу “2–2” соответствует переход на D1-линии с $F = 2$ на 2 (рис. 2 вверх). Этот переход мы использовали для измерения концентрации атомов в основном состоянии $F = 2$. Для него можно записать

$$\sigma_{2-2} = \frac{\lambda^2}{4\pi} g_{FF'},$$

$$g_{FF'} = \frac{(2F+1)(2F'+1)}{2I+1} \left\{ \begin{matrix} F & J & I \\ J' & F' & 1 \end{matrix} \right\}^2 = 0.31, \quad (6)$$

где $F = F' = 2$, $J = J' = 1/2$, $I = 3/2$. Используя формулу (1), можно определить n_{g1} .

На рис. 5 приведены результаты, полученные для концентраций атомов в основном состоянии из поглощения на D1.

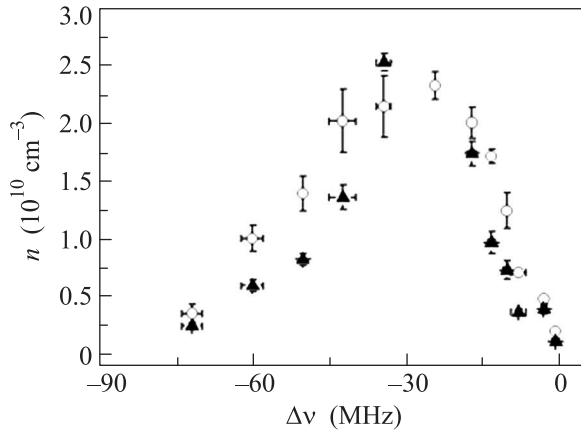


Рис. 5. Треугольники – концентрации атомов в основном состоянии на $F = 2$, полученные из поглощения на D1, кружки – расчет концентрации атомов в основном состоянии на $F = 2$ по нашей модели через поглощение на D2

В то же время концентрации атомов в основном состоянии можно определить в рамках предложенной модели из выражений (3), (4), используя результаты измерения на D2. На рис. 5 приведены и эти результаты. Наблюдается хорошее согласие полученных двумя способами результатов, что говорит о правильном выборе предложенной модели.

На рис. 6 показаны зависимости концентраций атомов во всех состояниях и только возбужденных атомов от отстройки частоты охлаждающего лазера.

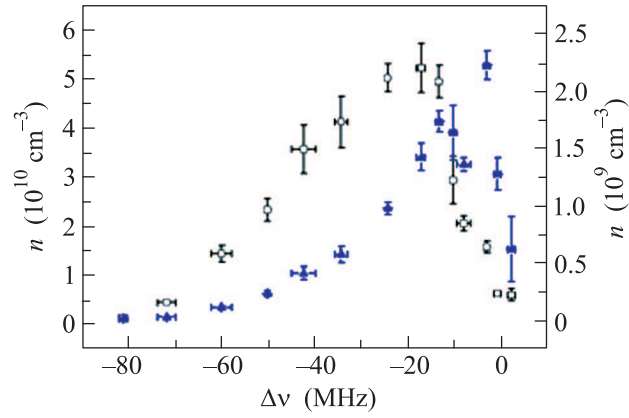


Рис. 6. Кружки – полная концентрация холодных атомов (левая шкала), треугольники – полная концентрация возбужденных атомов (правая шкала). Данные приведены для эксперимента на D2-линии

Видно, что возбужденные атомы составляют порядка 5% от общего количества атомов. Максимум их плотности приходится на отстройку в 15–20 МГц. При этом максимальное количество возбужденных атомов составляет $6 \cdot 10^7$ для градиента магнитного поля 21 Гс/см. Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными из работы [17]. Вместе с тем в нашей работе был использован диагностический резонансный лазер, который позволил впервые произвести независимое определение населенности состояний $F = 1$ и $F = 2$ для ультрахолодных атомов Li^7 .

Для определения температуры был проведен эксперимент по измерению флуоресценции адиабатически разлетающегося облака ультрахолодных атомов. Температура атомов составляла $\sim 10^{-4}$ К. К сожалению, точность методики измерения температуры недостаточно высока. Мы можем оценить только порядок ее величины. Планируется использование нескольких независимых методик для увеличения указанной точности.

В заключение следует отметить, что увеличение градиента магнитного поля существенно увеличивает плотность атомов. Однако данные по плотности невозможно получить представленным методом из-за слишком высокого коэффициента поглощения. Дальнейшие исследования предполагают создание новых методов диагностики плотности и температуры, а также приготовление как можно большей плотности частиц в ультрахолодном газе ридберговских атомов и ультрахолодной плазме в сильном магнитном поле.

Авторы приносят благодарность всем сотрудникам лаборатории ФИАН под руководством

М.А. Губина (Москва), В.Н. Кулясову (ГОИ им. С.И. Вавилова, С.-Петербург), всем сотрудникам лаборатории ИПФ РАН под руководством А.В. Турлапова (Н.Новгород), И.И. Рябцеву (ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск), А.И. Сидорову (Centre for Atom Optics and Ultrafast Spectroscopy, Swinburne University of Technology, Мельбурн, Австралия) за полезные обсуждения, замечания, проектирование и создание различных частей экспериментальной установки. Работа поддержана грантами Президента РФ (#МК-541.2011.2), РФФИ (#10-02-00399а), программой фундаментальных исследований президиума Российской академии наук “Исследование вещества в экстремальных состояниях” под руководством академика В.Е. Фортова, федеральным агентством по науке и инновациям (ГК #02.740.11.0433), Министерством образования и науки РФ (ГК ФЦП #14.740.11.0604, П1235), грантами ФЦП (#8679, 8513, 8364).

1. Э. А. Манькин, М. И. Ожован, П. П. Полуэктов, ДАН СССР **260**, 1096 (1981).
2. Э. А. Манькин, М. И. Ожован, П. П. Полуэктов, ЖЭТФ **84**, 442 (1983).
3. Э. А. Манькин, М. И. Ожован, П. П. Полуэктов, ЖЭТФ **102**, 804 (1992).

4. T. C. Killian, S. Kulin, S. D. Bergeson et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 4776 (1999).
5. S. Kulin, T. C. Killian, S. D. Bergeson et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 318 (2000).
6. T. C. Killian, M. J. Lim, S. Kulin et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 3759 (2001).
7. Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Манькин, Письма в ЖЭТФ **9**, 696 (2010).
8. А. А. Бобров, С. Я. Бронин, Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Манькин, Д. Р. Хихлуха, ЖЭТФ **139**, 605 (2011).
9. С. Я. Бронин, Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Манькин, Д. Р. Хихлуха, ЖЭТФ **139**, 822 (2011).
10. Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Манькин, Письма в ЖЭТФ **94**, 565 (2011).
11. Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Манькин, ЖЭТФ **94**, 565 (2013).
12. M. Amoretti et al., ATHENA Collaboration, Phys. Lett. B **23**, 578 (2004).
13. G. Gabrielse et al., ATRAP Collaboration, Phys. Rev. Lett. **89**, 233401 (2002).
14. G. V. Andresen et al., ALPHA Collaboration, Nature Physics (2011).
15. А. В. Турлапов, Письма в ЖЭТФ **95**(2), 104 (2012).
16. V. Vuletic, V. A. Sautenkov, C. Zimmermann, and T. W. Hansch, Opt. Comm. **108**, 77 (1994).
17. U. Schunemann, H. Engler, M. Zielonkowski, M. Weidemuller, and R. Grimm, Optics Comm. **158**, 263 (1998).