

О РЕАЛИЗАЦИИ ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ АТОМОВ ЛИТИЯ-7 В МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

Б. Б. Зеленер^{a,b,}, С. А. Саакян^a, В. А. Саутенков^{a,d},*

Э. А. Манькин^{b,c}, Б. В. Зеленер^a, В. Е. Фортвов^a

^a *Объединенный институт высоких температур Российской академии наук
127412, Москва, Россия*

^b *Московский инженерно-физический институт (государственный университет)
115409, Москва, Россия*

^c *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

^d *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 23 июня 2014 г.

Целью исследования является получение высокой концентрации оптически охлажденных атомов лития-7 для приготовления сильно взаимодействующей ультрахолодной плазмы и ридберговского вещества. Создана установка, в которой с применением двух мощных полупроводниковых лазеров атомы лития-7 охлаждаются и удерживаются в магнитооптической ловушке. Получена концентрация ультрахолодных атомов около 10^{11} см⁻³ при оптимальной отстройке частоты излучения охлаждающего лазера и градиенте магнитного поля 35 Гс/см. При помощи дополнительного пробного лазера получена независимая информация о концентрации и количестве ультрахолодных атомов лития-7 на разных подуровнях основного состояния.

DOI: 10.7868/S0044451014110029

1. ВВЕДЕНИЕ

Недавно нами были опубликованы предварительные результаты по созданию экспериментальной установки для приготовления и изучения коллектива ультрахолодных ридберговских атомов (ридберговского вещества) [1]. Настоящая работа выполнена в том же направлении и в ней представлены последние результаты по измерению параметров ультрахолодных атомов лития в магнитооптической ловушке (МОЛ). Впервые возможность существования ридберговского вещества была предсказана в работах группы Манькина [2–4] в начале 1980-х гг. В этих теоретических работах в рамках метода функционала плотности предсказана возможность создания метастабильной решетки из высоковозбужденных атомов с обобществленными электро-

нами в области температур, близких к нулю Кельвина. За счет пространственного перекрытия высоковозбужденных состояний электрон попадает в потенциальную яму. При этом осуществляется переход Мотта, среда становится проводящей и возникает так называемое ридберговское вещество. Заметим, что с увеличением частоты возбуждающего лазерного излучения или при наложении постоянного электрического поля возможен переход от ультрахолодных ридберговских атомов к ультрахолодной нейтральной плазме. Первые эксперименты по созданию ультрахолодной плазмы [5–7] дали косвенную информацию о замедлении рекомбинации в такой системе. Скорость рекомбинации была существенно ниже, чем рассчитанная по формулам для слабонеидеальной плазмы. Расчеты параметров сильнонеидеальной плазмы, когда потенциальная энергия заряженных частиц сравнима с кинетической энергией, в тот момент не существовало. Наши теоретические работы, основанные на численных расчетах с

*E-mail: bobozel@mail.ru

применением методов Монте-Карло и молекулярной динамики, предсказывают возникновение ближнего и дальнего порядков [8], а также радикального (на несколько порядков) снижения скорости рекомбинации в присутствии внешнего сильного магнитного поля [9–12] для сильно взаимодействующей ультрахолодной ридберговской плазмы. Изучение таких систем, а также умение контролировать процессы распада и кристаллизации, могут послужить основой для создания квантовых компьютеров. Предлагаемые эксперименты могут стать модельными для прогнозирования поведения рекомбинации в экспериментах по созданию антиводорода [13–15], а также для поиска оптимальных способов захвата большого количества атомов антиводорода в сильных магнитных полях. Отметим, что литий по своим свойствам является наиболее близким элементом к водороду.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Природный литий представлен двумя изотопами ${}^6\text{Li}$ (7.5 %) и ${}^7\text{Li}$ (92.5 %). Литий-6 является фермионом, а литий-7 — бозоном. Атомы лития-6 нашли применение для создания и исследования вырожденного квантового ферми-газа [16]. В наших экспериментах использовались атомы лития-7, первые резонансные переходы которых показаны на рис. 1. (Спектроскопические данные из работы [17].)

Сверхтонкие переходы в линии D_1 уверенно разрешаются при использовании узкополосного лазерного излучения, $\Delta\nu_{las} < 6$ МГц. В случае линии D_2 сверхтонкая структура не разрешается, поскольку спектральные интервалы между подуровнями возбужденного состояния меньше естественной ширины переходов. По этой причине температура лазерного охлаждения на линии D_1 может иметь субдоплеровский характер, а на линии D_2 — нет [18].

Для получения ультрахолодного газа высоковольтных (ридберговских) атомов лития, а также для получения ультрахолодной плазмы из атомов лития была создана экспериментальная установка, позволяющая осуществить лазерное охлаждение атомов лития и их надежное удержание в МОЛ при ультранизкой температуре. Принципиальная схема эксперимента представлена на рис. 2.

Экспериментальная установка состоит из вакуумной системы и оптической части. Вакуумная система состоит из печки (источник атомного пучка), где испаряется кусочек металлического лития при температуре 750 К (остаточное давление воздуха меньше $5 \cdot 10^{-9}$ Торр); зеемановского замедлителя,

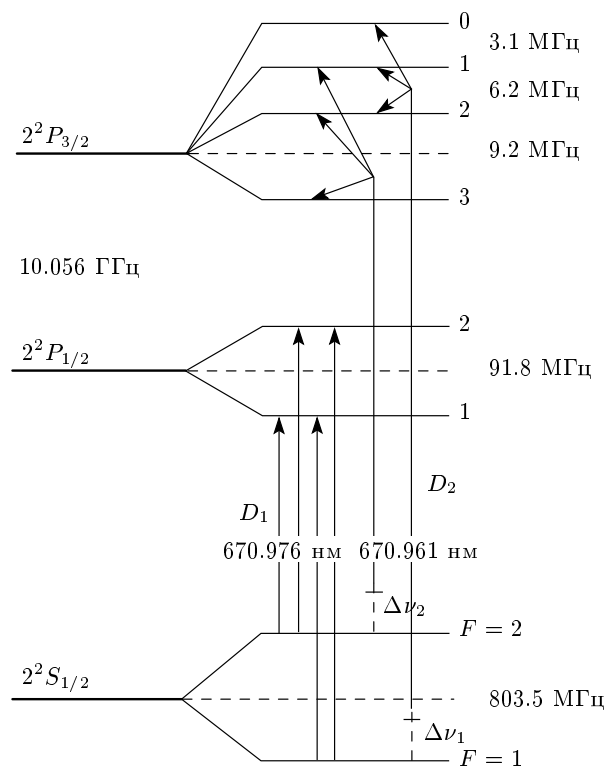


Рис. 1. Схема уровней атомов лития-7

в котором при помощи катушек с переменным числом витков и встречного двухкомпонентного лазерного пучка общей мощностью 100 мВт атомы замедляются с $V \approx 1$ км/с до $V \approx 30$ м/с; главной вакуумной камеры (давление меньше $5 \cdot 10^{-10}$ Торр), где при помощи МОЛ происходит захват атомов лития-7 (температура атомов порядка 10^{-4} К). Вакуум поддерживается постоянно включенными ионными насосами. Для предварительной откачки использовались форвакуумный и турбомолекулярный насосы. Вакуумная система спроектирована и частично создана в лаборатории ИПФ РАН А. В. Турлапова. С помощью подобной вакуумной системы был получен двумерный вырожденный ферми-газ из атомов лития-6 [16].

Важным достоинством оптической части нашей установки является использование для охлаждения атомов в МОЛ двух полупроводниковых лазеров с внешним резонатором с мощностью излучения 500 и 300 мВт и с длиной волны излучения 671 нм, которые являются охлаждающим лазером и лазером накачки. Такие компактные полупроводниковые лазеры сравнимы по мощности с лазерами на красителях, но являются более стабильными и удобными

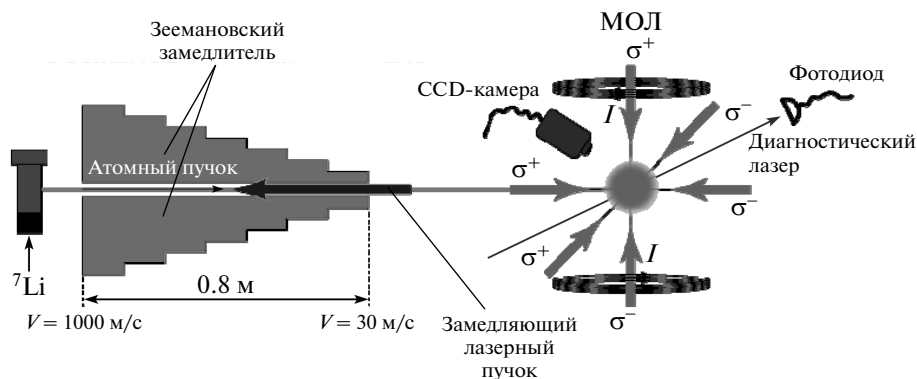


Рис. 2. Принципиальная схема лазерного охлаждения атомов лития-7 в МОЛ, I — ток в катушках

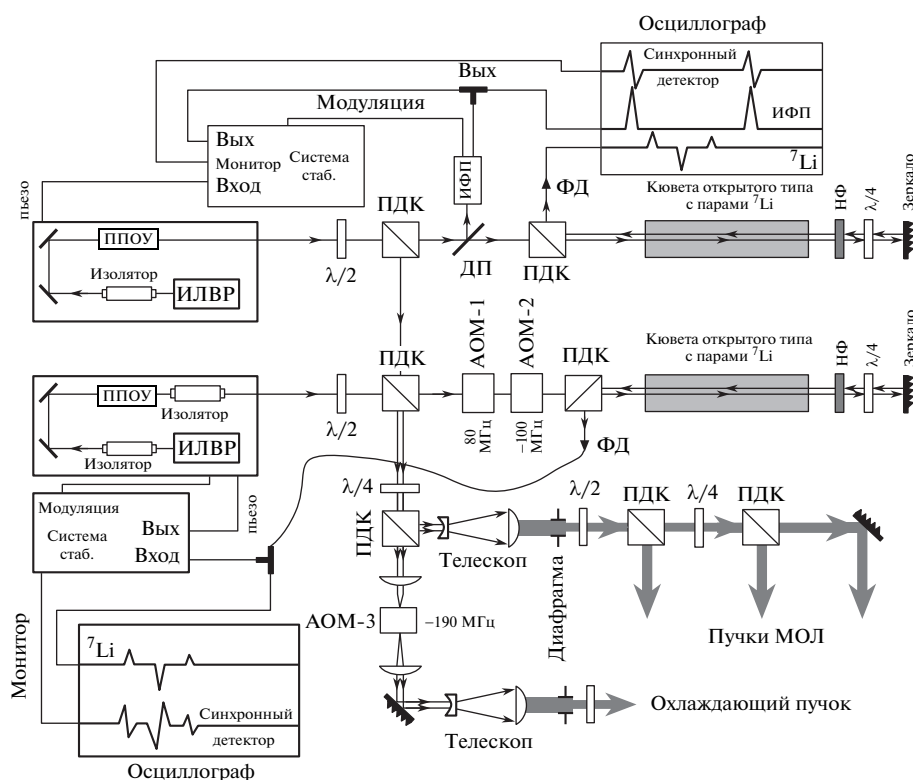


Рис. 3. Схема стабилизации частот источников лазерного излучения. ИЛВР — инжекционный лазер с внешним резонатором, ППОУ — полупроводниковый оптический усилитель, АОМ — акустооптический модулятор, ПДК — поляризационный делительный кубик, ФД — фотодиод, ДП — делительная пластинка, ИФП — интерферометр Фабри – Перо, НФ — нейтральный фильтр

в работе. В эксперименте мы поддерживаем облако ультрахолодных атомов со стабильными параметрами в течение нескольких часов, причем на запуск лазерной системы достаточно нескольких минут. Для диагностики ультрахолодных атомов лития мы ис-

пользуем дополнительный полупроводниковый лазер мощностью 20 мВт с длиной волны излучения 671 нм и CCD-камеру для визуального контроля и измерения температуры. Особое внимание хотелось бы обратить на схемы стабилизации частоты лазер-

ного излучения с помощью горячей «открытой» кюветы с парами лития и с помощью термостабилизированного интерферометра Фабри–Перо (рис. 3).

Для охлаждения и захвата атомов лития-7 используется два лазера. Охлаждающий лазер, возбуждающий атомы с подуровня $2S_{1/2}$ ($F = 2$) основного состояния в возбужденное состояние $2P_{3/2}$, стабилизируется по термостабилизированному интерферометру Фабри–Перо с перестраиваемой длиной резонатора. Частотное положение резонанса пропускания интерферометра относительно резонанса насыщения поглощения паров лития-7 в «открытой» кювете контролировалось с помощью осциллографа с точностью ± 1 МГц. Дрейф резонансов пропускания интерферометра в наших лабораторных условиях составляет менее 1 МГц в час. Для формирования сигнала ошибки в электронной системе обратной связи модулируется длина интерферометра на частоте 10 кГц. Лазер стабилизируется по резонансу пропускания перестраиваемого интерферометра без модуляции частоты самого лазера. Такая схема стабилизации позволяет отстраивать частоту излучения охлаждающего лазера от частоты атомного перехода в режиме реального времени без отключения стабилизации. Лазер оптической накачки стабилизируется по резонансу в насыщенном спектре поглощения горячих паров лития. Частота излучения лазера оптической накачки отстроена от вершины резонанса насыщенного поглощения на фиксированную величину 20 МГц в «красную» сторону с помощью АОМ, при этом для формирования сигнала ошибки модулируется частота излучения самого лазера. Лазер оптической накачки обеспечивает возвращение атомов с подуровня основного состояния $2S_{1/2}$ ($F = 1$), «темного» для охлаждающего лазера, на подуровень основного состояния $2S_{1/2}$ ($F = 2$) через возбужденное состояние $2P_{3/2}$. (Заметим, что в качестве частотных реперов можно использовать резонансы насыщенного поглощения газа рубидиевых молекул, поскольку спектр поглощения этих молекул перекрывается со спектром поглощения атомов лития [19]). Диаметр лазерных пучков в вакуумной камере 2.4 см. Сигнал насыщенной спектроскопии и сигнал ошибки представлены на рис. 4.

На рис. 4 слева виден высокочастотный резонанс, соответствующий циклическому переходу, справа — низкочастотный резонанс, соответствующий переходам оптической накачки, спектральная особенность в центре рисунка — перекрестный резонанс.

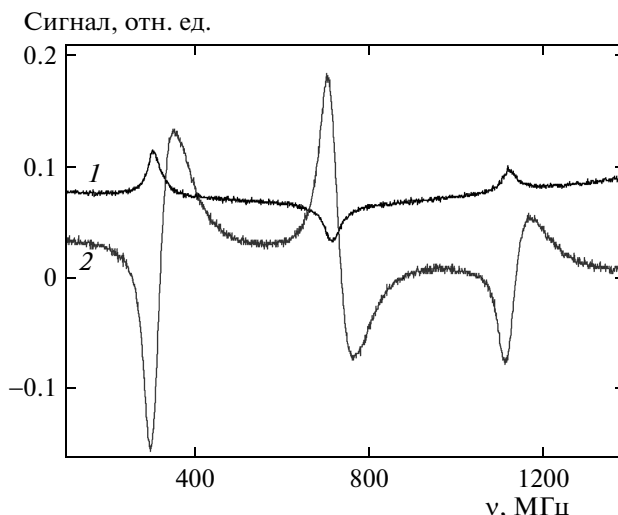


Рис. 4. Резонансы насыщенного поглощения атомных паров лития-7 (1) и сигнал ошибки (2)

3. ПАРАМЕТРЫ МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ ЛОВУШКИ

При помощи CCD-камеры был измерен профиль интенсивности флуоресценции облака ультрахолодных атомов. Результаты эксперимента представлены на рис. 5 для градиента магнитного поля в МОЛ, равного 35 Гс/см (ток в катушках 2 А). При помощи диагностического лазера была проведена спектроскопия поглощения ультрахолодного лития-7 в МОЛ для различных отстроек частоты охлаждающего лазера, а также градиента магнитного поля (рис. 6). Интенсивность пробного излучения ослаблялась для обеспечения линейного режима поглощения.

Уменьшение градиента магнитного поля приводит к уменьшению плотности и увеличению размера облака. Для проверки достоверности полученных результатов было проведено сравнение распределения интенсивности флуоресценции, полученного с помощью CCD-камеры, и пространственного распределения коэффициента поглощения излучения пробного лазера (рис. 7).

Для того чтобы измерить пространственное распределение коэффициента поглощения, диаметр пробного лазерного пучка увеличивали при помощи телескопа до величины, значительно превышающей размеры атомного облака. Затем при помощи диафрагмы сканировали пространственное распределение коэффициента поглощения. На рис. 7 видно хорошее совпадение экспериментальных кри-

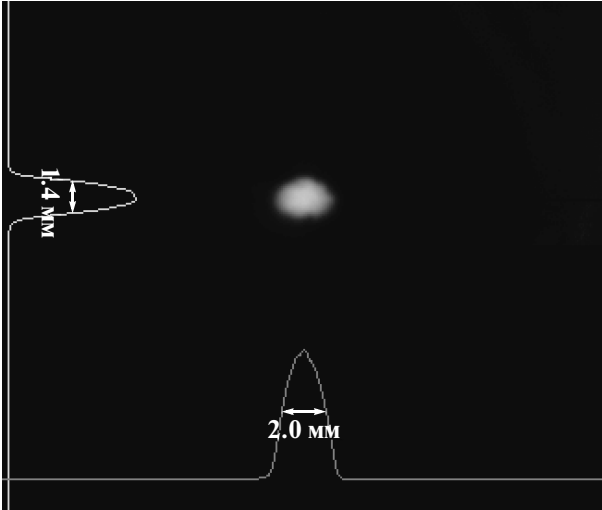


Рис. 5. Распределение интенсивности флуоресценции ультрахолодных атомов при градиенте магнитного поля 35 Гс/см

вых и распределения Гаусса. Подобное совпадение профилей сигналов флуоресценции и поглощения в облаке ультрахолодных атомов цезия в МОЛ было экспериментально получено в работе [20].

4. КОНЦЕНТРАЦИЯ И ЧИСЛО ЗАХВАЧЕННЫХ АТОМОВ

Для определения концентрации холодных атомов удобно воспользоваться законом линейного поглощения Бугера–Ламберта–Бера. Концентрацию n_{g1} и n_{g2} мы определяли по поглощению на сверхтонких переходах ($F = 1 - F' = 1$) и ($F = 2 - F' = 2$) в линии D_1 :

$$n_{g1} = \frac{-\ln T}{\sigma_{11}l}, \quad n_{g2} = \frac{-\ln T}{\sigma_{22}l}, \quad (1)$$

где σ_{11}, σ_{22} — сечения поглощения, l — эффективная длина поглощающей среды, n [см⁻³] — концентрация, T — коэффициент пропускания. Сечение поглощения для компонент линии D_1 можно вычислить по формуле [1, 21]

$$\sigma_{11} = \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot 0.31 \cdot 0.33, \quad \frac{\sigma_{11}}{\sigma_{22}} = 0.33. \quad (2)$$

Зависимости концентрации ультрахолодных атомов от отстройки частоты охлаждающего лазера для двух различных градиентов магнитного поля приведены на рис. 8.

На рис. 8 видно, что концентрация растет при увеличении градиента магнитного поля. Кроме того, максимумы концентрации для подуровней $^2S_{1/2}$ ($F = 1$) и $^2S_{1/2}$ ($F = 2$) основного состояния наблюдаются на разных значениях отстройки частоты излучения охлаждающего лазера. Это важно при приготовлении облака атомов лития в оптимальном состоянии для дальнейшего каскадного процесса возбуждения атомов в ридберговские состояния. Для расчета концентрации возбужденных атомов можно использовать простую модель:

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

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

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

где $\sigma = \lambda^2/4\pi$ [1], $I_1 = 3.6 \cdot 10^{-3}$ Вт/см² и $I_2 = 8.4 \cdot 10^{-3}$ Вт/см² — интенсивности излучения соответственно лазера накачки и охлаждающего лазера, $2\pi\hbar\nu$ — энергия фотона на длине волны 671 нм, $\gamma = 6$ МГц — естественная ширина линии, $\Delta\nu_1$ и $\Delta\nu_2$ — отстройки частот лазера оптической накачки и охлаждающего лазера. Напомним, что в функции $f_1(\Delta\nu_1)$ отстройка для лазера оптической накачки фиксирована, $\Delta\nu_1 = 20$ МГц. Предложенная модель позволяет определить концентрацию возбужденных атомов по результатам измерений (рис. 9).

Зная диаметр облака атомов на полувысоте, можно оценить общее число возбужденных атомов. Максимальное число возбужденных атомов в нашем эксперименте не превышает 1% общего числа атомов в ловушке. Для создания инверсной заселенности и получения большого числа возбужденных атомов можно использовать пи-импульсы. Исходя из общей концентрации ультрахолодных атомов лития в основном и возбужденном состояниях, а также зная диаметр облака атомов на полувысоте, можно оценить общее число атомов в облаке.

Полученная максимальная концентрация атомов слегка превышает 10^{11} см⁻³ (рис. 10). Наши экспериментальные данные согласуются с экспериментальными данными работы [22]. С ростом концентрации

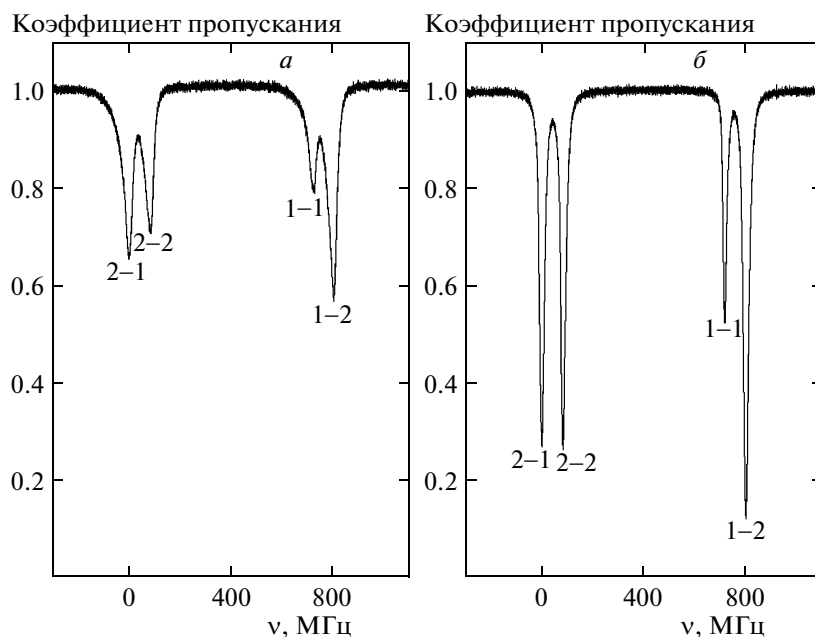


Рис. 6. Спектр пропускания облака холодных атомов лития-7 на линии D_1 для токов в катушках и градиентов магнитного поля, равных 1.2 А и 21 Гс/см (а), 2 А и 35 Гс/см (б)

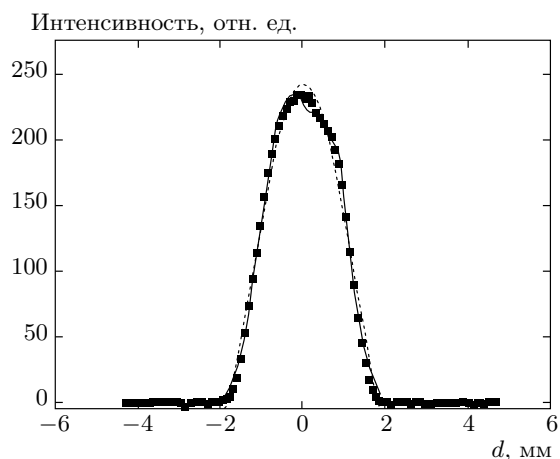


Рис. 7. Сравнение пространственных распределений интенсивности флуоресценции (сплошная кривая) и коэффициента поглощения (квадраты) атомов лития в МОЛ. Штриховая кривая — результат наилучшей подгонки (fitting) функции Гаусса к экспериментальным данным

атомов температура увеличивается из-за переизлучения фотонов атомами. Однако по нашим оценкам температуры, меньшие 10^{-2} К, достаточны для получения сильно взаимодействующей холодной плазмы и ридберговского вещества при $N > 10^{11}$ см $^{-3}$. Следует отметить, что в нашей работе использован диагностический резонансный лазер, который позво-

лил впервые провести независимое определение населенности подуровней $^2S_{1/2}$ ($F = 1$) и $^2S_{1/2}$ ($F = 2$) основного состояния для ультрахолодных атомов лития-7.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Задачей настоящего исследования является создание большой концентрации ультрахолодных атомов в МОЛ для дальнейшего получения сильнонеидеальной ультрахолодной плазмы и ридберговского вещества. Мы увеличивали плотность за счет большого диаметра и интенсивности лазерных пучков и сравнительно большого градиента магнитного поля в МОЛ. Возможно использование дополнительных методик для увеличения концентрации ультрахолодных атомов, например, таких как метод «темной» МОЛ [23]. Следует отметить, что в последнее время проблема кристаллизации ультрахолодных ридберговских атомов привлекла внимание ученых в различных исследовательских центрах [24, 25]. По-видимому, в недалеком будущем следует ожидать получения интересных результатов в этой области исследований высоковозбужденных атомов.

Авторы приносят благодарность всем сотрудникам лаборатории ФИАН под руководством М. А. Гу-

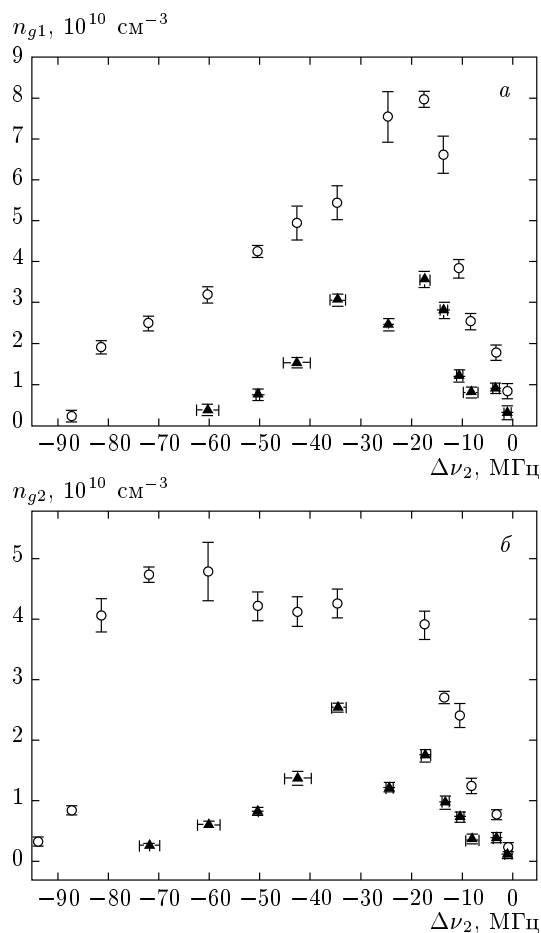


Рис. 8. Зависимости концентрации атомов n_{g1} (а) и n_{g2} (б) от отстройки для токов в катушках и градиентов магнитного поля, равных 1.2 А и 21 Гс/см (треугольники), 2 А и 35 Гс/см (кружки)

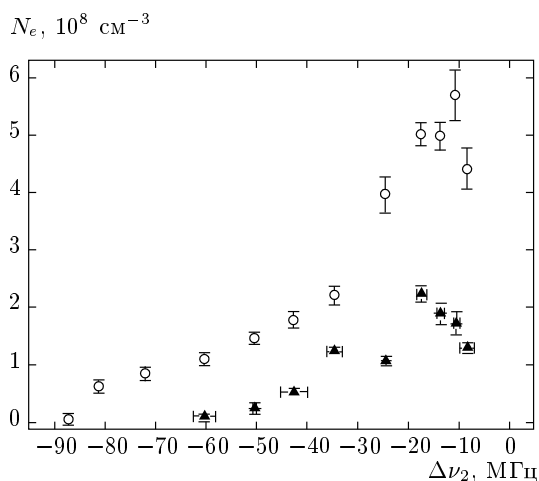


Рис. 9. Зависимости суммарной концентрации возбужденных атомов N_e от отстройки для токов в катушках и градиентов магнитного поля, равных 1.2 А и 21 Гс/см (треугольники), 2 А и 35 Гс/см (кружки)

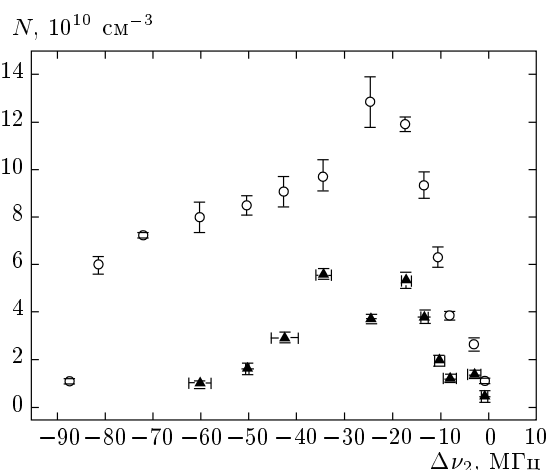


Рис. 10. Зависимости суммарной концентрации атомов N от отстройки для токов в катушках и градиентов магнитного поля, равных 1.2 А и 21 Гс/см (треугольники), 2 А и 35 Гс/см (кружки)

бина (Москва), В. Н. Кулясову (ГОИ им. С. И. Вавилова, Санкт-Петербург), всем сотрудникам лаборатории ИПФ РАН под руководством А. В. Турлапова (Нижний Новгород), И. И. Рябцеву (ИФП им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск), А. М. Акульшину и 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 выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 14-12-01279).

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Б. Зеленер, С. А. Саакян, В. А. Саутенков и др., Письма в ЖЭТФ **98**, 762 (2013).
2. Э. А. Манькин, М. И. Ожован, П. П. Полуэктов, ДАН СССР **260**, 1096 (1981).
3. Э. А. Манькин, М. И. Ожован, П. П. Полуэктов, ЖЭТФ **84**, 442 (1983).
4. Э. А. Манькин, М. И. Ожован, П. П. Полуэктов, ЖЭТФ **102**, 804 (1992).
5. Т. С. Killian, S. Kulin, S. D. Bergeson et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 4776 (1999).
6. S. Kulin, Т. С. Killian, S. D. Bergeson et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 318 (2000).

7. T. C. Killian, M. J. Lim, S. Kulin et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3759 (2001).
8. Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Манькин, Письма в ЖЭТФ **9**, 696 (2010).
9. А. А. Бобров, С. Я. Бронин, Б. Б. Зеленер и др., ЖЭТФ **139**, 605 (2011).
10. С. Я. Бронин, Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер и др., ЖЭТФ **139**, 822 (2011).
11. Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Манькин, Письма в ЖЭТФ **94**, 565 (2011).
12. А. А. Бобров, С. Я. Бронин, Б. Б. Зеленер и др., ЖЭТФ **144**, 185 (2013).
13. M. Amoretti et al. (ATHENA Collab.), *Phys. Lett. B* **23**, 578 (2004).
14. G. Gabrielse et al. (ATRAP Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **89**, 233401 (2002).
15. G. V. Andresen et al. (ALPHA Collab.), *Nature Phys.* **7**, 558 (2011).
16. А. В. Турлапов, Письма в ЖЭТФ **95**, 104 (2012).
17. C. J. Sansonetti, C. E. Simien, J. D. Gillaspay et al., *Phys. Rev. Lett.* **107**, 023001 (2011).
18. A. T. Grier, I. Ferrier-Barbut, B. S. Rem et al., *Phys. Rev. A* **87**, 063411 (2013).
19. V. A. Sautenkov, S. A. Saakyan, A. M. Akulshin et al., *J. Rus. Laser Res.* **34**, 375 (2013).
20. S. Grego, M. Colla, A. Fioretti et al., *Opt. Comm.* **132**, 519 (1996).
21. И. И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, Наука, Москва (1977).
22. U. Schunemann, H. Engler, M. Zielonkowski et al., *Opt. Comm.* **158**, 263 (1998).
23. W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe et al., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2253 (1993).
24. T. Pohl, E. Demler, and M. D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 043002 (2010).
25. T. Pohl, C. S. Adams, and H. R. Sadephpour, *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **44**, 180201 (2011).