## Когерентное возбуждение ридберговских состояний в холодном газе атомов <sup>40</sup>Ca

Б. Б. Зеленер<sup>1)</sup>, И. Д. Аршинова, А. А. Бобров, Е. В. Вильшанская, С. А. Саакян, В. А. Саутенков, Б. В. Зеленер, В. Е. Фортов

Объединенный институт высоких температур РАН, 127412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 25 октября 2018 г.

Экспериментально исследованы спектры высоковозбужденных атомов <sup>40</sup>Са, приготовленных при помощи магнитооптической ловушки и ультрафиолетового лазера. Получена зависимость концентрации атомов в магнитооптической ловушке от отстройки частоты охлаждающего излучения и градиента магнитного поля. При помощи метода падения резонансной флюоресценции измерена энергия ридберговского состояния  $76^1S_0$  атома <sup>40</sup>Са. Показано, что возможна реализация схемы стабилизации излучения для создания высоковозбужденных ридберговских атомов по спектру насыщенно поглощения в ячейке с газом атомов рубидия.

DOI: 10.1134/S0370274X18240104

В последние годы появились работы, посвященные экспериментальным исследованиям ультрахолодных газов атомов щелочноземельных металлов. Ионы атомов щелочноземельных элементов имеют резонансный переход в оптическом диапазоне, что дает возможность проводить диагностику ионов, ридберговских атомов и плазмы оптическими методами (см., например, [1,2]). В работе [2] при помощи магнитооптической ловушки (МОЛ) для атомов стронция была таким образом впервые измерена самодиффузия ионов в ультрахолодной плазме. Наши теоретические работы предсказывают возникновение ближнего и дальнего порядка [3], а также радикального (на несколько порядков) снижения скорости рекомбинации в присутствии внешнего сильного магнитного поля [4-7] в системе сильновзаимодействующей ультрахолодной ридберговской плазмы. Изучение таких систем, а также умение контролировать процессы распада и кристаллизации могут послужить основой для создания квантовых симуляторов.

В работе описана новая экспериментальная установка по созданию и изучению ансамбля высоковозбужденных ридберговских атомов <sup>40</sup>Са. Также в работе мы обсуждаем, как спектр насыщенного поглощения в ячейке с газом атомов рубидия можно использовать в качестве независимого частотного репера при исследовании ридберговских переходов в атомах <sup>40</sup>Са. Исследование лазерно-охлаждаемых атомов кальция представляет для нас особый интерес, поскольку в дальнейшем на этой установке плани-

Созданная экспериментальная установка для получения ультрахолодного газа высоковозбужденных атомов <sup>40</sup>Са, а также впоследствии для получения ультрахолодной плазмы из атомов <sup>40</sup>Ca позволяет осуществить лазерное охлаждение атомов кальция и их надежное удержание в МОЛ при низкой температуре (впервые <sup>40</sup>Са был захвачен в МОЛ в работе [8]). Установка состоит из вакуумной системы и оптической части. Вакуумная система состоит: из печки (источник атомов), где испаряется кусочек металлического кальция при температуре 800 K; зеемановского замедлителя, в котором при помощи катушек с переменным числом витков и встречного лазерного луча мощностью 80 мВт атомы замедляются с 740 м/с до 30 м/с; и, собственно, вакуумной камеры (давление  $< 10^{-10}$  Topp), где при помощи магнитооптической ловушки происходит захват атомов <sup>40</sup>Ca, при температуре  $\sim 10^{-3}$  К. Данное значение вакуума достигалось в несколько этапов: откачка роторным безмасляным насосом, далее турбомолекулярным насосом, затем отжиг установки и на окончательном этапе включение ионных насосов и сублимационного насоса фирмы Saes.

Характерной чертой установки является то, что пучок атомов из зеемановского замедлителя проходит на 2 см ниже области захвата МОЛ. Эта особенность позволяет эффективно решить две проблемы: во-первых, предотвратить столкновение холодных атомов в МОЛ с горячими атомами из зеемановского замедлителя, а во-вторых, избежать воздей-

руется ионизация холодных атомов и исследование ультрахолодной плазмы $^{40}\mathrm{Ca.}$ 

<sup>&</sup>lt;sup>1)</sup>e-mail: bobozel@mail.ru

ствия зеемановского луча на облако атомов в МОЛ. Подобный метод был применен на установке [9] с МОЛ для  $^{6}$ Li.

В других работах по захвату атомов <sup>40</sup>Са в МОЛ предлагались разные методы решения этих проблем. В работе [10] решили проблему пересечения охлаждающего лазерного пучка, направленного в зеемановский замедлитель с облаком атомов в МОЛ путем фокусировки телескопом зеемановского луча рядом с облаком. В работе [11] зеемановский луч содержит в центре темное пятно и не задевает МОЛ. Но в этих работах быстрые атомы из пучка все равно летят прямо в область захвата и сталкиваются с холодными атомами в ловушке. В работе [12] авторы расположили замедлитель под углом к МОЛ. Такой способ технически сложнее предложенного в настоящей работе, поскольку требует создания дополнительно двумерной МОЛ.

Оптическая часть МОЛ сформирована охлаждающим излучением 423 нм (800 мВт) и оптической накачкой 672 нм (20 мВт). На рисунке 1 представлена схема энергетических уровней атома <sup>40</sup>Са используемых в эксперименте.



Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема энергетических уровней атома <sup>40</sup>Са.  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  – волновые векторы пучков с длиной волны 423 и 390 нм соответственно для создания когерентного резонанса с отстройкой от промежуточного уровня  $\Delta = 237 \,\mathrm{MFu}$ . МОТ – охлаждающий лазер МОЛ с отстройкой частоты от резонанса  $\delta = 33 \,\mathrm{MFu}$ . ОР – лазер оптической накачки с длиной волны 672 нм

Для охлаждения атомов кальция используется переход  $4s^2 \ 1S_0 \rightarrow 4s4p \ ^1P_1$  [13]. Существует вероят-

ность, что атомы из состояния  $4s4p \, {}^1P_1$  распадутся в состояние  $3d4s \, {}^1D_2$ , а затем в состояния  $4s4p \, {}^3P_1$ и  ${}^3P_2$ . Уровень  ${}^3P_2$  является метастабильным, а его время жизни составляет 118 мин [14]. Таким образом, значительная часть атомов выводится из цикла охлаждения, что ограничивает время жизни атомов кальция в МОЛ. Для предотвращения данного процесса используется излучение, возбуждающее атом с уровня  $3d4s \, {}^1D_2$  на уровень  $4s5d \, {}^1P_1$ , из которого с высокой вероятностью атом снова распадается в основное состояние и возвращается в циклический процесс охлаждения. Частота перехода  $3d4s \, {}^1D_2 \rightarrow 4s5d \, {}^1P_1$ равна 446150837(13) МГц [15].

Незначительная часть излучения охлаждающего лазера отстраивается при помощи двухпроходного акустооптического модулятора (АОМа) в красную сторону на 237 МГц относительно внутри доплеровского резонанса  ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{1}P_{1}$ . Остальное излучение разделяется с помощью поляризационного делительного кубика на две части (см. рис. 2). Одна из них смещается с помощью акустооптического модулятора на 204 МГц в синюю сторону и делится на три взаимно ортогональных пучка, которые направляются в вакуумную камеру и формируют пучки МОЛ. Мощность всех пучков  $P_{MOT} = 57.5 \text{ мBt}$ , диаметр пучков МОЛ на уровне  $1/e^2 - 19.5$  мм. Интенсивность всех пучков МОЛ:  $I_{MOT} = 19.3 \, \text{мBt/cm}^2$ . Параметр насыщения для охлаждающего перехода  $I_{\rm sat} = 60 \, {
m MBt}/{
m cm}^2$  [13]. Время загрузки МОЛ – 7.7 мс.

Вторая часть изначального излучения, в свою очередь, также делится на две части: зеемановский луч и излучение, используемое для возбуждения ридберговских переходов.

Зеемановский луч не отстраивается и остается смещенным в красную сторону на 237 МГц, а излучение для стабилизации смещается в синюю сторону на 237 МГц с помощью двухпроходного AOMa и попадает в кювету с парами <sup>40</sup>Са, в которой формируются резонансы насыщенного поглощения. В результате пучки МОЛ оказываются смещенными на 33 МГц в красную сторону. Разница в отстройках между зеемановским лучом и пучками МОЛ обусловлена разностью скоростей атомов при вылете из печки и после прохождения всей длины зеемановского замедлителя.

Еще одной особенностью установки является кювета с парами <sup>40</sup>Ca, при помощи которой стабилизируется охлаждающее лазерное излучение. Поскольку кальций является активным элементом и быстро осаждается на окнах, нами были спроектированы кюветы длиной 67 см с холодными окнами. Кусочек кальция закладывался в атмосфере аргона (0.01 Торр).



Рис. 2. (Цветной онлайн) Схема оптической части установки по лазерному охлаждению и захвату атомов кальция в магнитооптической ловушке. МОТ – магнитооптическая ловушка, АОМ – акустооптический модулятор, DP-AOM – схема двухпроходного акустооптического модулятора, λ-meter – измеритель длины воны света, FPI – интерферометр Фабри–Перро

В результате испаряющийся кальций не долетает до окон и высаживается на боковых стенках. Это позволяет использовать кювету для экспериментов в течение многих лет [16].

Для источника излучения с длиной волны 672 нм использовался метод стабилизации по резонансам пропускания термо-стабилизированного сканирующего интерферометра Фабри–Перо, дрейф которого составляет не более 2 МГц в час [17].

После захвата облака атомов в ловушку важно определить концентрацию атомов, удерживаемых в магнитооптической ловушке. Схема определения концентрации атомов была следующая. Пробное слабое излучение (мощностью порядка сотен микроватт) с длиной волны, соответствующей охлаждающему переходу, направлялось в облако атомов и регистрировалось фотодиодом. Далее на осциллографе регистрировался сигнал с фотодиода в присутствии атомов в ловушке и при выключении МОЛ. По разнице этих двух сигналов определялось, сколько излучения поглощается облаком атомов ( $\alpha$  – коэффициент поглощения).

Для определения концентрации удобно воспользоваться законом линейного поглощения Бугера– Ламберта–Бера:  $n = -\ln(T)/\sigma L$ , где  $T = 1 - \alpha$  – коэффициент пропускания, L – диаметр облака,  $\sigma = 3\lambda^2/2\pi$  – сечение поглощения,  $\lambda$  – длина волны охлаждающего излучения. Количество атомов N = nVопределяется через объем облака  $V = \frac{4}{2}\pi (L/2)^3$ .

В результате для оптимальной отстройки охлаждающего лазера максимальная концентрация атомов составила  $2.3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ , а количество атомов  $9.5 \cdot 10^6$  атомов. При изменении отстройки частоты лазерного излучения концентрация захваченных атомов меняется. На рисунке 3 приведены результаты измерения этой зависимости для двух разных градиентов магнитного поля в МОЛ. Отстройка охлаждающего излучения менялась при помощи двухпроходного AOMa (DP-AOM на рис. 2) [18].

Как видно из рисунка 3, наибольшая концентрация атомов достигается при градиенте  $36 \, \Gamma c/cm$  и отстройке охлаждающего излучения порядка  $50 \, M\Gamma$ ц в красную сторону.

Также в эксперименте проводилось наблюдение ридберговских переходов. Для организации переходов в высоковозбужденные состояния атомов кальция, в центр захваченного в ловушку облака направлялось два встречных линейно поляризованных лазерных луча с волновыми векторами  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  и длиной волны 423 и 390 нм, соответственно (см. рис. 1).



Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость концентрации атомов в ловушке от отстройки охлаждающего излучения

Оба луча были отстроены от промежуточного уровня  $4s4p^1P_1$  на  $\Delta = 237 \,\mathrm{M}\Gamma$ ц для того, чтобы ширина этого уровня не входила в ширину резонанса ридберговского перехода  $^{40}$ Ca.

Для возбуждения ридберговского состояния с главным квантовым числом n необходимо настроить лазер 390 нм (~ 300 мВт) на частоту, определяющуюся по следующей формуле:

$$E_{\rm uv} = E_I - \frac{R_{\rm Ca}}{(n-\delta)^2} - \frac{\nu_c}{c},$$
 (1)

где  $E_{\rm uv}$  – энергия ультрафиолетового (УФ) излучения,  $E_I$  – энергия ионизации,  $R_{\rm Ca}$  – постоянная Ридберга для <sup>40</sup>Ca, n – главное квантовое число,  $\delta$  – квантовый дефект,  $\nu_c$  – частота охлаждающего излучения, c – скорость света. Для <sup>40</sup>Ca:  $E_I = 49305.9240(20) \,{\rm cm^{-1}} = 1478154415(60) \,{\rm MF}$ ң [19],  $R_{\rm Ca} = 109735.809284 \,{\rm cm^{-1}}$ , квантовый дефект для  ${}^{1}S_0 - \delta = 2.33793016(300)$  [20].

После определения нужной частоты возбуждающего излучения, УФ лазер, направленный в центр МОЛ, сканировался вблизи рассчитанного значения. Когда частота излучения совпадает с частотой перехода, при помощи фотоприемника регистрируется уменьшение флюоресценции атомов в МОЛ [21]. Это связано с тем, что при переходе на ридберговский уровень атомы перестают быть резонансными с пучками ловушки и улетают из зоны захвата. Так как приток новых атомов из печки постоянен, в ловушке снова формируется облако атомов после прохождения УФ лазера частоты резонанса. На рисунке 4 представлен узкий двухфотонный когерентный резонанс  $76^1 S_0$ .



Рис. 4. (Цветной онлайн) Двухфотонный когерентный резонанс  $4s^{2} {}^{1}S_{0} - 76 {}^{1}S_{0}$  с отстройкой от промежуточного резонанса  $4s4p {}^{1}P_{1}$  на  $\Delta = 237 \,\mathrm{MFq}$ . Пунктир – наилучшая подгонка функцией Лоренца шириной 6 МГц

При помощи измерителя длины волны Angstrom WS-U на основе интерферометров Физо мы впервые экспериментально определили значение энергии ридберговского перехода  ${}^{40}$ Ca-76  ${}^{1}S_{0}$ . Поскольку точность измерения зависит от близости частоты калибровки к измеряемому резонансу, мы калибровали наш измеритель длины волны на переходе  $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 4)$  в  ${}^{85}$ Rb, который соответствует частоте 384229242 МГц [22]. Заявленная абсолютная точность измерения на нашем измерителе длины волны в этом случае составляет около 3 МГц.

Усредненная по нескольким экспериментам частота УФ лазера 768469877(7) МГц. Учитывая отстройку  $\Delta = 237 \,\mathrm{M}$ Гц, частота перехода составила 768469640(7) МГц. Частота охлаждающего перехода  $4s^{2\,1}S_0 \rightarrow 4s4p^{\,1}P_1 = 709078373.01(35) \,\mathrm{MHz}$  [13]. Соответственно энергия перехода  $4s^{2\,1}S_0 \rightarrow 76^{1}S_0 = 1477548006(7) \,\mathrm{M}$ Гц = 49285.69661(23) см<sup>-1</sup>.

Для получения большого количества ридберговских атомов <sup>40</sup>Са требуется надежная стабилизация лазерного излучения на нужной частоте. На рисунке 5 видно, что в диапазон сканирований частоты УФ лазера до удвоения (780 нм) попал спектр насыщенного поглощения естественной смеси Rb, а после удвоения (390 нм) – резонанс ридберговского перехода <sup>40</sup>Са в состояния 76<sup>1</sup>S<sub>0</sub>.

В результате мы можем использовать ячейки с парами рубидия для стабилизации лазерного излучения в эксперименте по получению плотного газа ридберговских атомов <sup>40</sup>Са.

832



Рис. 5. Спектр насыщенного поглощения в ячейке с парами естественной смеси Rb. Пунктиром обозначена частота лазера, возбуждающего атомы <sup>40</sup>Са в состояние 76<sup>1</sup>S<sub>0</sub> до удвоения частоты. Ноль соответствует переходу  $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 4)$  в <sup>85</sup>Rb

Также, для определения температуры был проведен эксперимент по измерению флюоресценции баллистически разлетающегося облака ультрахолодных атомов. Температура атомов составляет ~ $10^{-3}$  К. Доплеровский предел для охлаждения на переходе  ${}^{1}S_{0} - {}^{1}P_{1}$  равен 831 мкК [16].

В заключение следует отметить, что дальнейшие исследования предполагают увеличение плотности частиц при как можно меньшей температуре для создания плотного ансамбля ридберговских атомов и сильнонеидеальной ультрахолодной плазмы, направленное на изучение предполагаемого образования самоорганизующихся структур. Для этого будут использоваться лазерное охлаждение на более узких переходах и захват атомов в дипольную ловушку.

Авторы выражают благодарность С.А. Зиброву и В.В. Васильеву, Физический институт им. Лебедева, Троицкое Особое Подразделение, за изготовление полупроводниковых лазеров и В.Н. Кулясову, Государственный Оптический Институт им. С.И. Вавилова, г. Санкт-Петербург, за изготовление ячеек с кальцием. Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант # 18-12-00424). Работа С.А. Саакяна по созданию оптической части МОЛ также подержана РНФ (грант # 14-50-00124).

- M. Lyon, S.D. Bergeson, A. Diaw, and M.S. Murillo, Phys. Rev. E 91, 033101 (2015).
- 2. T.S. Strickler, T.K. Langin, P. McQuillen, J. Daligault,

and T. C. Killian, Phys. Rev. X 6, 021021 (2016).

- Э. А. Маныкин, Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Письма в ЖЭТФ 92, 696 (2010).
- А. А. Бобров, С. Я. Бронин, Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Маныкин, Д. Р. Хихлуха, ЖЭТФ 139, 605 (2011).
- 5. С. Я. Бронин, Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Маныкин, Д. Р. Хихлуха, ЖЭТФ **139**, 822 (2011).
- Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Маныкин, Письма в ЖЭТФ 94, 565 (2011).
- А. А. Бобров, С. Я. Бронин, Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Маныкин, Д. Р. Хихлуха, ЖЭТФ 144, 185 (2013).
- T. Kurosu and F. Shimizu, Jpn. J. Appl. Phys. 29, L2127 (1990).
- В.Б. Махалов, А.В. Турлапов, Квантовая электроника 48, 401 (2018).
- R. L. Cavasso Filho, W. C. Magno, D. A. Manoel, A. Scalabrin, D. Pereira, and F. C. Cruz, J. Opt. Soc. Am. B 20, 994 (2003).
- S. G. Miranda, S. R. Muniz, G. D. Telles, L. G. Marcassa, K. Helmerson, and V. S. Bagnato, Phys. Rev. A 59, 882 (1999).
- U. Dammalapati, I. Norris, L. Maguire, M. Borkowski, and E. Riis, Meas. Sci. Technol. 20, 095303 (2009).
- E. J. Salumbides, V. Maslinskas, I. M. Dildar, A. L. Wolf, E.-J. van Duijn, K. S. E. Eikema, and W. Ubachs, Phys. Rev. A 83, 012502 (2011).
- 14. A. Derevianko, Phys. Rev. Lett. 87, 023002 (2001).
- M. Mills, P. Puri, Y. Yu, A. Derevianko, C. Schneider, and E. R. Hudson, Phys. Rev. A 96, 033402 (2017).
- E. V. Vilshanskaya, S. A. Saakyan, V. A. Sautenkov, D. A. Murashkin, B. B. Zelener, and B. V. Zelener, J. Phys. Conf. Ser. 946, 012130 (2018).
- С. А. Саакян, В. А. Саутенков, Е. В. Вильшанская, В. В. Васильев, Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Квантовая электроника 45, 828 (2015).
- E. A. Donley, T. P. Heavner, F. Levi, M. O. Tataw, and S. R. Jefferts, Rev. Sci. Instrum. **76**, 063112 (2005).
- M. Miyabe, C. Geppert, M. Kato, M. Oba, I. Wakaida, K. Watanabe, and K. D. Wendt, J. Phys. Soc. Jpn. 75, 034302 (2006).
- 20. T. R. Gentile, B. J. Hughey, D. Kleppner, and T. W. Ducas, Phys. Rev. A 42, 440 (1990).
- Б.Б. Зеленер, С.А. Саакян, В.А. Саутенков,
   Э.А. Маныкин, Б.В. Зеленер, В.Е. Фортов, ЖЭТФ
   148, 11 (2015).
- D. A. Steck, Rubidium 85 D Line Data, revision 2.1.6 (2013).