Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 12, с. 767 – 771

Измерение энергий ридберговских переходов в n^1S_0 состояния и порога ионизации атомов ^{40}Ca

Б. Б. Зеленер[+*×1)], *С. А. Саакян*[+○], *В. А. Саутенков*[+∇], *Е. В. Вильшанская*[+×], *Б. В. Зеленер*[+], *В. Е. Фортов*[+]

[+]*Объединенный институт высоких температур РАН, 127412 Москва, Россия*

[*]*Национальный исследовательский ядерный университет Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия*

[×]*Национальный исследовательский университет Московский энергетический институт, 111250 Москва, Россия*

[○]*Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 101000 Москва, Россия*

[∇]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21 октября 2019 г.
После переработки 25 октября 2019 г.
Принята к публикации 8 ноября 2019 г.

При помощи двухфотонной спектроскопии измерены энергии ридберговских переходов в n^1S_0-состояния атомов ^{40}Ca для $n = 40-120$. Определенный по измеренным значениям потенциал ионизации составил 49305.91966(4) см$^{-1}$. Используемый лазер с удвоением частоты позволил произвести одновременное измерение частоты переходов в ридберговские состояния атомов кальция с главным квантовым числом 75 и 76 и близко лежащих резонансов насыщенного поглощения в ячейке с атомарными парами рубидия, известных с большой точностью. Наличие такого частотного репера позволяет увеличить точность определения абсолютных значений энергий ридберговских переходов в атомах ^{40}Ca.

DOI: 10.1134/S0370274X19240019

Для спектроскопии ридберговских атомов и исследования их поведения во внешних электрических и магнитных полях необходимо знать порог ионизации атома и зависимость его квантового дефекта от главного квантового числа. Наиболее точным методом исследования ридберговских атомов является микроволновая спектроскопия. В работе [1] с высокой точностью были найдены значения квантового дефекта для атома кальция, однако данный метод не позволяет определить абсолютное значение энергии ридберговских переходов. Ранее при помощи трехступенчатого возбуждения атомов кальция в ридберговские состояния были измерены значения энергий ридберговских переходов [2]. По полученным значениям энергий был найден порог ионизации кальция, который в настоящее время и используется в других исследованиях как наиболее актуальный.

В настоящей работе исследуются спектры ридберговских атомов ^{40}Ca, полученных в магнитооптической ловушке (МОЛ) при помощи двухфотонного возбуждения. Эти данные важны для фундаментальных исследований, а также для наших дальнейших исследований, которые предполагают изучение свойств коллектива ридберговских атомов и ультрахолодной плазмы ^{40}Ca [3], полученной в том числе за счет ионизации ридберговских атомов с заданным главным квантовым числом при помощи терагерцевого излучения вблизи порога ионизации. При помощи развитого нами метода экспериментально получен энергетический спектр высоковозбужденных атомов ^{40}Ca в n^1S_0 конфигурациях в диапазоне значений главного квантового числа n от 40 до 120. В работе [4] данным методом был измерен порог ионизации для атома лития-7. Результаты измерений совпали с наиболее точными общепринятыми результатами для лития-7. По результатам обработки экспериментов предложено новое значение порога ионизации ^{40}Ca.

Созданная экспериментальная установка для получения ультрахолодного газа высоковозбужденных атомов ^{40}Ca, а также впоследствии для получения ультрахолодной плазмы из атомов ^{40}Ca, описанная в [5], позволяет осуществить лазерное охлаждение атомов кальция и их удержание в МОЛ при низкой температуре. Оптическая часть МОЛ состоит из охлаждающего лазера с длиной волны 423 нм (800 мВт) и лазера оптической накачки с длиной волны 672 нм (20 мВт). На рисунке 1 представлена схема энергетических уровней атома ^{40}Ca используемых в эксперименте.

1)e-mail: bobozel@mail.ru

Магнитооптическая ловушка сформирована тремя парами взаимно ортогональных пучков с суммарной интенсивностью $I_{\rm MOT} \approx 0.4 I_{\rm sat}$, где $I_{\rm sat} = 60$ мВт/см^2 – интенсивность насыщения охлаждающего перехода [6]. Диаметр пучков МОЛ на уровне $1/e^2$ составлял 19.5 мм при апертуре входных окон МОЛ 38.1 мм. Время загрузки МОЛ – 200 мс. Частота излучения, формирующего пучки МОЛ, смещена на 47.8 МГц в красную сторону. Концентрация атомов составила 2×10^9 см$^{-3}$, количество атомов 10^7 и температура порядка 5 мК.

Для осуществления переходов в высоковозбужденные состояния атомов кальция, в центр захваченного в ловушку облака направлялся линейно поляризованный лазерный луч с длиной волны 390 нм (см. рис. 1).

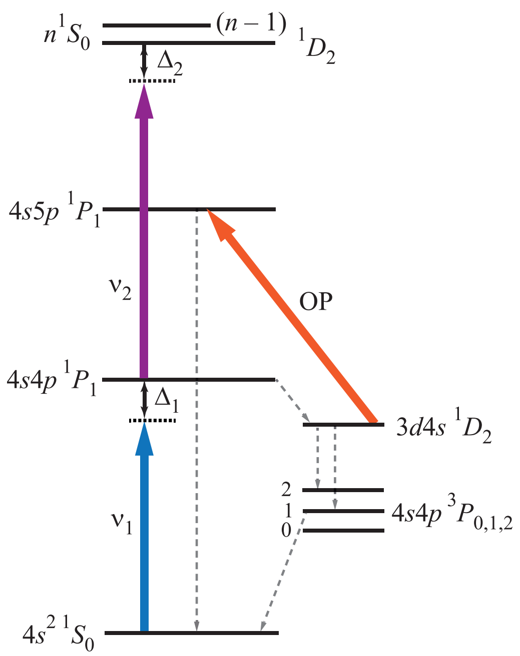

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема энергетических уровней атома ^{40}Ca. Охлаждение осуществляется на переходе $4s^2\,^1S_0 - 4s4p\,^1P_1$ при помощи лазера ν_1 с длиной волны 423 нм, OP – лазер оптической накачки с длиной волны 672 нм. Пунктиром показаны наиболее вероятные пути распада. Отстройка охлаждающего лазера от резонансной частоты $\Delta_1 = -47.8$ МГц. Возбуждение атомов в ридберговские состояния осуществляется при помощи излучения ν_2 с длиной волны 390 нм, отстроенного на частоту Δ_2

Для возбуждения ридберговского состояния с главным квантовым числом n необходимо настроить лазер с длиной волны 390 нм ($\approx$ 300 мВт) на энергию перехода в ридберговское состояние, определяющуюся по следующей формуле:

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

где E_{uv} – энергия ультрафиолетового (УФ) излучения, E_I – энергия ионизации, $R_{\rm Ca}$ – постоянная Ридберга для ^{40}Ca, n – главное квантовое число, $\delta(n)$ – квантовый дефект, $\nu_c = 709\,078\,373.01(35)$ МГц – частота охлаждающего перехода [6], c – скорость света. Для ^{40}Ca: $E_I = 49305.9240(20)$ см$^{-1}$ = $= 1478\,154\,415(60)$ МГц [2], $R_{\rm Ca} = 109735.809284$ см$^{-1}$ [1], квантовый дефект для n^1S_0 определяется по формуле:

$$\delta(n) = \delta_0 + \frac{\delta_1}{(n-\delta_0)^2}, \qquad (2)$$

где $\delta_0 = 2.337930(3)$, $\delta_1 = -0.114(3)$ [1].

После определения нужной частоты возбуждающего излучения, УФ лазерный пучок, направленный в центр МОЛ, сканировался вблизи рассчитанного значения. Когда частота излучения совпадала с частотой перехода, при помощи фотоприемника регистрировалось уменьшение флюоресценции атомов в МОЛ [5]. 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 холодных атомов после прохождения УФ лазера частоты резонанса.

Надо отметить, что во всех экспериментах при любых исследованных главных квантовых числах для n^1S_0- и n^1D_2-состояний, при сравнении наших значений энергии ридберговского уровня с рассчитанными энергиями по формуле (1) наблюдалась разница порядка 130 МГц в одну и ту же сторону. Это позволяет предположить, что порог ионизации ^{40}Ca, приведенный в статье [2] и являющийся в настоящее время самым точным значением, приведенным в базе NIST, требует дальнейшего уточнения.

При помощи измерителя длины волны Angstrom WS-U мы экспериментально определили значение энергий ридберговских переходов ^{40}Ca в конфигурации n^1S_0 и с главными квантовыми числами n от 40 до 120. Поскольку точность измерения зависит от близости частоты калибровки к измеряемому резонансу, мы калибровали наш измеритель длины волны на переходе $5S_{1/2}(F=3) \to 5P_{3/2}(F'=4)$ в ^{85}Rb с частотой 384229242 МГц [7] (на рис. 2 соответствует частоте 0 ГГц). Лазер с длиной волны 390 нм создается путем удвоения частоты, поэтому мы можем также одновременно измерять излучение с длиной

Таблица 1. Частоты переходов в ридберговские состояния. Погрешность измеренной энергии переходов составляет не более $\Delta E_i = 3 \cdot 10^{-4}$ см$^{-1}$. Статистическая погрешность экспериментально измеряемой частоты ν_2 не более 10 МГц, погрешность расчетного значения энергии составляет 60 МГц и обусловлена погрешностью порога ионизации

# эксп.	n	Расчетное значение энергии, МГц	Измеренная частота ν_2, МГц	Измеренная энергия уровня $\nu_2 + \nu_c - \Delta_1$, МГц	Разница между расчетной и измеренной энергией, МГц	Измеренная энергия уровня E_i, см$^{-1}$
1	40	1475835105	766756652	1475834978	127	49228.55590
2	50	1476706236	767627779	1476706105	131	49257.61356
3	60	1477164978	768086519	1477164844	134	49272.91548
4	70	1477435830	768357376	1477435701	129	49281.95029
5	75	1477531321	768452865	1477531190	131	49285.13545
6	76	1477548124	768469661	1477547986	138	49285.69571
7	80	1477608970	768530516	1477608841	129	49287.72562
8	90	1477726315	768647861	1477726186	129	49291.63982
9	100	1477809496	768731046	1477809371	125	49294.41457
10	110	1477870595	768792137	1477870462	133	49296.45234
11	115	1477895228	768816771	1477895096	132	49297.27404
12	116	1477899768	768821313	1477899638	131	49297.42555
13	117	1477904191	768825732	1477904057	133	49297.57296
14	118	1477908499	768830040	1477908365	134	49297.71667
15	119	1477912697	768834242	1477912567	129	49297.85683
16	120	1477916788	768838333	1477916659	129	49297.99330

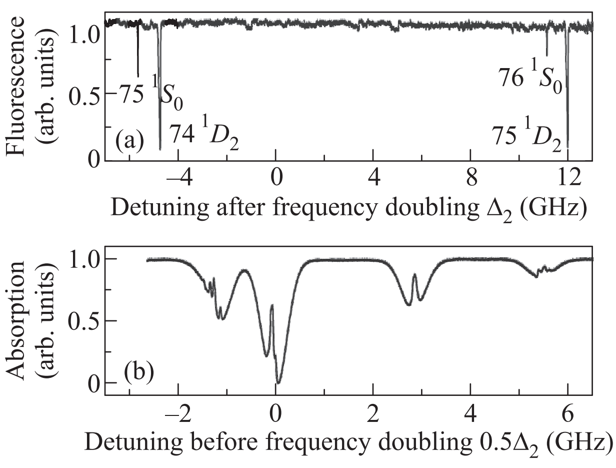

Рис. 2. Сигнал флюоресценции ультрахолодных атомов ^{40}Ca в МОЛ в области ридберговских переходов (сверху). Спектр насыщенного поглощения в ячейки с парами Rb (снизу). Ноль по оси абсцисс соответствует частоте перехода $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$ в ^{85}Rb

волны 780 нм, которое соответствует переходам в парах рубидия. Заявленная абсолютная точность нашего измерителя длины волны в этом случае составляет около 2 МГц.

Также точность измерения длины волны при помощи Angstrom WS-U была проверена при помощи измерения спектра биений лазера, стабилизированного на ячейке рубидия, и второго лазера, возбуждающего атомы в ридберговское состояние при помощи анализатора спектра. Полученная таким образом отстройка по частоте сравнивалась с показаниями измерителя длины волны. Погрешность измерения составляла не более 2 МГц, что соответствует абсолютной точности нашего измерителя длины волны, заявленной производителем.

На рисунке 3 представлен пример резонансов, исследуемых в настоящей работе. Наблюдаемая ширина резонансов слабо зависит от главного квантового числа и обусловлена естественной шириной промежуточного перехода $4s^2\,{}^1S_0$–$4s4p^1P_1$, ширина которого $\Gamma/2\pi = 34$ МГц сравнима с отстройкой $\Delta_1 = -47.8$ МГц (рис. 1), а также доплеровским (до 8 МГц) и Раби уширением [8]. Раби уширение и сдвиги наблюдаемых резонансов составляют порядка 1–2 МГц для всех значений главного квантового числа. В ходе эксперимента магнитооптическая ловушка не отключалась, поэтому вклад в ширину и сдвиг линии также дает градиент магнитного поля в МОЛ (не более 1.5 МГц для поля в ловушке ≤ 0.4 Гс).

Усредняя по нескольким экспериментам, учитывая отстройку $\Delta_1 = -47.8$ МГц и частоту охлаждающего перехода ν_c ($\nu_1 = \nu_c - \Delta_1$), были получены энергии переходов в ридберговские состояния. Статистическая погрешность экспериментально измеря-

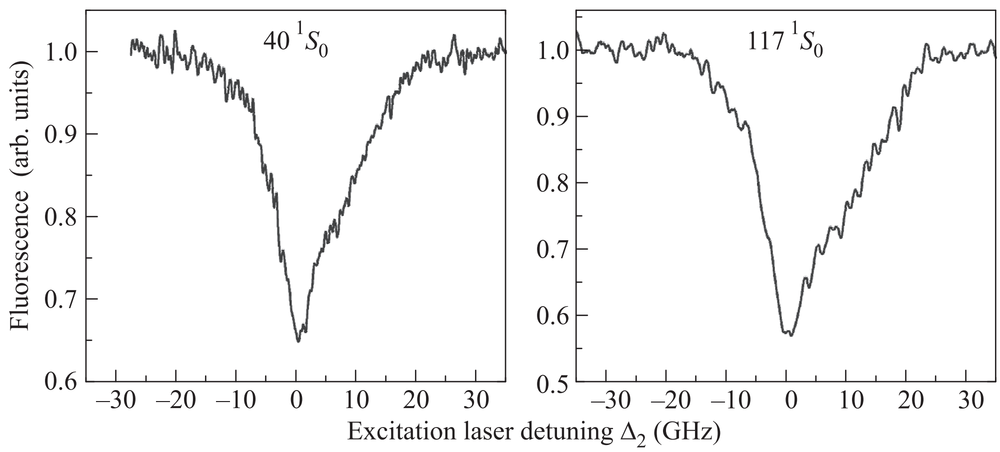

Рис. 3. Спектр энергий ридберговских переходов в состояние 40^1S_0 с шириной на полувысоте $FWHM = 15$ МГц и состояние 117^1S_0 с $FWHM = 19$ МГц

Таблица 2. Значения порога ионизации и квантового дефекта, полученные в результате аппроксимации экспериментальных данных из табл. 1 выражением (4). Для сравнения приведены наиболее точные предыдущие измерения из работ [1] и [2]

Порог ионизации из измеренных энергий n^1S_0-серии	49305.91966(4) см$^{-1}$
Порог ионизации из работы [2]	49305.9240(20) см$^{-1}$
Квантовый дефект из измеренных энергий n^1S_0-серии	$\delta_0 = 2.33801(11)$ $\delta_1 = -0.26(16)$
Квантовый дефект из работы [1]	$\delta_0 = 2.33793016(300)$ $\delta_1 = -0.114(3)$

емой частоты ν_2 составила не более 10 МГц. Результаты приведены в табл. 1.

Расчетное значение энергии в табл. 1 было получено по формуле (1) и согласно формуле для квантового дефекта (2). Погрешность расчетного значения энергии составляет 60 МГц и обусловлена погрешностью порога ионизации из работы [2]. Из таблицы 1 видно систематическое отличие наших значений от расчетных, полученных с использованием порога ионизации из работы [2]. Для проверки наших измерений мы сравнили квантовые дефекты исходя из разницы энергий между уровнями, исключая величину порога ионизации, измеренных по нашим экспериментальным значениям с квантовыми дефектами, полученными в более точных экспериментах с использованием микроволнового излучения [1]:

$$\Delta E(n_i) = R_{\mathrm{Ca}}\left(\frac{1}{(n_{i+1}-\delta(n_{i+1}))^2} - \frac{1}{((n_i)-\delta(n_i))^2}\right), \tag{3}$$

где индекс i соответствует номеру эксперимента.

В результате можно говорить о совпадении квантовых дефектов, измеренных по нашим экспериментальным данным, с дефектами из статьи [1] в пределах погрешности. Также эти расчеты подтверждают незначительное влияние паразитных электрических полей на сдвиг n^1S_0-состояния.

Для расчета порога ионизации полученные значения энергий уровней аппроксимировались выражением:

$$E_n = E_I - \frac{R_{\mathrm{Ca}}}{\left(n-\delta_0-\frac{\delta_1}{(n-\delta_0)^2}\right)^2}, \tag{4}$$

где E_I, δ_0, δ_1 – свободные параметры. Аппроксимация проводилась с учетом погрешности, для всех значений энергии взята максимальная погрешность $\Delta E_i = 3\cdot10^{-4}$ см$^{-1}$. Результаты аппроксимации приведены в табл. 2.

Из таблицы 2 видно отличие порога ионизации из работы [2] от порога ионизации, полученного из наших измерений, и совпадение квантового дефекта в пределах погрешности с результатами из работы [1].

Подводя итог, можно отметить существенную важность точного определения порога ионизации для возможности быстрой и точной настройки лазерного излучения в резонанс с ридберговскими переходами, а также для точной настройки резонансного излучения выше порога ионизации для получения неидеальной ультрахолодной плазмы ^{40}Ca.

Точность измерения абсолютного значения энергии ридберговских переходов в кальции была увеличена, благодаря возможности сравнить абсолютное значение частоты ридберговских переходов в кальции с резонансами насыщенного поглощения в парах рубидия. Возможно дальнейшее увеличение точности определения значения энергии порога ионизации за счет увеличения количества измеренных энергий ридберговских переходов.

Наши будущие исследования предполагают изучение неидеальной ультрахолодной плазмы из атомов ^{40}Ca при помощи детектирования ионов в оптическом диапазоне на резонансном переходе [3]. В наших расчетах [9] была показана возможность образования самоорганизующихся структур в такой системе. Проверка этих теоретических предсказаний также планируется в предстоящих экспериментах.

Авторы благодарны А. А. Боброву, С. Я. Бронину и Л. Г. Дьячкову (ОИВТ РАН) за полезные обсуждения, замечания и помощь.

Работа поддержана грантом Президента Российской Федерации МД-2189.2019.2. Работа Е. В. Вильшанской в части создания оптической части эксперимента поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований, номер проекта 19-32-90197.

---

1. T. R. Gentile, B. J. Hughey, D. Kleppner, and T. W. Ducas, Phys. Rev. A **42**, 440 (1990).
2. M. Miyabe, C. Geppert, M. Kato, M. Oba, I. Wakaida, K. Watanabe, and K. D. Wendt, J. Phys. Soc. Jpn. **75**, 034302 (2006).
3. M. Lyon, S. D. Bergeson, A. Diaw, and M. S. Murillo, Phys. Rev. E **91**, 033101 (2015).
4. B. B. Zelener, S. A. Saakyan, V. A. Sautenkov, E. A. Manykin, B. V. Zelener, and V. E. Fortov, JETP **121**, 950 (2015).
5. B. B. Zelener, I. D. Arshinova, A. A. Bobrov, E. V. Vilshanskaya, S. A. Saakyan, V. A. Sautenkov, B. V. Zelener, and V. E. Fortov, JETP Lett. **108**, 820 (2018).
6. 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).
7. D. A. Steck, Rubidium 85 D Line Data, Revision 2.1.6 (2013).
8. B. B. Zelener, A. A. Bobrov, E. V. Vilshanskaya, I. D. Arshinova, S. A. Saakyan, V. A. Sautenkov, B. V. Zelener, and V. E. Fortov, Dokl. Phys. **64**, 94 (2019).
9. M. Bonitz, B. B. Zelener, B. V. Zelener, E. A. Manykin, V. S. Filinov, and V. E. Fortov, JETP **98**, 719 (2004).