

## ЗАПРЕЩЕННЫЕ ПЕРЕХОДЫ $2P-nP$ И $2P-nF$ В СПЕКТРЕ ЭНЕРГИЙ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ ЛИТИЯ-7

*Б. Б. Зеленер\* , С. А. Саакян, В. А. Саутенков,*

*Э. А. Манькин, Б. В. Зеленер, В. Е. Фортос*

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

Поступила в редакцию 13 октября 2015 г.

При исследовании оптических спектров ультрахолодных высоковозбужденных атомов лития-7 были зарегистрированы запрещенные переходы  $2P-nP$  в диапазоне изменения главного квантового числа  $n = 42-114$  и  $2P-nF$  в диапазоне  $n = 38-48$ . Существование запрещенных переходов связано с наведенными внешними электрическими полями. Обсуждаются значения квантовых дефектов и порога ионизации, полученные в различных экспериментах и предсказанные теоретически.

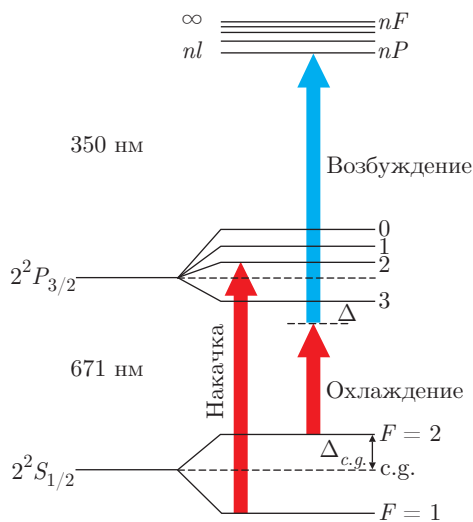
DOI: 10.7868/S0044451016040039

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, во внешнем даже слабом электрическом поле полный момент атомного уровня перестает сохраняться. Происходит смешивание атомных уровней противоположной четности. Поэтому в слабом электрическом поле в спектре атомов могут появиться переходы между уровнями одинаковой четности, запрещенные в электро-дипольном приближении [1]. Запрещенные переходы между основным состоянием и низколежащими квантовыми состояниями под действием приложенного электрического поля до 80 кВ/см наблюдались в коллимированных пучках атомов Ва [2]. Результаты наблюдения запрещенных переходов в ридберговские состояния  $5P-nl$  в ультрахолодных атомах Rb на переходах  $n = 60-80$  при полях до 20 мВ/см приводятся в работе [3]. Также запрещенные переходы наблюдались в работах [4–7]. В наших предыдущих публикациях подробно изложено описание магнито-оптической ловушки (МОЛ) для ультрахолодных атомов лития [8,9] и предложен метод эффективной диагностики ридберговских переходов, основанный на регистрации изменения резонансной флуоресценции атомов в ловушке [10–12]. Этот метод не раз-

рушает ридберговские состояния, поскольку детектируется изменение числа атомов в промежуточном  $2P_{3/2}$ -состоянии. Результаты наших теоретических исследований кинетики и термодинамики коллектива ультрахолодных атомов и плазмы представлены в работах [13–19]. Обратимся теперь к исследованию спектров для  $S$ -конфигурации ридберговских состояний [20]. При помощи аппроксимации экспериментальных значений энергии для различных  $nS$ -конфигураций ридберговских состояний в диапазоне значений главного квантового числа от  $n = 38$  до  $n = 165$  для ультрахолодных атомов лития-7 мы оценили остаточное поле в нашем эксперименте как  $E \approx 10^{-2}$  В/см. Отметим, что возникновение запрещенных переходов может быть вызвано наведенными внешними полями. В настоящем эксперименте при помощи развитого нами метода впервые экспериментально получен энергетический спектр запрещенных переходов  $2P-nP$  лития-7 в диапазоне изменений главного квантового числа  $n = 45-114$  и  $2P-nF$  в диапазоне  $n = 38-48$ . При таких оптических переходах происходит изменение орбитального квантового числа  $\Delta L = 0, +2$ . По данным эксперимента рассчитаны значения квантовых дефектов для  $P$ - и  $F$ -конфигураций и порога ионизации. Ограниченное число данных для энергий низких ридберговских  $nP$ -конфигураций при  $n \leq 42$  можно найти в базе NIST [21].

\* E-mail: bobozel@mail.ru

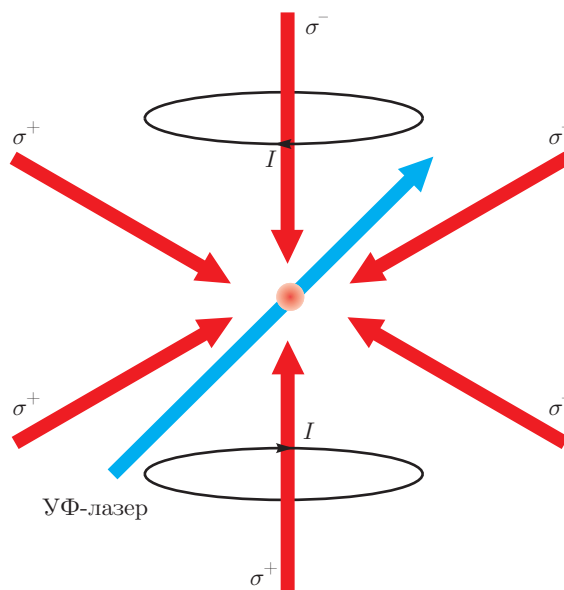


**Рис. 1.** Схема энергетических уровней атомов лития-7. Охлаждение происходит на переходе  $2^2S_{1/2}-2^2P_{3/2}$ , для предотвращения оптической накачки атомов на сверхтонкий подуровень  $F = 1$  основного состояния используется второй лазер. Ультрафиолетовый лазер с длиной волны 350 нм возбуждает атомы с уровня  $2^2P_{3/2}$  на уровень  $nl$  с  $n = 42-114$

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

На рис. 1 представлена схема уровней атома лития-7. Для получения ультрахолодного газа атомов лития применялся захват атомов при помощи МОЛ. Согласно правилам отбора с  $P$ -уровня возможны переходы только в  $S$ - и  $D$ -состояния. Нами также наблюдались запрещенные переходы из  $P$ - в  $nP$ - и  $nF$ -конфигурации. Схема получения и удержания атомов в магнитооптической ловушке представлена на рис. 2.

Для получения ридберговских атомов использовалось УФ-излучение мощностью до 100 мВт на длине волны 349–351 нм. Частота лазера могла плавно перестраиваться в спектральной окрестности ридберговских переходов. Пучок УФ-излучения диаметром 1 см направлялся на облако ультрахолодных атомов в МОЛ. При прохождении частоты УФ-лазера через резонанс с ридберговским уровнем происходит уменьшение флуоресценции облака атомов до ее частичного или полного исчезновения в зависимости от мощности УФ-лазера и силы осциллятора выбранного перехода. После прохождения резонанса ультрахолодные атомы лития начинают заново набираться в МОЛ. Для регистрации и определения частоты перехода мы используем фотоприемник, на который фокусируем часть флуоресценции облака ультрахолодных атомов. Одновременно мы



**Рис. 2.** Принципиальная схема лазерного охлаждения атомов лития-7 в МОЛ.  $I$  — ток в магнитных катушках, направление которого указано стрелками,  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  — поляризации лазерных пучков

следим за частотой УФ-излучения с помощью измерителя длины волны с точностью до 2 МГц [12].

Используемая нами вакуумная камера для МОЛ была изготовлена из нержавеющей стали с окнами из стекла сравнительно небольшого диаметра. В такой камере сложно контролировать остаточные электрические поля, которые могут наводиться внешними источниками. Ранее мы измерили вклад квадратичного эффекта Штарка в частотный сдвиг ридберговских состояний  $nS$  [20]. Получена оценка электрических полей в центре вакуумной камеры  $10^{-2}$  В/см. К такому же значению приводит оценка необходимого наведенного поля для наблюдения запрещенных переходов начиная с 38 уровня между состояниями с одинаковой четностью по формулам из [22].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Мы исследовали переходы  $2P-nF$  при  $n = 38-48$ . Сигнал флуоресценции при перестройке частоты УФ-излучения в окрестности перехода в состояние  $n = 38$  представлен на рис. 3.

На рис. 3 по оси ординат нуль соответствует отсутствию флуоресценции облака ультрахолодных атомов лития-7, а единица соответствует максимальному сигналу флуоресценции, когда облако хо-

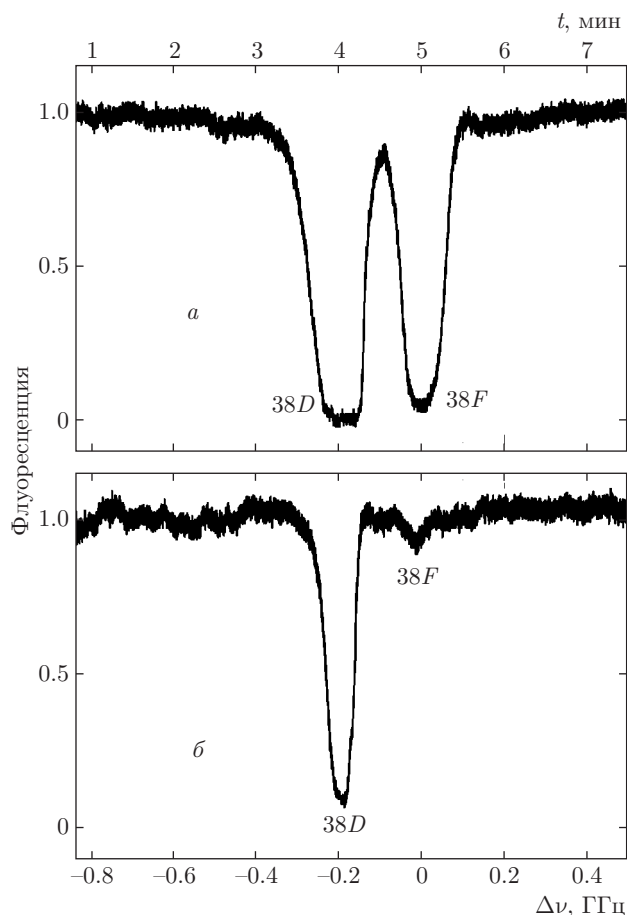


Рис. 3. Сигналы флуоресценции для конфигураций 38D и 38F в зависимости от частоты перестройки УФ-излучения при интенсивности УФ-излучения на входе в вакуумную камеру  $1.7 \cdot 10^{-2}$  Вт/см<sup>2</sup> (а),  $2 \cdot 10^{-4}$  Вт/см<sup>2</sup> (б)

лодных атомов для УФ-лазера становится прозрачным из-за большой отстройки частоты лазера. По оси абсцисс отложена отстройка частоты УФ-лазера. Поскольку наведенное электрическое поле смешивает различные квантовые состояния, проявление запрещенных переходов связано с их близостью по частоте к разрешенным переходам. На рис. 3 представлены разрешенный переход в  $nD$ -состояние и запрещенный переход в  $nF$ -состояние.

В нашем эксперименте использовался резонансный двухступенчатый процесс возбуждения ридберговских атомов. Этот резонансный процесс более эффективен по сравнению с чисто когерентным двухступенчатым возбуждением с большими отстройками от резонансных атомных частот [23]. Резонансный процесс обеспечивает высокую чувствительность измерений и позволяет идентифицировать слабые запрещенные переходы. Однако при

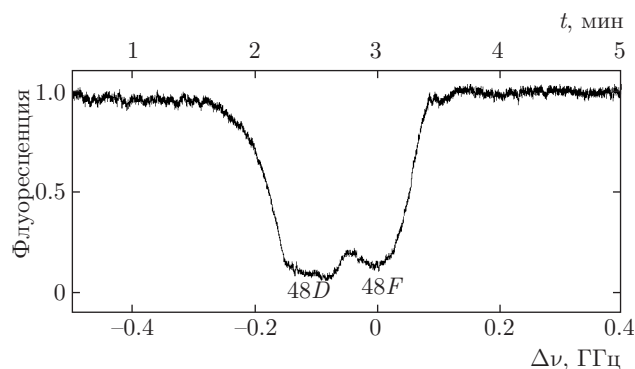


Рис. 4. Сигнал флуоресценции в зависимости от частоты перестройки УФ-излучения при интенсивности УФ-излучения  $3 \cdot 10^{-4}$  Вт/см<sup>2</sup> на входе в вакуумную камеру для конфигураций 48D и 48F

резонансом двухступенчатом возбуждении в ширину наблюдаемого резонанса входит спектральная ширина промежуточного  $2P$ -состояния. Ширина приведенных в статье резонансов флуоресценции составляет 100 МГц и более. При использовании чисто когерентного двухступенчатого перехода улучшается спектральное разрешение, но резко уменьшается величина сигнала. Слабая чувствительность затрудняет регистрацию слабых запрещенных переходов.

Ридберговские состояния  $nD$  при больших главных квантовых числах сильно уширены за счет большой поляризуемости. Уровни  $nD$  и  $nF$  сливаются, образуя сильно уширенный резонанс (рис. 4).

Также мы исследовали переходы с  $2P_{3/2}$ -состояния на высоковозбужденные  $P$ -состояния с  $n$  от 42 до 114. Сигнал флуоресценции при перестройке частоты УФ-излучения в окрестности перехода в состояния  $104P$  и  $114P$  представлен на рис. 5.

На рис. 5 представлены резонансы, соответствующие запрещенному переходу в состояние  $104P$  и разрешенному переходу в состояние  $104D$ . Разрешенный переход  $P-104D$  настолько сильно уширяется, что сливается с  $P-104P$ -переходом. Переходы на уровень  $41P$  и ниже не наблюдались в связи с большим частотным интервалом до  $D$ -уровня, малостью наведенных полей и недостаточной мощностью УФ-лазера.

Обратимся теперь к исследованию спектров для  $P$ - и  $F$ -конфигурации. Для этого вычислим энергию уровня:

$$E_n = E_{uv} + \frac{\nu_c - \Delta + \Delta_{c.g.}}{c}, \quad (1)$$

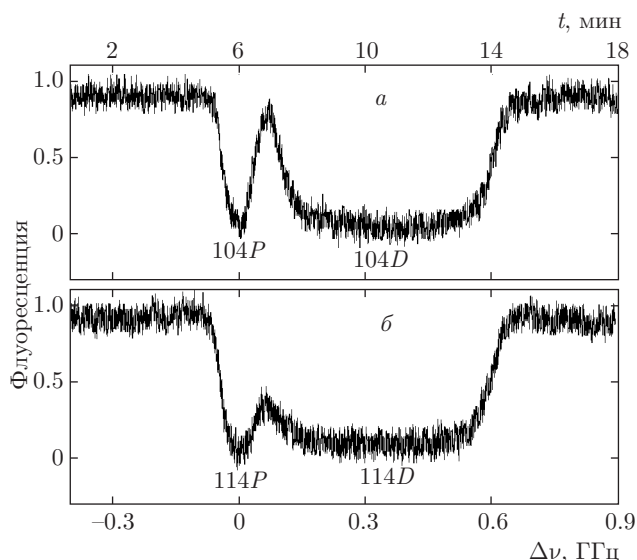


Рис. 5. Сигнал флуоресценции в зависимости от частоты перестройки УФ-излучения при интенсивности УФ-излучения  $2.5 \cdot 10^{-2}$  Вт/см<sup>2</sup> на входе в вакуумную камеру для конфигураций 104D и 104P (а), 114D и 114P (б)

где  $E_{uv}$  — экспериментально измеренная частота УФ-лазера,  $\nu_c = 446809874.988(27)$  МГц — значение частоты перехода  $2^2S_{1/2}-2^2P_{3/2}$  [24] и учитывается, что частота излучения охлаждающего лазера сдвинута на  $\Delta = 10$  МГц ниже резонанса, и также то, что потенциал ионизации отсчитывается от центра тяжести уровней основного состояния, находящегося на  $\Delta_{c.g.} = 301.31$  МГц ниже уровня  $2^2S_{1/2}$  ( $F = 2$ ) [24].

Полученные нами значения энергий уровней  $E_n$  можно аппроксимировать формулой

$$E_n = E_I - \frac{R_m}{(n - \delta)^2}, \quad (2)$$

где  $E_I$  — порог ионизации лития-7,  $R_m = 109728.735348$  см<sup>-1</sup> — постоянная Ридберга для лития-7,  $\delta$  — квантовый дефект. Экстраполяция проводится методом наименьших квадратов (алгоритм Левенберга–Марквардта), где  $\delta$ ,  $E_I$  — свободные параметры. Надо отметить, что, в отличие от разрешенных переходов, для  $nP$ -конфигурации смещения наблюдаемой энергии за счет эффекта Штарка не наблюдается. Экспериментальные точки и кривая экстраполяции представлены на рис. 6.

Параметры, полученные из экстраполяции по формуле (2), приведены в табл. 1. Значение квантового дефекта уровней  $nP$  лития-7 в статье [25] соответствует  $\delta = 0.0471665(20)$  для больших  $n$ , что хо-

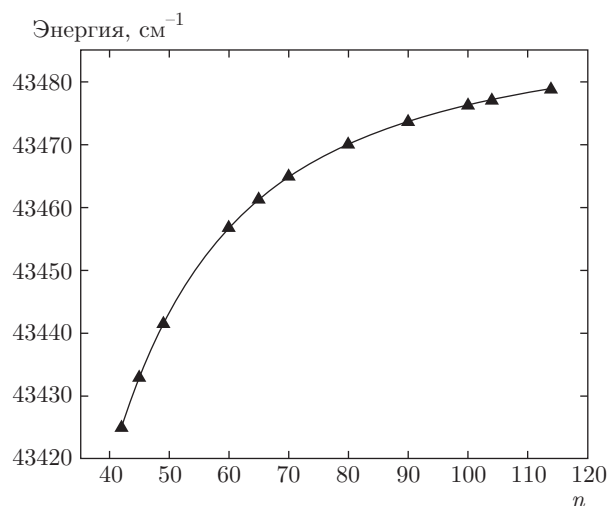


Рис. 6. Экспериментальная зависимость энергии уровней от главного квантового числа (треугольники) и экстраполяция по формуле (2) (сплошная кривая) для  $nP$ -конфигурации

Таблица 1. Параметры, полученные из анализа эксперимента. Порог ионизации  $E_I$ , дефект  $nP$ -конфигурации  $\delta$

Параметр	Значения для $nP$
$E_I, \text{см}^{-1}$	43487.15566(50)
$\delta$	0.04714(17)

рошо согласуется с нашими данными. Аппроксимация по формуле (2) для  $nF$ -уровней показывает нулевой квантовый дефект в пределах точности. В статье [26] приводится квантовый дефект для  $nF$ -уровней  $\delta = 0.000147$ .

В табл. 2 и 3 приведены наши экспериментальные данные по энергиям  $nP$ - и  $nF$ -уровней в сравнении с расчетными и экспериментальными данными.

На рис. 7 представлено сравнение теоретических и экспериментальных данных, приведенных в других публикациях, с нашими порогами ионизации для атомов лития-7.

На рис. 7 видно смещение порога ионизации, рассчитанного по энергии уровней запрещенных переходов, в сторону меньших значений энергии по сравнению с другими данными. Отметим отсутствие заметного влияния наведенного внешнего поля на энергию запрещенных переходов.

**Таблица 2.** Экспериментальные данные и энергии в сравнении с другими теоретическими и экспериментальными данными для  $nP$ -уровней

$n$	Измеряемая длина волны $\lambda_{uv}$ , нм	Значение энергии уровня $E_n$ , см <sup>-1</sup>	Значение потенциала ионизации, см <sup>-1</sup>	Теоретические значения потенциала ионизации из работы [27]	Экспериментальные значения потенциала ионизации из работы [28]
42	350.6209516	43424.81130	62.34436	62.3447	62.30
45	350.5220971	43432.85478	54.30090	54.3010	54.27
49	350.4175467	43441.36663	45.78903	45.7896	45.75
60	350.2302593	43456.62714	30.52852	30.5283	30.51
65	350.1748330	43461.14650	26.00916		
70	350.1308794	43464.73142	22.42424		
80	350.0664243	43469.99009	17.16557		
90	350.0222643	43473.59408	13.56158		
100	349.9906700	43476.17311	10.98255		
104	349.9805200	43477.00175	10.15391		
114	349.9596600	43478.70490	8.45076		

**Таблица 3.** Экспериментальные данные и энергии в сравнении с теоретическими данными для  $nF$ -уровней

$n$	Измеряемая длина волны $\lambda_{uv}$ , нм	Расчетное значение энергии уровня $E_n$ , см <sup>-1</sup>	Теоретическое значение энергии уровня $E_n$ , см <sup>-1</sup> , из работы [26]
38	350.7887824	43411.16584	43411.17
39	350.7414544	43415.01252	43415.02
41	350.6569952	43421.87969	43421.88
44	350.5513089	43430.47743	43430.48
48	350.4400945	43439.53049	43439.53

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами изучены спектры запрещенных переходов в высоковозбужденные состояния атомов лития-7, приготовленных в МОЛ. Получены значения энергии для запрещенных переходов в различные  $nP$ - и  $nF$ -уровни в широком диапазоне значений главного квантового числа от  $n = 38$  до  $n = 114$  для ульт-

раходных атомов лития-7. Из экспериментальных данных получены величины порога ионизации и квантового дефекта. Наблюдается хорошее согласие с другими теоретическими и экспериментальными работами. Малое влияние квадратичного эффекта Штарка на смещение энергетического спектра запрещенных переходов требует дальнейшего исследования.

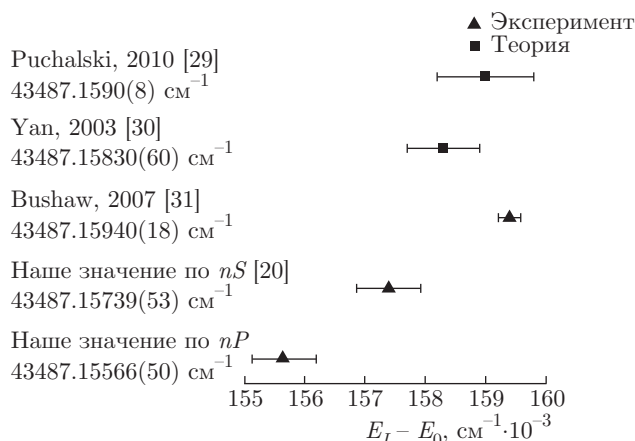


Рис. 7. Порог ионизации для атомов лития-7. Сравнение результатов различных экспериментальных и теоретических работ.  $E_0 = 43487 \text{ см}^{-1}$

Авторы благодарны С. Я. Бронину и Л. Г. Дьячкову, ОИВТ РАН, Е. В. Вильшанской, НИУ «МЭИ» и ОИВТ РАН, Н. Б. Буянову, Newport Corporation, США, В. В. Васильеву, В. Л. Величанскому, М. А. Губину, С. А. Зиброву, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (ФИАН), г. Москва, И. И. Рябцеву, ИФП им. А. В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск, А. И. Сидорову, Centre for Atom Optics and Ultrafast Spectroscopy, Swinburne University of Technology, г. Мельбурн, Австралия, М. Н. Шнейдеру, Princeton University, г. Принстон, США, за полезные обсуждения, замечания и помощь. Работа поддержана грантом Российского научного фонда 14-50-00124.

## ЛИТЕРАТУРА

- В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Релятивистская квантовая теория поля*, Наука, Москва (1980), гл. 5, сс. 218–222.
- С.-Н. Li, S. M. Rochester, M. G. Kozlov, and D. Budker, *Phys. Rev. A* **69**, 042507 (2004).
- K. Singer, M. Reetz-Lamour, T. Amthor et al., *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **38**, S321 (2005).
- Д. Б. Третьяков, И. И. Бетеров, В. М. Энтин и др., *ЖЭТФ* **141**, 18 (2012) [D. V. Tretyakov, I. I. Beterov, V. M. Entin et al., *JETP* **114**, 14 (2012)].
- D. Tong, S. M. Farooqi, E. G. M. van Kempen et al., *Phys. Rev. A* **79**, 052509 (2009).
- Д. Клепшнер, М. Литтман, М. Циммерман, *УФН* **137**, 339 (1982).
- M. Bhattacharya, C. Haimberger, and N. P. Bigelow, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 213004 (2003).
- Б. Б. Зеленер, С. А. Саакян, В. А. Саутенков и др., *Письма в ЖЭТФ* **98**, 762 (2013).
- Б. Б. Зеленер, С. А. Саакян, В. А. Саутенков и др., *ЖЭТФ* **146**, (2014).
- Б. Б. Зеленер, С. А. Саакян, В. А. Саутенков и др., *Письма в ЖЭТФ* **100**, 408 (2014).
- V. A. Sautenkov, S. A. Saakyan, E. V. Vilshanskaya et al., *J. Rus. Laser Res.* **36**(2), 193 (2015).
- С. А. Саакян, В. А. Саутенков, Е. В. Вильшанская и др., *КЭ* **45**, 828 (2015).
- А. А. Бобров, С. Я. Бронин, Б. Б. Зеленер и др., *ЖЭТФ* **139**, 605 (2011).
- С. Я. Бронин, Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер и др., *ЖЭТФ* **139**, 822 (2011).
- Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Манькин, *Письма в ЖЭТФ* **94**, 565 (2011).
- Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Манькин, *Письма в ЖЭТФ* **96**, 29 (2012).
- А. А. Бобров, С. Я. Бронин, Б. Б. Зеленер и др., *ЖЭТФ* **144**, 185 (2013).
- Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Манькин, *Письма в ЖЭТФ* **9**, 696 (2010).
- M. A. Butlitsky, V. B. Zelener, and V. V. Zelener, *J. Chem. Phys.* **141**, 024511 (2014).
- Б. Б. Зеленер, С. А. Саакян, В. А. Саутенков и др., *ЖЭТФ* **148**, 1086 (2015).
- A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team (2013), *NIST Atomic Spectra Database* (ver. 5.1); <http://physics.nist.gov/asd> [2014, July 17], National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
- И. И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, Наука, Москва (1977), с. 167.
- J. Deiglmaier, M. Reetz-Lamour, T. Amthor et al., *Opt. Comm.* **264**, 293 (2006).
- C. J. Sansonetti et al., *Phys. Rev. Lett.* **107**, 023001 (2011).
- P. Goy, J. Liang, M. Gross et al., *Phys. Rev. A* **34**, 2889 (1986).
- C. Chen, *Phys. Scripta* **88**, 045303 (2013).
- C. Chen, *Comm. Theor. Phys.* **50**, 733 (2008).
- M. Anwar-ul-Haq et al., *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **38**, S77 (2005).
- M. Puchalski, D. Kędziera, and K. Pachucki, *Phys. Rev. A* **82**, 062509 (2010).
- Z. C. Yan and G. W. Drake, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 113004 (2003).
- B. A. Bushaw, W. Nörtershäuser, G. W. F. Drake et al., *Phys. Rev. A* **75**, 052503 (2007).