

# ИОНИЗАЦИЯ РИДБЕРГОВСКИХ $nS$ -, $nP$ - и $nD$ -АТОМОВ ЛИТИЯ, КАЛИЯ И ЦЕЗИЯ ТЕПЛОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

*И. И. Бетеров<sup>a\*</sup>, И. И. Рябцев<sup>a</sup>, Д. Б. Третьяков<sup>a</sup>, Н. Н. Безуглов<sup>b,c</sup>, А. Эжерс<sup>d,e</sup>*

<sup>a</sup> *Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

<sup>b</sup> *Санкт-Петербургский государственный университет  
199034, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>c</sup> *Институт физики им. В. А. Фока  
198904, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>d</sup> *Латвийский университет  
LV-1586, Рига, Латвия*

<sup>e</sup> *Институт атомной физики и спектроскопии  
LV-1585, Рига, Латвия*

Поступила в редакцию 11 октября 2007 г.

Представлены результаты расчетов скорости ионизации ридберговских состояний атомов лития, калия и цезия тепловым излучением. Вычисления проведены для  $nS$ -,  $nP$ - и  $nD$ -состояний в широком диапазоне главных квантовых чисел  $n = 8-65$  для температур равновесного теплового излучения  $T = 77, 300, 600$  К. В расчетах использованы известные квазиклассические формулы для вычисления сечений фотоионизации и радиальных матричных элементов переходов в дискретном спектре. Проведен количественный анализ влияния перераспределения заселенностей ридберговских состояний тепловым излучением на скорости тепловой ионизации, измеряемые в лабораторных условиях. Представлены простые аналитические формулы для оценок скорости ионизации ридберговских атомов тепловым излучением, аппроксимирующие численные результаты. Выявлено anomальное поведение зависимости скорости заселения высоколежащих ридберговских уровней тепловым излучением от  $n$  для  $S$ -серии лития, аналогичное возникновению куперовского минимума в дискретном спектре.

PACS: 32.80.Fb, 32.80.Rm, 32.70.Cs

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Равновесное излучение черного тела (тепловое излучение, ВВР), которое всегда имеется в окружающем пространстве, может оказывать заметное влияние на динамику заселенностей высоковозбужденных (ридберговских) состояний [1] любых атомов. Взаимодействию ридберговских состояний атомов с тепловым излучением посвящен целый ряд работ, теоретических и экспериментальных, в которых наибольшее внимание уделялось переходам в дискретном спектре и уменьшению времен жизни ридберговских состояний под действием теплового излучения [2–4]. Детальные теоретические исследования

процессов опустошения ридберговских уровней были проведены в работе [5]. Также экспериментально и теоретически были исследованы многоступенчатые переходы в дискретном спектре [6].

В последнее время рост интереса к взаимодействию ридберговских атомов с тепловым излучением связан с исследованием ультрахолодной плазмы. В первых экспериментах наблюдалось превращение облака холодных ридберговских атомов в магнитооптической ловушке в ультрахолодную плазму [7, 8]. Было высказано предположение, что это происходит вследствие лавинной ионизации ридберговских атомов в облаке, которая инициируется фотоионизацией ридберговских атомов в поле теплового излучения.

\*E-mail: beterov@isp.nsc.ru

Для построения моделей формирования ультрахолодной плазмы необходимо иметь расчетные данные для полной скорости ионизации различных ридберговских состояний тепловым излучением. Однако анализ имеющейся литературы показал, что лишь небольшое количество работ посвящено переходам в непрерывный спектр, которые отвечают за фотоионизацию атомов. В работе [9] была рассчитана и экспериментально измерена температурная зависимость скорости фотоионизации  $17D$ -состояния натрия тепловым излучением. Предложенная в этой работе простая аналитическая формула для оценки скорости ионизации используется до сих пор [7], хотя в ней учитывается только потенциал ионизации ридберговского состояния и игнорируется орбитальный момент  $L$ , что делает эту формулу неприменимой для расчета скорости фотоионизации неводородоподобных состояний с малыми значениями  $L$ . Точные теоретические расчеты скорости прямой фотоионизации тепловым излучением были выполнены в работе [10] для атомов водорода и натрия методом модельного потенциала. Результаты этих вычислений для натрия находятся в хорошем согласии с нашими недавними расчетами, сделанными в работе [11], где также были получены скорости полной ионизации для атомов рубидия. Теоретические расчеты скорости прямой фотоионизации тепловым излучением были проведены недавно и для атомов гелия [12]. Отметим также, что систематический расчет радиальных матричных элементов переходов между связанными и свободными состояниями ридберговских атомов щелочных металлов был выполнен в работе [13], однако сам процесс фотоионизации тепловым излучением в этой работе не рассматривался.

В наших предыдущих работах [14–16] сигнал ионизации тепловым излучением использовался в качестве опорного при измерении констант скорости ассоциативной ионизации атомов натрия. Для этого нами были измерены скорости ионизации ридберговских  $nS$ - и  $nD$ -состояний ( $n = 8–20$ ) тепловым излучением в зависимости от главного квантового числа  $n$ . Наблюдалось хорошее согласие теории с экспериментом для  $nD$ -состояний и расхождение для  $nS$ -состояний при  $n > 15$ . Мы также выполнили расчеты скорости ионизации тепловым излучением ридберговских  $nS$ -,  $nP$ - и  $nD$ -атомов натрия и рубидия в широком диапазоне главных квантовых чисел  $n = 8–65$ , которые представляют интерес для экспериментов по исследованию ультрахолодной плазмы [11].

В настоящей работе нами впервые рассчитаны скорости ионизации ридберговских  $nS$ -,  $nP$ - и  $nD$ -состояний лития, цезия и калия в диапазоне главных квантовых чисел  $n = 8–65$  для трех температур:  $T = 77, 300, 600$  К. Эти температуры соответствуют большинству экспериментов, проводимых при использовании экранов, охлаждаемых жидким азотом, при комнатной температуре и в нагреваемых оптических ячейках. В численных расчетах использованы известные квазиклассические формулы для вычисления сечений фотоионизации и вероятностей переходов в дискретном спектре [17]. Особое внимание уделяется влиянию переходов, индуцированных тепловым излучением в дискретном спектре, на измеряемую в лабораторных условиях скорость ионизации ридберговского атома. В частности, заселение высоколежащих ридберговских состояний тепловым излучением приводит к их ионизации электрическими импульсами (селективная ионизация электрическим полем [18]), которые обычно используются в экспериментах для извлечения ионов из области взаимодействия ридберговских атомов с тепловым излучением. Показано, что скорость ионизации электрическими импульсами может быть сравнима со скоростью прямой фотоионизации тепловым излучением. На основе квазиклассических формул для сечений фотоионизации [19] нами получены аппроксимирующие численные расчеты простые аналитические выражения для скорости прямой фотоионизации тепловым излучением, а также для скорости ионизации электрическим полем.

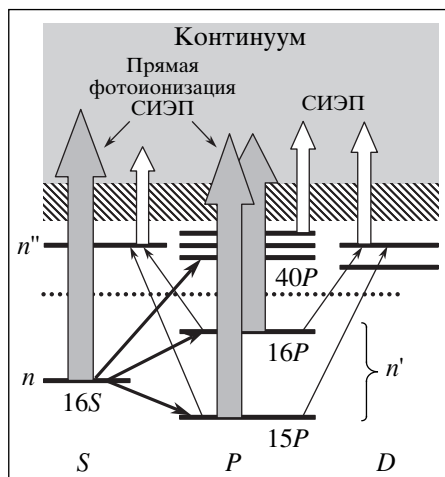
Кроме того, тепловое излучение эффективно заселяет соседние ридберговские состояния, которые впоследствии им и ионизируются. Роль этого эффекта особенно велика в таких экспериментальных условиях, когда временной интервал между возбуждением ридберговских состояний и регистрацией ионов сравним с временем жизни ридберговского атома [14].

Как правило, при исследовании ионизации тепловым излучением ридберговского атома  $A$ , первоначально возбужденного в состояние  $nL$ , ограничиваются рассмотрением прямой фотоионизации ридберговского атома тепловым фотоном:



Здесь  $\hbar\omega_{BRR}$  — энергия теплового фотона,  $A^+$  — атомарный ион,  $e^-$  — свободный электрон, образовавшиеся в результате ионизации.

В действительности, ионизация ридберговского



**Рис. 1.** Схема ионизации ридберговского  $16S$ -состояния атома лития тепловым излучением (СИЭП — селективная ионизация электрическим полем; заштрихованная область соответствует близко расположенным высоколежащим ридберговским состояниям)

атома тепловым излучением — более сложный процесс. На рис. 1 схематически изображены различные каналы ионизации, учтенные в данной работе, на примере атома лития, первоначально возбужденного в состоянии  $16S$ . Полная скорость ионизации ридберговских атомов тепловым излучением может быть представлена в виде суммы [11]:

$$W_{BBR}^{tot} = W_{BBR} + W_{SFI} + W_{BBR}^{mix} + W_{SFI}^{mix}. \quad (2)$$

Здесь  $W_{BBR}$  — скорость прямой фотоионизации первоначально возбужденного состояния  $nL$ ,  $W_{SFI}$  — скорость ионизации электрическими импульсами при заселении высоколежащих состояний из первоначально возбужденного  $nL$ -состояния,  $W_{BBR}^{mix}$  — суммарная скорость прямой фотоионизации соседних ридберговских уровней тепловым излучением,  $W_{SFI}^{mix}$  — скорость ионизации электрическими импульсами высоколежащих состояний, заселенных в результате двухступенчатых переходов, индуцированных тепловым излучением. Далее каждый из членов уравнения (2) будет рассмотрен отдельно.

## 2. ПРЯМАЯ ФОТОИОНИЗАЦИЯ ТЕПЛОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Скорость прямой фотоионизации ридберговских состояний тепловым излучением (здесь и далее используются атомные единицы) выражается следующим образом [9]:

$$W_{BBR} = c \int_{\omega_{nL}}^{\infty} \sigma_{\omega} \rho_{\omega} d\omega. \quad (3)$$

Здесь  $c$  — скорость света,  $\omega_{nL} = 1/2n_{eff}^2$  — пороговая частота фотоионизации атома в ридберговском  $nL$ -состоянии с эффективным квантовым числом  $n_{eff} = n - \delta_L$ ,  $\delta_L$  — квантовый дефект ридберговского состояния (точные квантовые дефекты ридберговских состояний лития, калия и цезия приведены в работах [20–22]),  $\sigma_{\omega}$  — сечение фотоионизации ридберговского атома на частоте  $\omega$ . Объемная плотность  $\rho_{\omega}$  тепловых фотонов при температуре  $T$  дается распределением Планка.

Для изотропного неполяризованного теплового излучения сечение фотоионизации  $\sigma_{\omega}$  выражается через радиальные матричные элементы  $R(nL \rightarrow E, L \pm 1)$  дипольных моментов переходов между состояниями  $nL$  дискретного спектра и состояниями непрерывного спектра с орбитальным моментом  $L \pm 1$  и энергией фотоэлектрона  $E$ .

Наиболее сложной задачей при вычислении скорости тепловой фотоионизации является расчет радиальных матричных элементов. Для точного вычисления сечений фотоионизации удобны аналитические квазиклассические формулы Дьячкова и Панкратова [17]. В сравнении с другими квазиклассическими методами [19, 23, 24], метод Дьячкова и Панкратова имеет ряд преимуществ: в нем используются ортогональные нормированные квазиклассические волновые функции, соответствующие расчеты сечений фотоионизации находятся в хорошем согласии с результатами наиболее сложных и точных вычислений [25], базирующихся на методе модельного потенциала. Расчеты в модели Дьячкова и Панкратова также находятся в хорошем согласии с известными расчетами методом квантового дефекта [26–28].

При рассмотрении фотоионизации ридберговских атомов тепловым излучением будут полезны приближенные аналитические выражения для  $W_{BBR}$ , поскольку они иллюстрируют зависимость скорости ионизации от главного квантового числа  $n$ , орбитального момента  $L$  и температуры  $T$ . Такие выражения были получены нами ранее [11] с использованием квазиклассических аналитических формул для радиальных матричных элементов дипольных переходов, опубликованных в работе [19] (модель Гореславского, Делоне, Крайнова, ГДК):

Масштабные коэффициенты  $C_L$  в уравнении (4)

	$C_S$	$C_P$	$C_D$
Li	—	1	1
Na	0.15	1	1
K	0.12	0.15	0.4
Rb	0.2	0.2	0.4
Cs	0.1	0.6	0.3

$$W_{BVR} [c^{-1}] = C_L T \frac{14423}{n^{7/3}} \ln \left( \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{157890}{Tn^2}\right)} \right). \quad (4)$$

Выражение (4) было получено для атомов водорода. Для оценки скорости фотоионизации ридберговских атомов щелочных металлов необходимо заменить  $n$  на эффективное квантовое число  $n_{eff}$ . Коэффициент  $C_L$  зависит от орбитального момента  $L$  и дает возможность учесть неводородоподобный характер волновых функций ридберговских  $nS$ -,  $nP$ - и  $nD$ -состояний щелочных металлов, обладающих большим квантовым дефектом.

Значения  $C_L$ , наилучшим образом аппроксимирующие результаты точных численных расчетов, опубликованных нами ранее в работе [11] (натрий, рубидий) и в данной работе (литий, калий, цезий), приведены в таблице. На рис. 2а представлены результаты численных (сплошные линии) и аналитических (штриховые линии) расчетов скорости прямой фотоионизации тепловым излучением ридберговских  $nS$ -атомов цезия при температурах 77, 300 и 600 К. Наблюдается хорошее согласие между результатами расчетов по приближенной аналитической формуле и результатами точных численных расчетов. Для ридберговских  $nP$ - и  $nD$ -состояний (не приведены на рисунке) использование приведенных в таблице масштабных коэффициентов  $C_L$  также позволяет получить хорошее согласие между численными и аналитическими расчетами. Для сравнения кружками на рис. 2а показаны результаты расчетов по часто используемой аналитической формуле из работы [9]. Для нее мы также ввели масштабные коэффициенты, поскольку данная формула описывает лишь относительную зависимость скорости фотоионизации от главного квантового числа и температу-

ры излучения. Рисунок 2а наглядно демонстрирует, что полученное нами выражение (4) дает лучшее совпадение формы зависимости скорости фотоионизации от главного квантового числа с численными расчетами по сравнению с аппроксимацией из работы [9].

Рисунок 2б соответствует случаю прямой фотоионизации ридберговских  $nP$ -атомов калия. Хорошее согласие между результатами численных и аналитических расчетов наблюдается как для  $nP$ -состояний, так и для  $nS$ - и  $nD$ -состояний.

На рис. 2в показаны скорости прямой фотоионизации ридберговских  $nS$ -атомов лития. Для этого случая наблюдается значительное расхождение между результатами численного расчета и аналитическими формулами (4) в форме зависимости от главного квантового числа. Следует также отметить аномально низкие скорости прямой фотоионизации неводородоподобных  $nS$ -атомов лития тепловым излучением, на два порядка меньшие, чем скорости фотоионизации водородоподобных  $nP$ -атомов (рис. 2г).

Известно, что  $nS$ -состояниям лития присущи и другие аномальные свойства. В частности, сечение фотоионизации на пороге не возрастает с увеличением  $n$ , как для атомов других щелочных металлов, а, наоборот, уменьшается [29]. Оказалось, что простые аналитические формулы модели ГДК не позволяют получать правильные скорости ионизации  $nS$ -атомов лития тепловым излучением и для них требуется точный численный расчет. В то же время для водородоподобных  $nP$ -состояний (рис. 2г) и  $nD$ -состояний лития (не показаны на рисунке) снова восстанавливается хорошее согласие между численными и аналитическими расчетами.

### 3. ИОНИЗАЦИЯ ВЫСОКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Импульсы электрического поля, обычно применяемые в экспериментах для вытягивания ионов, с практически единичной вероятностью ионизуют состояния с эффективными квантовыми числами  $n_{eff} > n_c$ . Критическое значение  $n_c$  зависит от амплитуды приложенного электрического поля, которая в классическом приближении описывается формулой [18]

$$E_c [В/см] \approx 3.2 \cdot 10^8 n_c^{-4}. \quad (5)$$

Следовательно, если тепловое излучение заселяет ридберговские состояния с  $n' \geq n_c$ , эти состояния будут ионизованы и дадут вклад в наблюдаемый ионизационный сигнал, сопоставимый с вкладом пря-

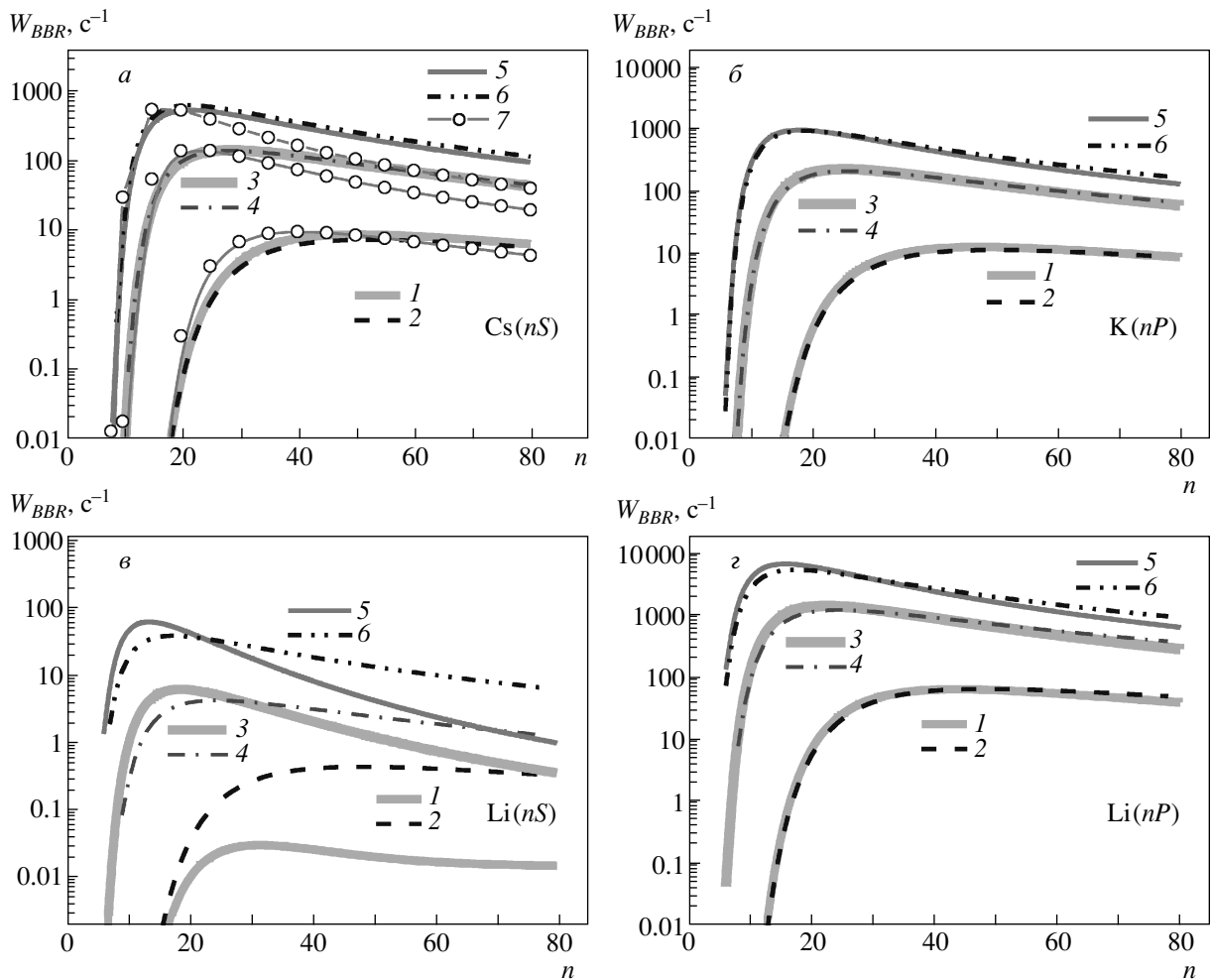


Рис. 2. Зависимости скорости прямой фотоионизации  $W_{BBR}$  тепловым излучением ридберговских  $nS$ -атомов цезия (а),  $nP$ -атомов калия (б),  $nS$ - и  $nP$ -атомов лития (в и г) от главного квантового числа  $n$ . Приведены результаты численных (кривые 1, 3 и 5) и аналитических (2, 4 и 6) расчетов при температурах соответственно 77, 300 и 600 К и расчетов с применением аналитической формулы из работы [9] (кривые 7 для тех же температур)

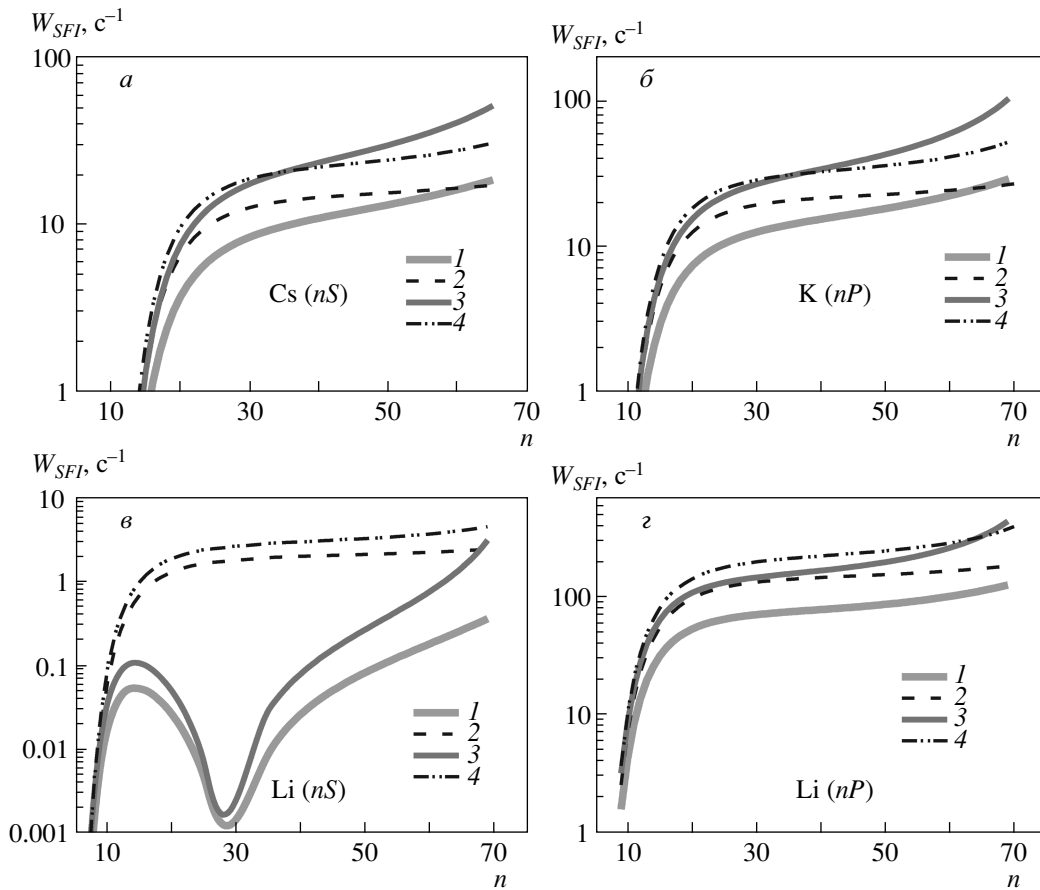
мой фотоионизации тепловым излучением [9]. Поскольку вероятность полевой ионизации состояний с  $n' \geq n_c$  практически равна единице, для расчета скорости  $W_{SFI}$  полевой ионизации достаточно вычислить скорость заселения высоколежащих состояний тепловым излучением [11]. Мы рассчитали скорости  $W(nL \rightarrow n'L')$  дипольных переходов в состояния  $n'L'$  с  $n' \geq n_c$ ,  $L' = L \pm 1$  с использованием квазиклассических формул Дьячкова и Панкратова [17]. Значения  $W_{SFI}$  были получены для амплитуд электрического поля 5 и 10 В/см, наиболее часто применяемых в экспериментах с высокими ридберговскими состояниями.

Мы также сравнили результаты численных расчетов с аналитическими формулами, полученными на основе модели ГДК и аналогичными уравнению

(4), где вместо интегрирования по непрерывному спектру были просуммированы вероятности переходов в состояния  $n' \geq n_c$ :

$$W_{SFI} [c^{-1}] = C_L T \frac{14423}{n^{7/3}} \left( \ln \frac{1}{1 - \exp\left(\frac{157890}{Tn_c^2} - \frac{157890}{Tn^2}\right)} - \ln \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{157890}{Tn^2}\right)} \right), \quad (6)$$

где  $T$  — в градусах Кельвина. Используются коэффициенты  $C_L$  из таблицы.



**Рис. 3.** Зависимости скорости ионизации  $W_{SFI}$  электрическими импульсами ридберговских  $nS$ -атомов цезия (*a*),  $nP$ -атомов калия (*б*),  $nS$ - и  $nP$ -атомов лития (*в* и *г*) от главного квантового числа  $n$ . Ионизация происходит в результате индуцированного тепловым излучением заселения высоколежащих ридберговских состояний. Приведены результаты численных (кривые 1 и 3) и аналитических (2 и 4) расчетов при  $T = 300$  К и амплитудах электрических полей соответственно 5 и 10 В/см

Результаты численных и аналитических расчетов для  $nS$ -состояний цезия и  $nP$ -состояний калия приведены на рис. 3*a, б*. Видно, что уравнение (6), дает правильную оценку для скорости полевой ионизации высоколежащих ридберговских состояний. В то же время точные значения скорости могут быть получены только путем численного расчета.

Интересный результат получен для скорости ионизации  $W_{SFI}$  ридберговских  $nS$ -атомов лития электрическими импульсами (рис. 3*в*). Зависимость  $W_{SFI}(n)$  имеет аномальную форму с ярко выраженным минимумом. Теоретический анализ показывает, что аномалия обусловлена явлением, аналогичным явлению возникновения куперовского минимума в дискретном спектре для переходов между  $nS$ - и  $n'P$ -состояниями лития [30]. Для атома водорода радиальные матричные элементы переходов между

ридберговскими состояниями монотонно уменьшаются с увеличением энергетического интервала между рассматриваемыми уровнями. Радиальные волновые функции ридберговских состояний щелочных металлов имеют меняющиеся в разных сериях значения фазового сдвига  $\pi\delta_l$ , что может вызвать обращение в нуль интеграла перекрытия в матричных элементах дипольного момента для некоторых энергий перехода [31]. Последнее приводит к возникновению минимумов вероятности оптического перехода, пропорциональной квадрату радиального матричного элемента. Как и в случае прямой фотоионизации ридберговских  $nS$ -атомов лития, водородоподобная модель ГДК оказывается неадекватной для описания данных, приведенных на рис. 3*в*, поскольку она игнорирует наличие квантового дефекта.

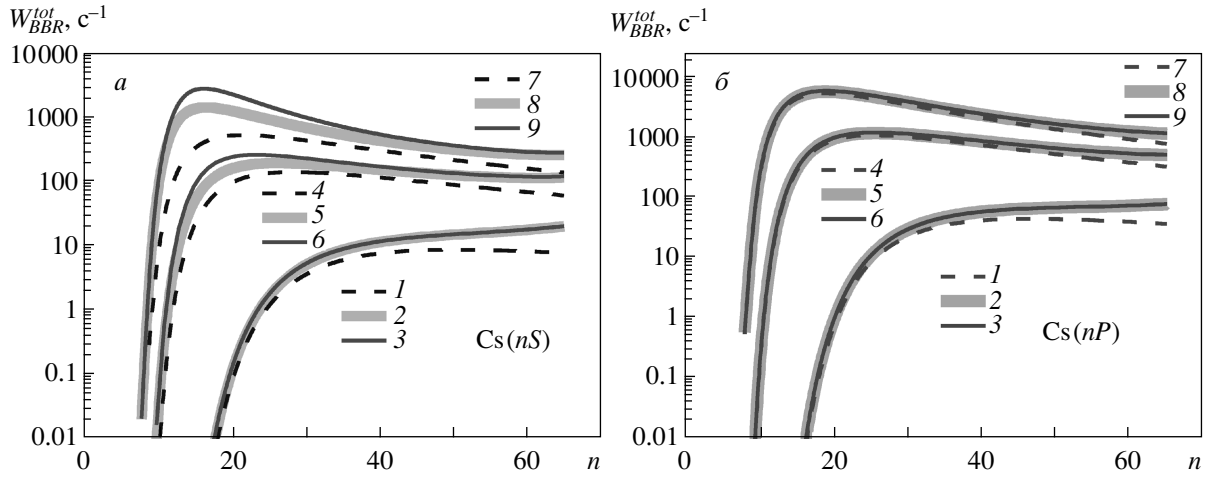


Рис. 4. Зависимости полной скорости ионизации  $W_{BBR}^{tot}$  тепловым излучением ридберговских  $nS$ - и  $nP$ -атомов цезия (а и б) от главного квантового числа  $n$ : 2, 5, 8 — интервал накопления ионов  $\Delta t = 2$  мкс, температура соответственно 77, 300, 600 К; 3, 6, 9 —  $\Delta t = 5$  мкс,  $T = 77, 300, 600$  К. Амплитуда электрических полей 10 В/см. Для сравнения приведены скорости прямой фотоионизации тепловым излучением при  $T = 77, 300, 600$  К (соответственно кривые 1, 4, 7)

#### 4. ЭФФЕКТИВНАЯ СКОРОСТЬ ИОНИЗАЦИИ СОСЕДНИХ СОСТОЯНИЙ

Тепловое излучение заселяет ридберговские состояния, соседние с первоначально возбужденным (см. рис. 1). В работе [11] нами было получено следующее выражение для эффективной скорости ионизации соседних состояний:

$$W_{BBR}^{mix}(nS) = \sum_{n' \geq n_c} \frac{[W(nS \rightarrow n'P) + A(nS \rightarrow n'P)]}{(\tau_{eff}^{n'P})^{-1} - (\tau_{eff}^{nS})^{-1}} \times W_{BBR}(n'P) \left(1 - \frac{t_{eff}^{nS}}{t_{eff}^{n'P}}\right), \quad (7)$$

где  $\tau_{eff}^{nS}, \tau_{eff}^{n'P}$  — эффективные времена жизни ридберговских  $nS$ - и  $n'P$ -состояний при данной температуре,

$$t_{eff}^{nS} = \tau_{eff}^{nS} \left[ \exp\left(-\frac{t_1}{\tau_{eff}^{nS}}\right) - \exp\left(-\frac{t_2}{\tau_{eff}^{nS}}\right) \right]$$

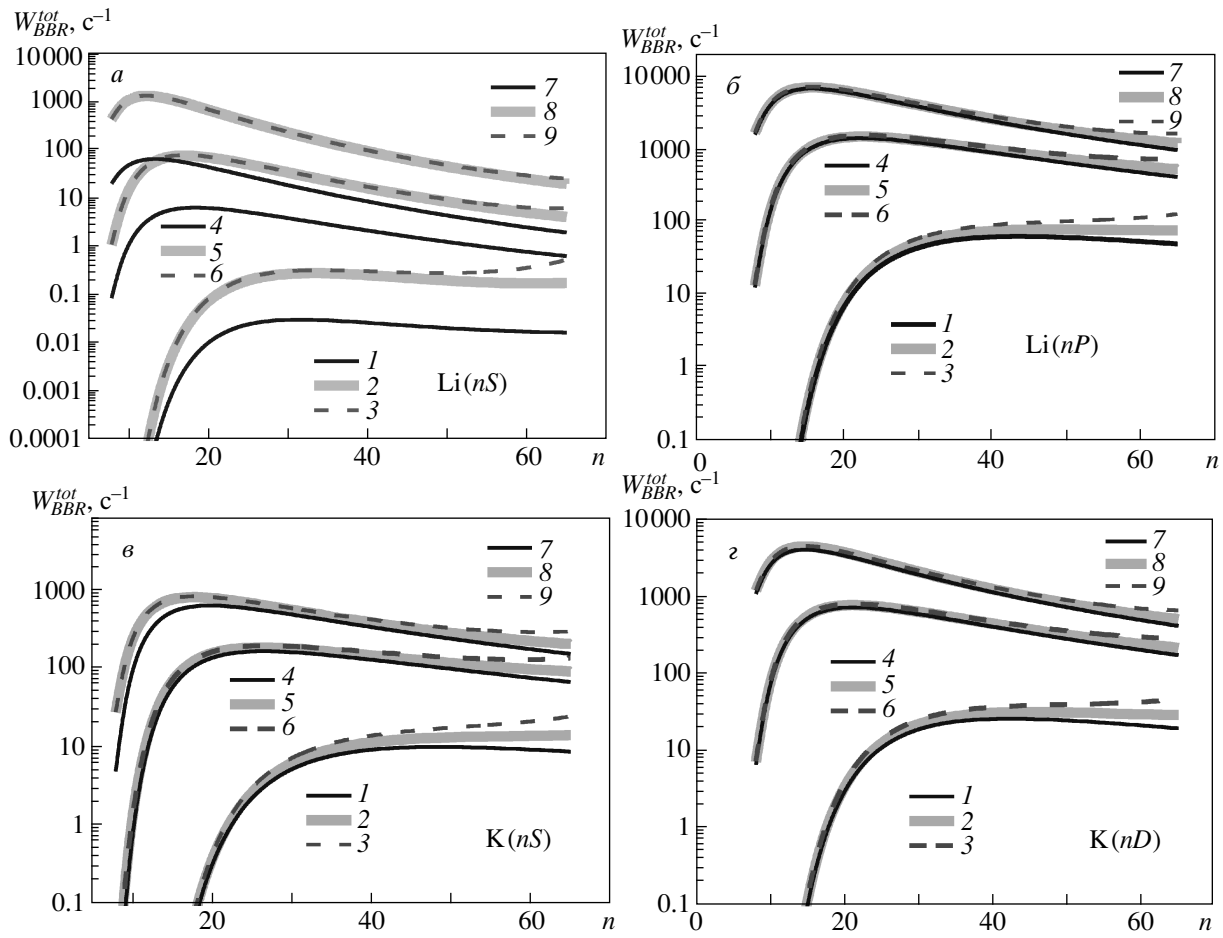
— эффективное время взаимодействия ридберговских атомов с тепловым излучением, если накопление ионов в области взаимодействия происходит в интервале  $(t_1, t_2)$ ,  $W(nS \rightarrow n'P)$  и  $A(nS \rightarrow n'P)$  — скорости соответственно индуцированных тепловым излучением и спонтанных переходов между  $nS$ - и  $n'P$ -состояниями.

Аналогичным образом описывается член  $W_{SFI}^{mix}$  в уравнении (2). Выражение для  $W_{SFI}^{mix}(nS)$  идентично сумме (7), в которой  $W_{BBR}(n'P)$  следует заменить на  $W_{SFI}(n'P)$ , а суммирование по  $n'$  ограничить значением  $n_c$ .

На рис. 4а приведены полные скорости ионизации ридберговских  $nS$ -атомов цезия при амплитуде электрического поля 10 В/см и интервалах 2 и 5 мкс, в течение которых происходит накопление ионов. Изменение этих интервалов приводит к заметному изменению полной скорости ионизации ридберговских  $nS$ -атомов. Для  $nP$ -состояний (рис. 4б) и  $nD$ -состояний (не показаны на рисунке) вклад процессов перемешивания соседних ридберговских состояний существенно меньше.

Видно, что учет полевой ионизации высоколежащих состояний и фотоионизации соседних ридберговских состояний тепловым излучением существенно влияет как на абсолютные значения скорости ионизации, так и на форму зависимости от главного квантового числа.

На рис. 5 приведены результаты расчетов полной скорости ионизации ридберговских  $nS$ - и  $nP$ -атомов лития,  $nS$ - и  $nD$ -атомов калия тепловым излучением при времени накопления ионов  $\Delta t = 2$  мкс ( $t_1 = 0, t_2 = 2$  мкс). Сравнение со скоростью прямой фотоионизации (кривые 1, 4, 7) показывает необходимость учета процессов перемешивания ридберговских состояний при расчете полной скорости иони-



**Рис. 5.** Зависимости полной скорости ионизации  $W_{BBR}^{tot}$  тепловым излучением ридберговских  $nS$ - и  $nP$ -атомов лития (*а* и *б*) и  $nS$ - и  $nD$ -атомов калия (*в* и *з*) от главного квантового числа  $n$ : 2, 5, 8 — амплитуда электрических полей 5 В/см, температура соответственно 77, 300, 600 К; 3, 6, 9 — 10 В/см,  $T = 77, 300, 600$  К. Интервал накопления ионов  $\Delta t = 2$  мкс. Для сравнения приведены скорости прямой фотоионизации тепловым излучением при  $T = 77, 300, 600$  К (соответственно кривые 1, 4, 7)

зации ридберговских атомов, измеряемой в эксперименте, особенно для  $nS$ -состояний лития, для которых, в силу крайне малых скоростей ионизации первоначально заселенных состояний (из-за наличия куперовского минимума), вклад процессов перемешивания в полную скорость ионизации оказывается определяющим. В частности, упомянутый выше куперовский минимум в дискретном спектре перестает быть заметным в полной скорости ионизации.

### 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Использованный в нашей работе метод Дьячкова и Панкратова для расчетов матричных элементов дипольного момента имеет высокую надежность, что подтверждено хорошим согласием с рас-

четами сечений фотоионизации методом модельного потенциала [25, 29]. Вычисленные нами скорости прямой фотоионизации ридберговских атомов натрия [11] находятся в согласии с результатами расчетов [10], также выполненных методом модельного потенциала. Проведенные расчеты скорости опустошения ридберговских состояний лития, натрия, калия и рубидия, необходимые для вычисления времен жизни ридберговских состояний и скоростей заселения соседних состояний, совпадают с результатами вычислений [5], в которых использовалось кулоновское приближение.

Выполненные нами расчеты полной скорости ионизации ридберговских  $nD$ -атомов натрия получили экспериментальное подтверждение в работе [14]. Вместе с тем были обнаружены расхожде-



ния для  $nS$ -состояний с  $n > 15$ . Для более детального сравнения теории с экспериментом необходимы дальнейшие экспериментальные исследования процессов ионизации ридберговских атомов тепловым излучением

Полученные в работе [11] аналитические формулы для скорости прямой фотоионизации ридберговских атомов и рассчитанные в данной работе масштабные коэффициенты  $C_L$  позволяют с высокой точностью оценивать скорость фотоионизации ридберговских атомов щелочных металлов тепловым излучением, за исключением  $nS$ -состояний лития, для которых приходится использовать только результаты численного расчета в связи с аномальным поведением дипольных матричных элементов. Аналитические формулы для расчета скорости ионизации высоколежащих ридберговских состояний электрическими импульсами имеют меньшую точность и пригодны для приближенных оценок.

## 6. ВЫВОДЫ

Результаты, полученные нами в данной работе и в ранее опубликованной работе [11], являются первым систематическим исследованием процесса ионизации ридберговских атомов щелочных металлов тепловым излучением с учетом перемешивания ридберговских состояний. Они могут быть полезны при анализе экспериментальных условий, в которых происходит формирование ультрахолодной плазмы [7, 8]. Показано, что для определения скорости полной ионизации ридберговских атомов в реальных экспериментальных условиях необходимо принимать во внимание вклад ионизации заселенных тепловым излучением соседних и высоколежащих ридберговских состояний в регистрируемый ионизационный сигнал. Обнаружено появление куперовского минимума в дискретном спектре для переходов между  $nS$ - и  $n'P$ -состояниями лития, что согласуется с результатами работы [30].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 05-02-16181, 05-03-33252), EU FP6 ТОК (project LAMOL), European Social Fund, Latvian Science Council, NATO (grant EAP.RIG.98138), Интеграционным проектом СО РАН и Программой РАН «Квантовая макрофизика».

## ЛИТЕРАТУРА

1. T. F. Gallagher and W. E. Cooke, Phys. Rev. Lett. **42**, 835 (1979).

2. C. E. Theodosiou, Phys. Rev. A **30**, 2881 (1984).
3. W. P. Spencer, A. G. Vaidyanathan, D. Kleppner et al., Phys. Rev. A **24**, 2513 (1981).
4. W. P. Spencer, A. G. Vaidyanathan, D. Kleppner et al., Phys. Rev. A **25**, 380 (1982).
5. J. W. Farley and W. H. Wing, Phys. Rev. A **23**, 2397 (1981).
6. E. J. Galvez, J. R. Lewis, B. Chaudhuri et al., Phys. Rev. A **51**, 4010 (1995).
7. M. P. Robinson, B. Laburthe Tolra, M. W. Noel et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 4466 (2000).
8. W. Li, M. W. Noel, M. P. Robinson et al., Phys. Rev. A **70**, 042713 (2004).
9. W. P. Spencer, A. G. Vaidyanathan, D. Kleppner et al., Phys. Rev. A **26**, 1490 (1982).
10. G. W. Lehman, J. Phys. B **16**, 2145 (1983).
11. I. I. Beterov, D. B. Tretyakov, I. I. Ryabtsev et al., Phys. Rev. A **75**, 052720 (2007).
12. I. L. Glukhov and V. D. Ovsiannikov, Proc. SPIE **6726**, 67261F (2007).
13. J. H. Hoogenraad and L. D. Noordam, Phys. Rev. A **57**, 4533 (1998).
14. I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, I. I. Beterov et al., J. Phys. B **38**, S17 (2005).
15. K. Miculis, I. I. Beterov, N. N. Bezuglov et al., J. Phys. B **38**, 1811 (2005).
16. I. I. Beterov, D. B. Tretyakov, I. I. Ryabtsev et al., J. Phys. B **38**, 4349 (2005).
17. L. G. Dyachkov and P. M. Pankratov, J. Phys. B **27**, 461 (1994).
18. R. F. Stebbings, C. J. Latimer, W. P. West et al., Phys. Rev. A **12**, 1453 (1975); T. Ducas, M. G. Littman, R. R. Freeman et al., Phys. Rev. Lett. **35**, 366 (1975); T. F. Gallagher, L. M. Humphrey, R. M. Hill et al., Phys. Rev. Lett. **37**, 1465 (1976).
19. С. П. Гореславский, Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, ЖЭТФ **82**, 1789 (1982).
20. G. D. Stevens, C. H. Lu, T. Bergeman et al., Phys. Rev. A **53**, 1349 (1996).
21. C. J. Lorenzen and K. Niemax, Phys. Scripta **27**, 300 (1983).
22. K. H. Weber and C. J. Sansonetti, Phys. Rev. A **35**, 4650 (1987).

- 
23. В. А. Давыдкин, Б. А. Зон, *Опт. и спектр.* **51**, 25 (1981).
24. Н. Н. Безуглов, В. М. Бородин, *Опт. и спектр.* **86**, 533 (1999).
25. М. Аумаг, *J. Phys. B* **11**, 1413 (1978).
26. И. И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, Физматгиз, Москва (1963).
27. A. Burgess and M. J. Seaton, *Rev. Mod. Phys.* **30**, 992 (1958).
28. G. Peach, *Mem. Roy. Astr. Soc.* **71**, 13 (1967).
29. М. Аумаг, Е. Luc-Koenig, and F. C. Farnoux, *J. Phys. B* **9**, 1279 (1976).
30. J. H. Hoogenraad, R. B. Vrijen, P. W. van Amersfoort et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4579 (1995).
31. У. Фано, Дж. Купер, *Спектральное распределение сил осцилляторов в атоме*, Наука, Москва (1972); U. Fano and J. W. Cooper, *Rev. Mod. Phys.* **40**, 441 (1968).