

## ИОНИЗАЦИЯ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ ПРИ МЕДЛЕННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ С АТОМАМИ ЩЕЛОЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

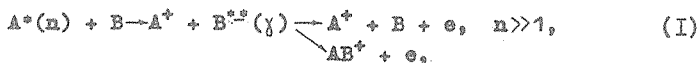
Л. П. Пресняков, А. Д. Уланцев

УДК 539.186

Предложен новый механизм ионизации высоко-возбужденных атомов за счет захвата электрона в автоионизационное состояние отрицательного иона. Выполнены расчеты сечений и скоростей ионизации для столкновений с атомами натрия и лития.

Ионизация из высоковозбужденных (ридберговских состояний) при тепловых столкновениях с нейтральными невозбужденными атомами представляет интерес для ряда задач физики лабораторной и астрофизической плазмы /1,2/, повышения эффективности метода лазерного разделения изотопов /3/ и др. Имеющиеся экспериментальные данные /4-6/ не позволяют сделать однозначных выводов о поведении сечений с ростом главного квантового числа  $n$ , а существующие теоретические расчеты /7-9/ основаны на различных модификациях теории возмущений и предсказывают убывание сечений с увеличением  $n$  для  $n > 10$ . Этот вывод справедлив однако только для столкновений с невозбужденными атомами инертных газов и другими, не образующими отрицательных ионов. Атомы щелочных элементов в основном состоянии обладают средством к электрону, причем влияние стабильных /I0/ и автоионизационных /II/ уровней отрицательного иона на ширину и сдвиг ридберговских уровней при столкновениях высоковозбужденных атомов с невозбужденными вносит определяющий вклад в величину соответствующих характеристик.

В настоящей работе ионизация ридберговского атома рассматривается как перезарядка в автоионизационное состояние отрицательного иона:



где  $\gamma$  - нестабильное состояние, лежащее в непрерывном спектре. В отрицательных ионах щелочных элементов это обычно  $^3P$ -состояния (см. /II/), в Li и Na их энергии отстоят от границы ионизации на величину  $E_\gamma = 0,1 - 0,15$  эВ /I2/. При сближении атомов их энергии понижается под действием кулонова поля  $A^+$ , и на расстояни-

$$E_n = (E_\gamma + 1/2n^2)^{-1} \quad (2)$$

осуществляются квазипересечения с ридберговскими уровнями системы  $A^*(n) + B$  (см. рис. I). Для решения динамической задачи о квантовых переходах необходимо знать величину расщепления термов в точках (2), т.е. решить уравнение Шредингера

$$\left[ -\frac{1}{2} \Delta_{\vec{r}} - |\vec{r} - \vec{R}|^{-1} - V \right] \psi_n(\vec{r}, \vec{R}) = E_n(R) \psi_n(\vec{r}, \vec{R}). \quad (3)$$

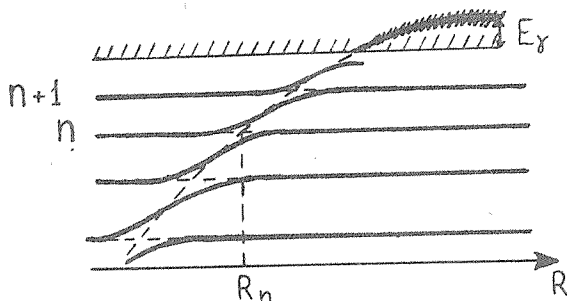
Здесь  $V$  - взаимодействие электрона с полем нейтрального атома  $B$ , которое должно учитывать наличие в нем  $^3P$ -резонансов с заданной энергией и шириной. Уравнение (3) может быть решено точно, если воспользоваться нелокальным сепарабельным потенциалом /I3/ в виде

$$V\psi = \lambda \int d\vec{r}' k(\vec{r}) k(\vec{r}') Y_{11}(\vec{r}/r) Y_{11}^*(\vec{r}'/r'), \quad (4)$$

где  $Y$  - сферические гармоники  $p$ -состояний. В простейшем случае функции  $k$  могут быть выбраны в виде  $k(r) = r_0^{-1} \delta(r - r_0)$ , причем для лития  $\lambda = -0,145$ ,  $r_0 = 6,35$ . Для натрия значения этих параметров составляют  $-0,606$  и  $2,23$ . Задача о вычислении собственных значений (3) с учетом кулоновского и сепарабельного потенциалов сводится к решению трансцендентного уравнения

$$\left\{ -\frac{r_0^2}{\lambda} + \frac{2}{3} r_0^2 - \frac{16}{15} \frac{r_0^3}{n^2} \left( \frac{1}{4} - \frac{n^2}{2R} \right) \right\} \operatorname{tg} \tau_n = \frac{\tau_n}{n^2}, \quad (5)$$

$$\tau = -\frac{16}{9} \frac{r_0^6}{n^2} \left( \frac{1}{4} - \frac{n^2}{2R} \right)^{3/2}; \quad E_n(R) = -\frac{1}{2n^2(R)}. \quad (6)$$



Р и с. 1. Схема энергетических термов системы  $A^* + B$ . Пунктир — термы нулевого приближения, сплошные линии — адиабатические термы

При выводе (6) использовано представление функции Грина кулонова поля через функции Эйри  $I_0$  и их асимптотические выражения в классически доступной области движения электрона. Решения (5) дают расщепления пересекающихся в нулевом приближении термов, сравнимые по величине с расстоянием между невозмущенными ридберговскими уровнями. Как показано в [14], это обстоятельство не препятствует использованию многоканальной теории Ландау — Зинера (так наз. модели Демкова—Ошерова [14]) при расчете вероятностей переходов. Результаты расчета приведены в табл. 1, 2.

Характерной особенностью вычисленных сечений и скоростей ионизации является их рост с увеличением главного квантового числа возбужденного атома вплоть до значений  $n_{\max} \sim E_\gamma^{-2/5} - 1/5$ , при которых сечения достигают максимальной величины  $\sigma_{\max} \sim E_\gamma^{-8/5} \nu^{1/5} \sim 10^{-12} \text{ см}^2$  при  $E_\gamma \sim 0,1 \text{ эВ} \sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ ат. ед.}$  Такие значения  $E_\gamma$  наиболее эффективны для ионизации ридберговских атомов в столкновениях при тепловых скоростях. Характерным примером являются атомы лития и натрия. Атомы тяжелых щелочных элементов (K, Rb, Cs) также могут образовывать отрицательные ионы в  $^3P$ -состояниях, однако для них значения  $E_\gamma < 10^{-3} \text{ эВ}$ . Соответствующие квазипересечения (2) в этом случае реализуются при  $R_n \sim 2m^2$ , наклон ионного терма значительно меньше, и ионизация эффективна при энергиях относительного движения порядка 10 эВ.

Таблица I.

Сечения конгломерации ( $\pi a_0^2$ ) ридберговских атомов при столкновениях с атомами ( $v_0 = 2,18 \cdot 10^8 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ ).

$\frac{Na}{n} \cdot 10^4$	I, 4I	2, 0	2, 82	4, 0	5, 76	8, 0
I5	-	-	$2, 87 \cdot 10^{-6}$	$1, 53 \cdot 10^{-3}$	0, 139	3, 50
20	$6, 81 \cdot 10^{-3}$	0, 434	7, 99	63, 35	287, 2	711, 5
25	4I, 0I	193, 8	559, 1	1126	1745	2230
30	690, 9	1242	1770	2116	2247	2159
35	1626	1930	2022	1931	1713	1450
40	1827	1768	1591	1353	1103	869, 9
$\frac{Li}{n} \cdot 10^4$	I, 4I	2, 0	2, 82	4, 0	5, 76	8, 0
I5	-	-	-	-	$9, 75 \cdot 10^{-5}$	$2, 25 \cdot 10^{-2}$
20	-	$1, 22 \cdot 10^{-4}$	$2, 87 \cdot 10^{-2}$	1, 42	22, 59	158, 6
25	0, 385	9, 08	83, 81	392, 9	1127	2259
30	131, 5	5250	1338	2460	3563	4431
35	1246	2281	3294	3992	4250	4107
40	2842	3559	3883	3821	3479	2987

Таблица 2.

Константа скорости ионизации ( $10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ) ридберговских атомов при столкновениях с атомами.

Натрий (T = 500 K)	15	20	25	30	35	40
	$3,00 \cdot 10^{-4}$	0,156	1,05	1,59	1,38	0,962
Литий (T = 300 K)	15	20	25	30	35	40
	—	$3,78 \cdot 10^{-2}$	0,851	2,39	2,88	2,45

В заключение отметим, что из всех механизмов ионизации ридберговских атомов нейтральными атомными частицами, рассмотренных в литературе, только столкновения с вращательно возбужденными сложными молекулами /15/ приводят к увеличению сечений с ростом главного квантового числа.

Поступила в редакцию  
1 июля 1983 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Б. М. Смирнов, Возбужденные атомы, "Наука", М., 1982 г.
2. К. Takayanagi, Comments Atom. Molec. Phys., 6, 177 (1977).
3. С. С. Алмишев и др., Лазерное разделение изотопов. Изд. ВИНТИ, 22, ч. I, М., 1980 г.
4. А. Н. Ключарев, А. В. Лазаренко, Опт. и спектр., 48, 412 (1980).
5. А. Н. Klucharev, A. V. Lazarenko, V. Vujnovic, J. Phys., B13, 1143 (1980).
6. Ю. П. Корчевой, ЭЭФ, 75, 1231 (1978).
7. М. Matsuzawa, J. Phys., B13, 3201 (1980).
8. А. А. Michailov, R. K. Janev, J. Phys., B14, 1639 (1981).
9. R. K. Janev, A. A. Michailov, Phys. Rev., A21, 819 (1980).
10. Л. Р. Presnyakov, Phys. Rev., A2, 1720 (1970).

11. Б. П. Каулакис, Л. П. Пресняков, П. Д. Серапинас, Письма в ЖЭТФ, 30, 60 (1979).
12. J. Callaway, Comments Atom. Molec. Phys., 10, 279 (1981).
13. Р. Ньютон, Теория рассеяния волн и частиц, "Мир", М., 1969 г.
14. Ю. Н. Демков, В. Н. Островский, Метод потенциала нулевого радиуса в атомной физике, "Наука", М., 1975 г.
15. Б. М. Смирнов, УФН, 131, 577 (1980).

Краткие сообщения по физике № 1 1984