

ДИФфуЗИОННАЯ ИОНИЗАЦИЯ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЧЕРНОГО ТЕЛА

Б.П.Каулакис

Показано, что излучение черного тела даже при комнатной температуре вызывает диффузионную ионизацию РА. Определены вероятность ионизации и условия преобладания этого процесса.

Лишь недавно было установлено, что вседущее излучение черного тела даже при комнатной температуре играет важную роль в спектроскопии ридберговских атомов (РА) ^{1, 2}. Излучение черного тела приводит к сдвигам энергии атомных уровней ², к индуцированным переходам между атомными состояниями ² и к фотоионизации РА ³, влияет на заселение высоковозбужденных состояний при рекомбинации ионов ^{4, 5}. В настоящей работе показано, что излучение черного тела приводит и к диффузионной ионизации РА и ионов. При определенных условиях, главное из которых – столкновительное перемешивание уровней по l , диффузионный процесс, вызванный излучением черного тела, является основным механизмом ионизации РА.

Рассмотрим стационарную генерацию со скоростью γ РА или ионов с энергией $\epsilon_0 = Z^2/2n_0^2$ (Z – заряд остова) в планковском поле с температурой T . Функция распределения $f(\epsilon)$ электронов в энергетическом пространстве РА ϵ определяется уравнением баланса

$$\int_0^{\epsilon_f} (f(\epsilon') K_{\epsilon, \epsilon'} - f(\epsilon) K_{\epsilon, \epsilon'}) d\epsilon' - f(\epsilon) [w_q(\epsilon) + w_i(\epsilon)] + \gamma \delta(\epsilon - \epsilon_0) = 0. \quad (1)$$

Здесь $K_{\epsilon, \epsilon'}$ и w_i – соответственно скорость переход $\epsilon \rightarrow \epsilon'$ и прямой ионизации РА под действием излучения черного тела, w_q – скорость радиационного тушения РА в низкие состояния с $\epsilon > \epsilon_f \approx (ZT)^{2/3}/2$ (состояния с $\epsilon > \epsilon_f$ не участвуют в процессе ионизации, т. к. скорость их спонтанного тушения $w_q(\epsilon) > w_b(\epsilon) = \sum_{n'} K_{\epsilon, n'}$ – суммарной скорости индуцированных переходов). Согласно ^{2, 4-6} имеем

$$K_{\epsilon, \epsilon'} = W_{\epsilon, \epsilon'} e^{(\epsilon' - \epsilon)/T} / \left(e^{(\epsilon' - \epsilon)/T} - 1 \right), \quad W_{\epsilon, \epsilon'} = 2^{5/2} A_0 \epsilon^{5/2} / Z^5 (\epsilon' - \epsilon),$$

$$\epsilon' > \epsilon, \quad w_q = \tau^{-1} \epsilon^{5/2}, \quad \tau^{-1} = 4\sqrt{2} A_0 Z^{-5} \ln(\epsilon_g / \epsilon_f),$$

$$w_i = 4\sqrt{2} A_0 Z^{-5} T e^{-\epsilon/T} \epsilon^{3/2} \Phi(\epsilon/T), \quad w_b = (2\pi^2 A_0 / 3Z^4) T \epsilon,$$

где $W_{\epsilon, \epsilon'}$ – вероятность спонтанного перехода $\epsilon \rightarrow \epsilon'$ в приближении Крамерса, $A_0 = 8\alpha^3 Z^4 / 3\sqrt{3}\pi$, α – постоянная тонкой структуры, ϵ_g – энергия основного состояния, $\Phi(x)$ – слабоменяющаяся функция ($\Phi(x) \rightarrow 1$ при $x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow \infty$; $\Phi_{min} \approx 0,78$ при $x_m \approx 1,5$). В широком интервале энергий $0,2T \ll \epsilon \ll \epsilon_t$ выполняются неравенства $w_i(\epsilon) \ll w_q(\epsilon) \ll w_b(\epsilon)$. Это значит, что перераспределение электронов в энергетическом пространстве РА и ионизацию РА можно учитывать в диффузионном приближении^{7, 8}. Из уравнения (1) обычным методом^{7, 8} получаем уравнение Фоккера – Планка, которое по аналогии с^{9, 10} может быть записано в виде

$$\frac{d^2\varphi}{d\epsilon^2} + \frac{1}{T} \frac{d\varphi}{d\epsilon} - \frac{1}{\kappa T} \varphi = -\frac{\gamma}{\kappa} e^{-\epsilon/T} \delta(\epsilon - \epsilon_0) \quad (2)$$

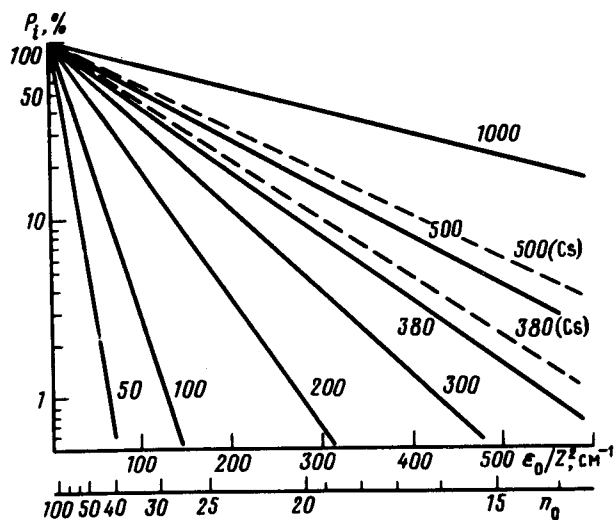
Здесь $\varphi(\epsilon) = f(\epsilon)/f_0(\epsilon)$, $f_0(\epsilon) = \epsilon^{-5/2} e^{\epsilon/T}$ – равновесное распределение и было использовано выражение для коэффициента диффузии электрона в энергетическом пространстве РА

$$B(\epsilon) = \frac{1}{2} \int K_{\epsilon, \epsilon'} (\epsilon' - \epsilon)^2 d\epsilon' = \kappa \epsilon^{5/2}, \quad \kappa = 2\sqrt{2} \pi^2 A_0 T^2 / 3 Z^5.$$

Из решения уравнения (2) с соответствующим процессу ионизации граничным условием $\varphi(0) = 0$ получаем выражение для вероятности ионизации

$$P_i = e^{-\epsilon_0/\epsilon_p}, \quad \epsilon_p = 2T \left(1 + \sqrt{(24/\pi^2) \ln(\epsilon_g/\epsilon_t) + 1} \right). \quad (3)$$

Итак, вероятность ионизации РА тепловым излучением экспоненциально зависит от начальной энергии связи электрона и температуры излучения (см. также рисунок).



Зависимость вероятности ионизации P_i от энергии связи ϵ_0 электрона в РА или ионе при разных температурах планковского поля T . Сплошные кривые – водородоподобный атом, пунктир – атом цезия. Цифры у кривых означают T/Z^2 К

В работе¹¹ исследовалась столкновительная ионизация РА цезия в собственном газе. Наблюдалась экспоненциальная зависимость вероятности ионизации от энергии возбуждения РА ϵ_0 . Для плотностей атомов цезия в основном состоянии $N_g \gtrsim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ наблюдаемое явление объясняется диффузионным механизмом столкновительной ионизации¹⁰. При $N_g \rightarrow 0$ и $T = 380$ К была получена зависимость вероятности ионизации типа (3) с $\epsilon_p \approx (137 \pm 3) \text{ см}^{-1}$ ¹¹. Согласно (3) получаем $\epsilon_p \approx 0,5T = 133 \text{ см}^{-1}$ ($\epsilon_g = 3,14 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$, $\epsilon_t = 1,24 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, $Z = 1$). Как видим, наблюдаемое явление может быть объяснено диффузионной ионизацией, вызванной тепловым излучением.

Для возникновения вызванной излучением черного тела диффузии электрона в энергетическом пространстве РА необходимо перемешивание заселения уровней по l за время жизни РА $\tau_{nl} \approx 3(l + 1/2)^2 n^3 / 2\alpha^3$. Сечения перемешивания состояний с разными l при столкновениях с атомами и молекулами большие (порядка геометрического сечения РА при $n \lesssim 20$ и достигают величины 10^{-11} см^2 при $n \gtrsim 20 - 30$)². Следовательно, состояния с разными l столкновительно перемешиваются при плотностях $N_g \gtrsim (10^{10} - 10^{11}) \text{ см}^{-3}$. Возможны и другие механизмы l -перемешивания: столкновениями с электронами и ионами, электрическим полем и т. д. С другой стороны, с ионизацией излучением черного тела может конкурировать столкновительная ионизация только при плотностях $N_g \gtrsim (10^{13} - 10^{14}) \text{ см}^{-3}$. Таким образом, существует широкий диапазон условий, при которых исследованный в настоящей работе процесс является основным механизмом ионизации РА и ионов.

Автор благодарен И.Л.Бейгману и Л.П.Преснякову за полезные обсуждения.

Литература

1. *Gallagher T.F., Cooke W.E.* Phys. Rev. Lett., 1979, **42**, 835.
2. Ридберговские состояния атомов и молекул. М.: Мир, 1985, с. 496.
3. *Spencer W.P. et al.* Phys. Rev., 1982, **A26**, 1490; *Burkhardt C.F. et al.* Phys. Rev., 1986, **A34**, 80.
4. *Burges A., Summers H.P.* Mon. Not. R. Astr. Soc., 1976, **174**, 345.
5. *Бейгман И.Л., Сюняев Р.А.* Препринт ФИАН, 1978, № 163.
6. *Вайнштейн Л. А., Собельман И.И., Юков Е.А.* Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979, с. 319.
7. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979, с. 525.
8. *Гарднер К.В.* Стохастические методы в естественных науках. М.: Мир, 1986, с. 528.
9. *Каулакис Б.П., Чижюнас А.Р., Шведас В.И.* Литовский физ. сб., 1984, **24**, 48.
10. *Kaulakys B., Švedas V.* J. Phys., 1987, **B20**, L565.
11. *Herrmann P.P. et al.* J. Phys., 1986, **B19**, 1675.

Институт физики
Академии наук Литовской ССР

Поступила в редакцию
1 февраля 1988 г.