

- [8] Yuratic M.A., Hanna D.C. - J. Phys. B, 1976, v. 9, N 5, p. 729-750.
- [9] Gallagher A., Lurio A. - Phys. Rev., 1964, v. 136 N 1 A, p. A-87-A105.
- [10] Vriens L. - Opt. Commun., 1974, v. 11, N 4, p. 396-401.
- [11] Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Основы нелинейной оптики атомарных газов. М.: Наука, 1986.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
5 июня 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 17

12 сентября 1988 г.

РЕКОМБИНАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С АТОМАРНЫМИ ИОНАМИ В БУФЕРНОМ ИНЕРТНОМ ГАЗЕ

В.А. Иванов, В.С. Лебедев, В.С. Марченко

Известно, что релаксация рекомбинирующего электрона по высоковозбужденным уровням атома в процессе тройной электрон-ионной рекомбинации носит диффузионный характер [1, 2]. При высоких степенях ионизации процесс идет при столкновениях с электронами, при низких - с нейтральными частицами. В данной работе исследован процесс рекомбинации в плазме смешанных инертных газов, в котором столкновения с нейтральными частицами играют определяющую роль даже при высоких степенях ионизации $\alpha \cdot 10^{-8} - 10^{-4}$. Эксперименты выполнены в плазме послесвечения импульсного разряда в смеси He/Xe ($N_{He} = 2.6 \cdot 10^{17} - 4.4 \cdot 10^{18}$, $N_{He} = 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3} \leq N_{He}$) в диапазоне температур и концентраций электронов $T_e = 400 - 2500 \text{ К}$ и $N_e = 2 \cdot 10^{10} - 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. В этих условиях $[Xe_2^+] \ll [Xe^+] \approx N_e$. Рекомбинация электронов и ионов Xe^+ с участием в процессе атомов Хе в основном состоянии [4], обусловленная (также, как и ионизация высоковозбужденного атома в собственном газе [5]) дипольными переходами между Σ_g и Σ_u -термами квазимолекулярного иона Xe_2^+ здесь неэффективна из-за малой концентрации Xe^+ . Для объяснения наблюдаемых высоких скоростей рекомбинации (см. рис. 1) построена модель, в которой релаксация рекомбинирующего электрона по высоковозбужденным $n\ell$ -уровням происходит сначала при столкновениях с электронами

¹ В плазме чистых инертных газов X из-за высокой скорости процесса конверсии $X + 2X \rightarrow X_2^+ + X$ обычно $[X_2^+] \geq [X^+]$, поэтому полная скорость нейтрализации заряда, как правило, определяется диссоциативной рекомбинацией, а указанный механизм рекомбинации в собственном газе существенен только для кинетики высоковозбужденных атомов.

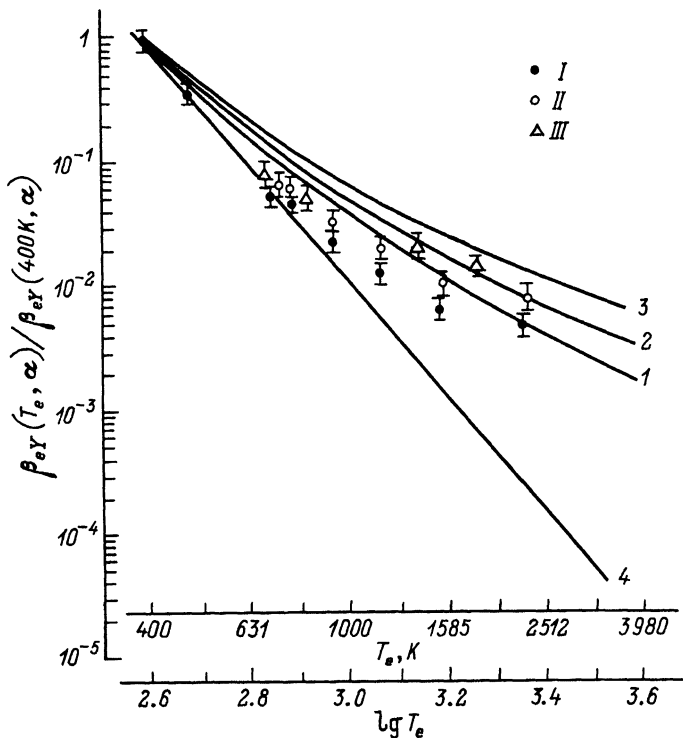


Рис. 1. Зависимости относительных коэффициентов тройной рекомбинации от температуры T_e при различных степенях ионизации $\alpha = N_e / N_{He}$ ($\rho_{He} = 50$ Торр, $\rho_{Xe} < 0,01$ Торр, $T_{газ} = 400$ К). I - $N_e = 3 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$, II - $N_e = 1,5 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$ и III - $N_e = 7,5 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$ - данные, полученные из измерений интенсивностей линии $9d \rightarrow 6p$ ($\lambda = 5934$ А) в предположении $\beta_{ex}(T_e) / \beta_{ex}(400 \text{ К}) \sim J_{\lambda}(T_e) / J_{\lambda}(400 \text{ К})$. Кривые 1, 2 и 3 - соответствующие расчеты по формуле (4). Кривая 4 - расчет по формуле, учитывающей лишь столкновения с электронами $\beta_{ex}(T_e) / \beta_{ex}(400 \text{ К}) = (400 \text{ К} / T_e)^{9/2}$.

(также, как и в [2]), а затем, начиная с некоторых уровней $|E_{nl}| \gtrsim \epsilon_y$, преимущественно в результате эффективного тушения атомами буферного газа. Традиционный механизм тушения Ферми (рассеяние возмущающего атома на слабосвязанном электроном высоковозбужденного атома) оказывается при этом неэффективным.

В данной работе предложен новый механизм тушения высоковозбужденных уровней, реализующийся при столкновениях различных атомов $X(nl)$ и Y инертных газов, который обусловлен рассеянием возмущающей частицы Y на ионном остове X^+ . Столкновительное тушение $n\bar{l} \rightarrow n'l'$ ридберговского электрона e^- атома $X(nl)$ в буферном газе происходит при этом в результате неадиабатических

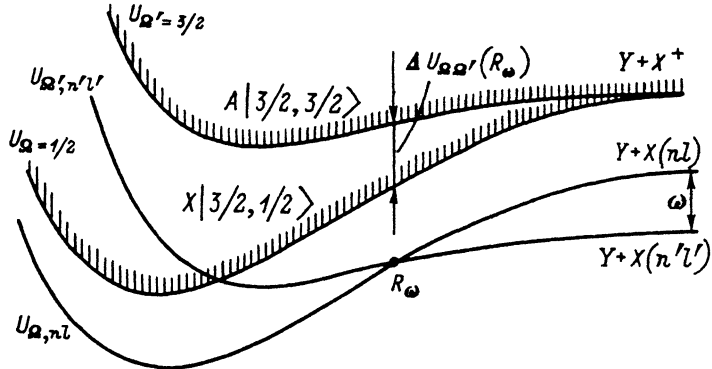


Рис. 2. Типичные термы $U_{\Omega}(R)$ и $U_{\Omega'}(R)$ квазимолекулярного иона YX^+ , составленного из атома $Y(^1S_0)$ и иона $X(^2P_{3/2})$ различных инертных газов, и соответствующие ридберговские термы $U_{\Omega, n'l}(R) = U_{\Omega}(R) + \epsilon_{n'l}$ и $U_{\Omega', n'l'}(R) = U_{\Omega'}(R) + \epsilon_{n'l'}$ квазимолекулы $YX^+ + e^-$ с энергиями связи $|\epsilon_{n'l}|$ и $|\epsilon_{n'l'}|$ высоко-возбужденного электрона e^- ($\epsilon_{n'l} = -1/2 (n - \delta_l)^2 \delta_l$ - квантовый дефект). R_{ω} - точка пересечения ридберговских термов $U_{\Omega, n'l}(R)$ и $U_{\Omega', n'l'}(R)$, определяемая из условия $\Delta \epsilon_{n'l, n'l'} = U_{\Omega'}(R_{\omega}) - U_{\Omega}(R_{\omega}) = \omega$ (ω - частота перехода $n'l \rightarrow n'l'$).

переходов $X |J, \Omega\rangle \rightarrow A |J, \Omega'\rangle$ между расщепленными термами $U_{\Omega}(R)$ и $U_{\Omega'}(R)$ квазимолекулярного иона YX^+ , образующегося при пролете атома Y вблизи ионного остова X^+ (см. рис. 2). Этот механизм осуществляется за счет взаимодействия внешнего e^- и внутренних p^5 электронов квазимолекулы $Y(^1S_0) + X(p^5(^2P_{3/2}), n'l)$. Такой переход в оболочке иона YX^+ можно рассматривать как $|J, \Omega\rangle \rightarrow |J, \Omega'\rangle$ переход вакансии между состояниями $\psi_{\Omega}(r_e, R)$ и $\psi_{\Omega'}(r_e, R)$ с различными проекциями $\Omega=1/2$ и $\Omega'=3/2$ полного момента $J=3/2$ на межъядерную ось R . В рамках теории возмущений [3] по взаимодействию $V = -1/r_{eY}$ внешнего электрона r_e с вакансией r_Y для сечения исследуемого процесса тушения получим формулу:

$$\sigma_{n'l, n'l'} = \frac{2\pi^2}{(2l+1)v v'} \times$$

$$\times \int_0^{\infty} 2\pi \rho d\rho \left| \langle \chi_{v\rho}^{\Omega}(R) | \chi_{v'\rho}^{\Omega'}(R) \rangle \right|^2 \sum_{mm'} |\langle \psi_{\Omega} | \psi_{n'l'm} \rangle \frac{1}{r_{eY}} | \psi_{n'l'm'} \rangle | \langle \psi_{\Omega'} \rangle|^2 \quad (1)$$

Здесь $\chi_{v\rho}^{\Omega}(R)$ и $\chi_{v'\rho}^{\Omega'}(R)$ - радиальные волновые функции относительного движения частиц X^+ и Y в U_{Ω} и $U_{\Omega'}$ - термах, v и v' - их скорости при $R \rightarrow \infty$, ρ - прицельный параметр, а $\psi_{n'l'm}(r_e)$ и $\psi_{n'l'm'}(r_e)$ - волновые функции ридберговского электрона e^- с энергиями $\epsilon_{n'l}$ и $\epsilon_{n'l'}$. Расчет ядерных матричных

элементов $\langle x_{\nu\rho}^2 | x_{\nu'\rho'}^2 \rangle$ и интегрирование по $2\pi\rho d\rho$ проведем в (1) методом Ландау-Зинера [3]. Используя далее разложение потенциала $V = -1/r_{e\nu}$ по мультиполям и учитывая, что вклад в электронный матричный элемент в (1) дают лишь квадрупольная и короткодействующая части взаимодействия, приходим к следующему результату для сечения тушения:

$$\sigma_{n'l, n'l'} = \frac{8\pi^2}{25\nu} \frac{R_\omega^2 C_{ll'} Q_{ll'}}{\Delta F(R_\omega) (2l+1) n^3 n'^3}, \quad (2)$$

$$Q_{ll'} = \frac{\langle r_\nu^2 \rangle}{(l+1/2)^3} \delta_{ll'} + \frac{2^{l+l'+2} \langle r_\nu^{l+l'+2} \rangle}{(2l+1)! (2l'+1)! (l+l'+5)},$$

$$C_{ll'} = (2l+1)(2l'+1) \begin{pmatrix} l & 2l' \\ 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \sum_{mm'} \begin{pmatrix} l & 2l' \\ -m & 1m' \end{pmatrix}^2. \quad (3)$$

Здесь $\Delta F(R_\omega)$ - разность наклонов ридберговских термов $U_{\Omega, nl}$ и $U_{\Omega, n'l'}$ квазимолекулы $UX^+ + e^-$ в точке их пересечения R_ω (см. рис. 2); $C_{ll'}$ и $Q_{ll'}$ - угловые и радиальные интегралы. Величины $Q_{ll'}$ вычислены с помощью квазиклассических кулоновских волновых функций $R_{nl}(r_e)$ внешнего электрона e^- и выражаются через мультипольные моменты $\langle r_\nu^k \rangle$ ионами $X^+(p^5, 2p_{3/2})$ по хартри-фоковским функциям p^5 -оболочки. Конкретный анализ показывает, что тушение энергии ридберговского электрона происходит в основном за счет столкновительных переходов $np \rightarrow n'p$ с $l'=l-1$.

Результат для полной скорости $\beta_{ey} [\text{см}^6 \cdot \text{с}^{-1}] = \Gamma / N_e^3$ - тройной электрон-ионной рекомбинации ($\Gamma [\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}]$ - рекомбинационный поток) получим с помощью формулы (2) на основе кинетической модели рекомбинации [4] с участием процессов тушения тяжелыми частицами:

$$\beta_{ey}(T_e, \alpha) = \beta_e(T_e) \xi^{-1}(\varepsilon_y / T_e), \quad (4)$$

$$\varepsilon_y(T_e, \alpha) = \frac{1}{2} \left[\frac{(8\nu-9)\alpha T_e^{-1/2}}{2(2\pi)^{3/2} A^{3/2} \zeta(1+3/2) C_{ll'} Q_{ll'}} \right] \frac{2\nu}{8\nu-9}$$

Здесь $\beta_e(T_e)$ - скорость тройной рекомбинации на электронах [2], $\alpha = N_e / N_y$ - степень ионизации плазмы смеси инертных газов X/Y ($N_x \ll N_y$), A и ν - параметры степенной аппроксимации $\Delta U_{\Omega\Omega'}(R) = A/R^\nu$ энергии расщепления $X |3/2, 1/2\rangle$ и $A |3/2, 3/2\rangle$ - термов, $\zeta(x)$ - дзета-функция Римана. Величина $\xi^{-1}(\varepsilon_y / T_e)$ имеет смысл коэффициента увеличения скорости рекомбинации ($0 \leq \xi \leq 1$) за счет тушения ридберговских уровней атомов $X(nl)$ атомами Y буферного газа и выражается через неполную гамма-функцию $\xi(x) = (4/3\pi^{1/2}) \gamma(5/2, x)$. Энергия связи электрона ε_y разделяет дискретный спектр атома $X(nl)$ на две области, в первой ($|\varepsilon_{nl}| \leq \varepsilon_y$) из которых рекомбинационный поток определяется в основном диффузией по высоковозбужденным уровням при

столкновениях с электронами, а во второй ($|\varepsilon_{n2}| \geq \varepsilon_y$) рассмотренным здесь механизмом тушения нейтральными частицами У.

Построенная модель позволила количественно объяснить полученные в данной работе экспериментальные данные (см. рис. 1) по коэффициентам $\beta_{ey}(T_e, \alpha)$ тройной рекомбинации электронов с ионами Xe^+ и интенсивностям $J_\lambda(T_e, \alpha)$ излучения ряда спектральных линий атомов Хе (начинающихся из рекомбинационно заселяемых $9s, 8p, 9d, 10d, 11d, 6f$ и $7f$ - уровней) в плазме смеси He/Xe. Температурные зависимости скоростей рекомбинации были получены с помощью метода [6], основанного на использовании подогретого импульса тока для создания заданной температуры T_e электронов в распадающейся плазме. Концентрации электронов $N_e(t) = i(t) / \pi r^2 v_{gp}$ измерялись по току $i(t)$ разряда с использованием известных (для заданных параметров плазмы E/N_{He}) значений дрейфовой скорости v_{gp} электронов в гелии (E - напряженность электрического поля, r - радиус разрядной трубки). Как видно из рис. 1, для полученных зависимостей характерен резкий спад в области низких температур $T_e \lesssim 600-900$ К (близкий к $T_e^{-9/2}$) и существенно более медленный спад и аномально высокие величины $\beta_{ey} \gg \beta_e$ при $T_e \gtrsim 600-900$ К. Именно такое поведение следует непосредственно из формулы (4), которая указывает на смену режима рекомбинации в области $T_e \sim \varepsilon_y = 600-900$ К от $\Gamma \propto T_e^{-9/2} N_e^3$ (при $T_e \ll \varepsilon_y$) к $\Gamma \propto T_e^{-1.6} N_e^{2.3} N_{\text{He}}^{0.7}$ (при $T_e \gg \varepsilon_y$). При этом в области $T_e \gtrsim \varepsilon_y$ коэффициент рекомбинации $\beta_{ey} = \Gamma / N_e^3$ резко возрастает по сравнению со случаем обычной рекомбинации на электронах. При степенях ионизации $\alpha = N_e / N_{\text{He}} = 10^{-5}, 10^{-6}, 10^{-7}$ и 10^{-8} из (4) получим соответственно увеличение в 4, 10, 57 и 325 раз для $T_e = 0.2$ эВ. Этот факт указывает на эффективность предложенного в работе механизма тушения ридберговских уровней атомов нейтральными частицами в процессе электрон-ионной рекомбинации плазмы смешанных инертных газов.

Л и т е р а т у р а

- [1] П и т а е в с к и й Л.П. - ЖЭТФ, 1962, т. 42, с. 1326.
- [2] Г у р е в и ч А.В., П и т а е в с к и й Л.П. - ЖЭТФ, 1964, т. 46, с. 1281.
- [3] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. - Квантовая механика. М.: Наука, 1974.
- [4] М а р ч е н к о В.С. - Хим. физика, 1985, т. 4, с. 595.
- [5] Д е в д а р и а н и А.З., К л ю ч а р е в А.Н., Л а з а р е н к о А.В. и др. - Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, с. 1013.
- [6] И в а н о в В.А., С к о б л о Ю.Э. - ЖТФ, 1981, т. 51, с. 1386.

Ленинградский государственный университет им. А.А. Жданова

Поступило в Редакцию
13 марта 1988 г.