Естественно предположить, что процессы типа (1), опустошая ВВС, будут способствовать ускорению рекомбинационных процессов.

Возрастание скорости рекомбинации состоит в увеличении скорости диффузии электронов в энергетическом пространстве из континуума в основное состояние, так как тушение молекулами увеличивает вероятность разрушения уровней с переходом на нижележащие уровни. Если в процессе ударно-радиационной рекомбинации имеется «узкое место», то ускорение рекомбинации может происходить по следующим причинам. Во-первых, тушение ВВС является каналом, по которому электроны при диффузии в сторону отрицательных энергий обходят «узкое место», перешагивая через него с ВВС на нижележащие уровни. Во-вторых, тушение молекулами уровней, являющихся «узким местом», расширяет канал диффузии, проходящий через «узкое место».

Молекулы М могут влиять на скорость рекомбинации и другим путем, например при трехчастичном столкновении (2).

В работе [5] исследовалась реакция

$$\mathrm{Na}\,(3S) + \mathrm{N}_2\,(v > 17) \longrightarrow \mathrm{Na}^+ + e + \mathrm{N}_2\,(v') + \Delta E, \qquad (3)$$

являющаяся по своему типу обратной к (2). Приведенная авторами величина сечения $\sigma_{(3)} \sim 10^{-14}$ см^2 позволяет предположить, что процесс (2) может оказаться весьма эффективным и конкурировать с ударно-радиационной рекомбинацией при давлении М в несколько тор. Увеличение коэффициента электрон-ионной рекомбинации при учете взаимодействия электронов с колебательным движением молекул следует также из расчета, выполненного в [6].

При рассмотрении роли реакций (1) и (2) необходимо учесть скорости обратных реакций. Подобные оценки затруднены в общем виде, так как концентрации колебательно-возбужденных молекул зависят от конкретных условий в плазме.

Из сказанного следует, что тушащие столкновения высоковозбужденных атомов с молекулами (1), а также реакции типа (2) могут оказывать существенное влияние как на заселенности возбужденных состояний атомов, так и на характер рекомбинационных процессов в плазме.

Литература

[1] M. Czajkowski, L. Krause. Abstracts of papers VIII ICPEAC, vol. II, 627, Beograd, 1973.
[2] Э. М. Андерсон, В. А. Зилитис. Опт. и спектр., *16*, 177, 1964.
[3] В. Н. Скребов. Опт. и спектр., *23*, 205, 1967.
[4] S. Byron, R. C. Stabler, P. I. Bortz. Phys. Rev. Lett., *8*, 376, 1962.
[5] R. Haug, G. Rappenecker, Ch. Schlier, K. Schmidt. Abstracts of papers VIII ICPEAC, vol. II, 603, Beograd, 1973.
[6] Ю. П. Денисов, Н. М. Кузнецов. ЖЭТФ, *61*, 2298, 1971.

Поступило в Редакцию 29 ноября 1973 г.

УДК 539.186.3

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ СИММЕТРИЧНЫХ ИОН-АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Г. Ф. Друкарев и *А. А. Михайлов*

В настоящей работе рассматривается электромагнитное излучение, сопровождающее процесс резонансной перезарядки H на H$^+$. Движение ядер полагается классическим. Волновую функцию электрона $\Psi\,(\mathbf{r}, R\,(t))$, где $\mathbf{r}$ — радиус-вектор электрона, а $R\,(t)$ — межъядерное расстояние, считающееся заданной функцией времени, представим в виде

$$\Psi = a_1\,(t)\,\Psi_1 + a_2\,(t)\,\Psi_2, \qquad (1)$$

где Ψ_1, Ψ_2 — функции, описывающие Σ_g- и Σ_u-состояния иона H_2^+ соответственно. Из условий при $t \to -\infty$ имеем: $|a_1| = |a_2| = 1/\sqrt{2}$. Видно, что с вероятностью 1/2 система H+H$^+$ находится в состоянии Σ_u, из которого возможен переход с излучением в состояние Σ_g.

Рассмотрим радиационный распад состояния Σ_u с переходом в состояние Σ_g. Учитывая, что при тепловых скоростях ядер v и прицельных параметрах ρ, характерных для перезарядки, всегда выполняется соотношение $\tau \ll 1/\gamma$, где $\tau \sim \rho/v$, γ — характерная естественная ширина уровня, будем пренебрегать изменением веса исходного состояния Σ_u за счет излучения. Оператор взаимодействия электрона с электромагнитным полем V запишем, как обычно, в виде

$$V = \frac{e}{mc}\hat{\mathbf{A}}\hat{\mathbf{P}}, \tag{2}$$

где вектор-потенциал $\hat{\mathbf{A}}$ представим в виде разложения по плоским волнам

$$\hat{\mathbf{A}} = \sqrt{2\pi\hbar}\sum_{\lambda}(2\pi)^{-3/2}\int_{\mathbf{k}}\frac{d^3\mathbf{k}}{\sqrt{k}}\left(\hat{a}_{\lambda,\mathbf{k}}e^{i\mathbf{kr}} + \hat{a}^{+}_{\lambda,\mathbf{k}}e^{-i\mathbf{kr}}\right)\mathbf{n}_{\lambda}. \tag{3}$$

В этих формулах $\hat{\mathbf{p}}$ — оператор импульса электрона; e, m — его заряд и масса, соответственно; c — скорость света; $\mathbf{n}_{\lambda,\mathbf{k}}$ — вектор поляризации фотона с волновым вектором $\mathbf{k}$ и направлением поляризации λ.

В однофотонном приближении состояние электромагнитного поля будет в момент времени t описываться так:

$$\sum_{\lambda}\int_{\mathbf{k}} b_{\lambda,\mathbf{k}}(t)\, e^{i\omega t}\,\hat{a}^{+}_{\lambda,\mathbf{k}} d^3\mathbf{k}\,|\,0\rangle, \tag{4}$$

где $|\,0\rangle$ — вакуумный вектор состояния поля; $\hat{a}^{+}_{\lambda,\mathbf{k}}$ — оператор рождения фотона с импульсом $\hbar\mathbf{k}$ и поляризацией λ, $b_{\lambda,\mathbf{k}}(t)$ — соответствующая амплитуда; $\omega = k/c$ — круговая частота излучаемого фотона.

Для определения амплитуд $b_{\lambda,\mathbf{k}}(t)$ в адиабатическом приближении имеем уравнение

$$i\hbar\frac{\partial b_{\lambda,\mathbf{k}}}{\partial t} = -\frac{e}{m}\left(\frac{2\pi\hbar}{\omega}\right)^{1/2}\exp\left(-\frac{i}{\hbar}\int_{-\infty}^{t}\Delta E\,dt + i\omega t\right)M_{\lambda,\mathbf{k}}, \tag{5}$$

где ΔE — расщепление $\boldsymbol{\Sigma}_u$- и $\boldsymbol{\Sigma}_g$-термов, отвечающее межъядерному расстоянию $R(t)$, а $M_{\lambda,\mathbf{k}} = \langle\Psi_2\,|\,e^{-i\mathbf{kr}}\,\hat{\mathbf{p}}\mathbf{n}_{\lambda,\mathbf{k}}\,|\,\Psi_1\rangle$. В дипольном приближении для $M_{\lambda,\mathbf{k}}$ справедливо выражение

$$M_{\lambda,\mathbf{k}} \equiv M_{\lambda} = \frac{m}{i\hbar}\langle\Psi_2\,|\,\mathbf{r}\mathbf{n}_{\lambda}\,|\,\Psi_1\rangle, \tag{6}$$

где у $M_{\lambda,\mathbf{k}}$, $\mathbf{n}_{\lambda,\mathbf{k}}$ опущен индекс $\mathbf{k}$, $\mathbf{r}$ — радиус-вектор электрона.

При не слишком малых R для ΔE и $\langle\Psi_2\,|\,\mathbf{r}\mathbf{n}_{\lambda}\,|\,\Psi_1\rangle$ могут быть использованы их асимптотические значения

$$\left.\begin{aligned} &\Delta E(R) = 4R\exp(-R-1)\,2R_y, \\ &\langle\Psi_2\,|\,\mathbf{r}\mathbf{n}_{\lambda}\,|\,\Psi_1\rangle = \frac{Ra_0}{2}\sin\left(\widehat{R,\ \mathbf{n}_{\lambda}}\right), \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

где $2R_y$ — атомная единица энергии; a_0 — атомная единица длины; R — межъядерное расстояние, которое здесь и ниже приводится в атомных единицах.

Обозначая через R_0 наименьшее межъядерное расстояние — классическая точка поворота, — разложим $R(t)$ в ряд по степеням t, принимая за $t=0$ момент времени, когда $R=R_0$

$$R(t) = R_0 + \frac{a(R_0)}{2}t^2 + \ldots \tag{8}$$

Из вида выражения (7) для ΔE очевидно, что мы можем сохранить в разложении (8) только два первых слагаемых, если R стоит в показателе экспоненты, и одно первое слагаемое для R в предэкспоненциальном множителе.

Оценим интегральную энергию излучения $I(\rho,\ v) = \int_0^{\infty} I_{\omega}(\rho,\ v)\,d\omega$, где $I_{\omega}(\rho,\ v)$ — интенсивность излучения на частоте ω, определяемая по формуле

$$I_{\omega}(\rho,\ v) = \frac{1}{2}\hbar\omega\frac{|\,b_{\lambda,\mathbf{k}}\,|^2_0\,\omega^2}{c^3}. \tag{9}$$

В (9) $|b_{\lambda, \mathbf{k}}|_0^2$ означает $|b_{\lambda, \mathbf{k}}|^2$, проинтегрированный по угловым координатам волнового вектора и просуммированный по обеим возможным поляризациям излучаемого фотона, а множитель 1/2 учитывает вероятность нахождения системы $H+H^+$ в состоянии Σ_u. Полагая $\omega=\omega_0+\Delta\omega$, где $\omega_0=\Delta E(R_0)/h$, и учитывая, что (как показывают оценки) максимум $|b_{\lambda, \mathbf{k}}|_0^2$ приходится на частоту, очень близкую к ω_0, и, кроме того, является довольно резким, получаем для оценки $I(\rho, v)$ следующее выражение:

$$I(\rho, v) \simeq \frac{\Delta E^3(R_0)}{2\hbar^2 c^3} \int_{-\infty}^{+\infty} |b_{\lambda, \mathbf{k}}|_0^2 \, d\omega. \tag{10}$$

В формуле (10) сохранено слагаемое, вносящее основной вклад в $I(\rho, v)$, а пределы интегрирования $0, \infty$ заменены на $-\infty, +\infty$, что справедливо, если пренебречь предельно малыми ω_0, т. е. очень большими R_0. Получаем $I(\rho, v)$ в виде

$$I(\rho, v) = \frac{\sqrt{\pi} R_\nu}{\sqrt{a(R_0)}\,\hbar^4} \left(\frac{a_0}{c}\right)^3 R_i^2 \Delta E^4(R_0). \tag{11}$$

Если мы имеем газ, состоящий из атомов водорода и протонов, находящийся при температуре T, то полная мощность $w(T)$, излучаемая единицей объема в расчете на единичные концентрации атомов водорода и протонов, определяется, очевидно, формулой

$$w(T) = \int_0^\infty f_T(v) \left(v 2\pi \int_0^\infty I(\rho, v)\, \rho\, d\rho \right) dv, \tag{12}$$

где v — относительная скорость ядер, а $f_T(v)$ — максвелловская функция распределения по скоростям, отвечающая температуре T. Опуская все промежуточные выкладки, приведем для $w(T)$ окончательное выражение

$$w(T) = 5.2 \cdot 10^3 R_\nu (ca^2) \left(\frac{kTa_0}{\hbar c}\right)^4 R_0(T)\,\beta, \tag{13}$$

где k — постоянная Больцмана, β — поправочный множитель, изменяющийся в пределах от 0.5 до 1.5.

Для $T \leqslant 5000°$ К можно положить $R_0(T)=\ln(R_\nu/kT)$, а β в этом случае будет близко к единице. С учетом этого при $T=5000°$ К для $w(T)$ получается величина, близкая к $5.6 \cdot 10^{-35}$ вт·см³. Мощность, излучаемая единицей объема газа $W(T)$ при концентрациях атомов водорода и протонов n_H и n_{H^+} соответственно, находится, очевидно, из выражения

$$W(T) = w(T)\, n_H n_{H^+}. \tag{14}$$

Представляет определенный интерес сравнение $w(T)$ с аналогичной ей величиной для случая тормозного излучения электронов при столкновениях с атомами водорода, рассчитанной в [1]. Для неравновесных низкотемпературных плазм характерным является двух-трехкратное превышение температуры электронов T_e над температурой T атомов и ионов. Для $T_e \sim 10^4$ °К величина, аналогичная $w(T)$, для тормозного излучения электронов оказывается близкой к 10^{-34} вт·см³, т. е. очень близкой к $w(T)$ при $T=5000°$ К.

В заключение авторы выражают признательность Е. Д. Трифонову за полезное обсуждение результатов.

Литература

[1] О. Б. Фирсов, М. И. Чибисов. ЖЭТФ, *39*, 1770, 1960.

Поступило в Редакцию 13 декабря 1973 г.