

УДК 535.36+539.186.3

РАССЕЯНИЕ СВЕТА ПРИ НЕСИММЕТРИЧНЫХ ИОН-АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ В НЕРЕЗОНАНСНОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

В. Л. Бахрах, И. М. Уманский и С. И. Ветчинкин

Исследован спектр излучения в процессе радиационной перезарядки при столкновении отрицательного иона с атомом в нерезонансном лазерном поле.

Большой интерес, проявляемый в настоящее время к радиационным столкновениям атомов (и в частности, к радиационной перезарядке), во многом связан с тем, что интенсивное лазерное излучение, осуществляя энергетические резонансы в системе сталкивающихся атомов, может активно влиять на течение процесса [1]. Применение лазеров открывает новые возможности возбуждения и распада атомно-молекулярных систем и позволяет селективно воздействовать на кинетику химических реакций. С другой стороны, изменение спектральной плотности излучения под влиянием столкновений может служить полезным источником информации о взаимодействии частиц. Теоретическое изучение формы линии излучения при столкновениях проведено лишь для случая резонансной перезарядки атомов $A + A^+ \rightarrow A^+ + A$ [2, 3]. В работе [2] рассмотрено спонтанное излучение, обусловленное переходами между квазимолекулярными термами $\epsilon_u \rightarrow \epsilon_g$ в отсутствие внешнего поля. Излучение той же системы $A + A^+$ в поле $E \cos \omega t$ рассмотрено в [3] для случая, когда при столкновении происходит подстройка молекулярных термов $\epsilon_u(R)$, $\epsilon_g(R)$ в резонанс с полем $\epsilon_u(R_{\text{рез}}) - \epsilon_g(R_{\text{рез}}) = \hbar\omega$.

В настоящей работе исследуется спектр излучения в процессе радиационной перезарядки при столкновении отрицательного иона с атомом $A^- + B \rightarrow A + B^-$ во внешнем поле $E \cos \omega t$ в случае, когда частота ω далека от резонансов как с атомными, так и с квазимолекулярными термами системы $(A+B)^-$.

Особенность процесса перезарядки состоит в том, что он происходит на значительном расстоянии между ядрами $R_0 \gg a_0$ (a_0 — боровский радиус) и система $A^- + B$ обладает большим дипольным моментом. При этом, в лазерном поле энергия взаимодействия квазимолекулы с излучением превышает энергию межатомного взаимодействия и не может рассматриваться как малое возмущение. Переход электрона с одного атома на другой сопровождается значительным изменением дипольного момента системы, что проявляется в характерных особенностях спектра рассеянного излучения. При столкновениях, не сопровождающихся перезарядкой, когда изменения дипольного момента малы, спектр рассеянного излучения сохраняет типичные черты столкновительного уширения [4].

Будем рассматривать процесс перезарядки как переход в системе термов $\epsilon_1 \rightarrow \epsilon_2$ квазимолекулы $(A+B)^-$. Тогда уравнение Шредингера, описывающее столкновение ионов A^- и B в поле $E \cos \omega t$, имеет вид ($\hbar = e = m_e = 1$)

$$\left\{ -\frac{1}{2\mu} \nabla_{\mathbf{R}}^2 + H(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + V(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \cos \omega t + V'(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \cos \omega' t \right\} \Psi = i \frac{\partial}{\partial t} \Psi \quad (1)$$

в системе центра масс.

Здесь $H(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ — гамильтониан молекулярного иона $(A+B)^+$; $V(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ — энергия взаимодействия системы с полем

$$V(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = -(\mathbf{E}\mathbf{D}) = (N_A - Z_A)\mathbf{E}\mathbf{R}_A + (N_B - Z_B)\mathbf{E}\mathbf{R}_B + \mathbf{E}\mathbf{r}, \quad (2)$$

$Z_A(Z_B)$ и $N_A(N_B)$ — заряд и число электронов атомов $A(B)$; $\mathbf{R}_A(\mathbf{R}_B)$ — радиус-вектор ядра и $\mathbf{r}$ — радиус-вектор электрона, совершающего переход от A к B ;

$$\mathbf{R}_A = -\frac{M_B}{M_A + M_B}\mathbf{R}, \quad \mathbf{R}_B = \frac{M_A}{M_A + M_B}\mathbf{R}, \quad \mathbf{R} = \mathbf{R}_B - \mathbf{R}_A, \quad \mu = \frac{M_A M_B}{M_A + M_B},$$

M_A, M_B — массы атомов.

Оператор $V'(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ описывает взаимодействие системы с нулевыми колебаниями поля. При полуклассическом рассмотрении процессов излучения $V' = -(\mathbf{E}'\mathbf{D})$, где напряженность поля $\mathbf{E}'$ определяется следующим образом:

$$E'^2/8\pi = \omega'^3 d\omega' d\Omega / (2\pi c)^3,$$

c — скорость света, $d\Omega$ — элемент телесного угла.

Собственные функции молекулярного гамильтониана $\psi_1(\mathbf{r}, \mathbf{R}), \psi_2(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ удовлетворяют уравнению

$$H(\mathbf{r}, \mathbf{R})\psi_{1,2}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \varepsilon_{1,2}(\mathbf{R})\psi_{1,2}(\mathbf{r}, \mathbf{R}). \quad (3)$$

с граничными условиями при $R \rightarrow \infty$, отвечающими нахождению электрона либо на атоме $A(\psi_1 \rightarrow \varphi_A)$, либо на атоме $B(\psi_2 \rightarrow \varphi_B)$.

Решение уравнения (1) ищем в виде

$$\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = F_1(\mathbf{R}, t)\psi_1(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + F_2(\mathbf{R}, t)\psi_2(\mathbf{r}, \mathbf{R}). \quad (4)$$

Подставляя (4) в (1), умножая полученное уравнение сначала на ψ_1^* , затем на ψ_2^* и интегрируя по $\mathbf{r}$, получаем систему двух уравнений

$$\left\{ -\frac{1}{2\mu}\nabla_{\mathbf{R}}^2 + \varepsilon_1 + V_{11}\cos\omega t + V'_{11}\cos\omega't - i\frac{\partial}{\partial t} \right\} F_1(\mathbf{R}, t) = A_{12}(\mathbf{R}, t), \quad (5)$$

$$\left\{ -\frac{1}{2\mu}\nabla_{\mathbf{R}}^2 + \varepsilon_2 + V_{22}\cos\omega t + V'_{22}\cos\omega't - i\frac{\partial}{\partial t} \right\} F_2(\mathbf{R}, t) = A_{21}(\mathbf{R}, t), \quad (6)$$

где

$$A_{12}(\mathbf{R}, t) = -\left[V_{12}\cos\omega t + V'_{12}\cos\omega't - \frac{1}{\mu}(\nabla_{\mathbf{R}})_{12}\nabla_{\mathbf{R}} - \frac{1}{2\mu}(\nabla_{\mathbf{R}}^2)_{12} \right] F_2(\mathbf{R}, t),$$

и

$$A_{21}(\mathbf{R}, t) = -\left[V_{21}\cos\omega t + V'_{21}\cos\omega't - \frac{1}{\mu}(\nabla_{\mathbf{R}})_{21}\nabla_{\mathbf{R}} - \frac{1}{2\mu}(\nabla_{\mathbf{R}}^2)_{21} \right] F_1(\mathbf{R}, t).$$

При больших расстояниях $R \gg 1$ величины V_{11}, V_{22} можно заменить их асимптотическими значениями $V_{11} \simeq \langle \varphi_A | V | \varphi_A \rangle$, $V_{22} \simeq \langle \varphi_B | V | \varphi_B \rangle$ и, аналогично, для V'_{11}, V'_{22} .

С учетом (2) имеем

$$\begin{aligned} V_{11} &= (N_A - Z_A)\mathbf{E}\mathbf{R}_A + (N_B - Z_B)\mathbf{E}\mathbf{R}_B + \mathbf{E}\mathbf{R}_A + \langle \varphi_A | \mathbf{E}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_A) | \varphi_A \rangle = \\ &= \frac{M_A(N_B - Z_B) - M_B(N_A - Z_A + 1)}{M_A + M_B}\mathbf{E}\mathbf{R} \equiv \mathbf{E}_1\mathbf{R}, \quad V_{22} = (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E})\mathbf{R} \equiv \mathbf{E}_2\mathbf{R}. \end{aligned} \quad (7)$$

Недиагональные матричные элементы $V_{12}(V'_{12})$ определяются перекрытием электронных волновых функций и экспоненциально спадают с ростом R , если осуществляется процесс перезарядки ($V_{12} \ll V_{11}$); если перезарядка не происходит, то V_{12} изменяется степенным образом.

В (5), (6) можно пренебречь слабой зависимостью $\varepsilon_{1,2}$ от межъядерного расстояния R , поскольку

$$|\varepsilon_{1,2}(\infty) - \varepsilon_{1,2}(R)| \ll V_{11}, V_{22}, \frac{p^2}{2\mu}, \quad (8)$$

где p — импульс относительного движения ядер.

Амплитуда перехода $1 \rightarrow 2$ в первом порядке теории возмущений по V_{21} , V'_{21} и по $(\nabla \mathbf{R})_{21}$, $(\nabla^2 \mathbf{R})_{21}$ равна

$$f_{12} = -i \langle F_{2k} | A_{21}(\mathbf{R}, t) \rangle_{\mathbf{R}, t} = i \left\langle F_{2k} | V_{21} \cos \omega t + V'_{21} \cos \omega' t - \right. \\ \left. - \frac{1}{\mu} (\nabla \mathbf{R})_{21} \nabla \mathbf{R} - \frac{1}{2\mu} (\nabla^2 \mathbf{R})_{21} | F_{1p} \right\rangle, \quad (9)$$

где

$$F_{1p} = (2\pi)^{-3/2} \exp \left\{ i \left(\mathbf{p} - \frac{\mathbf{E}_1}{\omega} \sin \omega t - \frac{\mathbf{E}'_1}{\omega'} \sin \omega' t \right) \mathbf{R} - \right. \\ \left. - \frac{i}{2\mu} \int^t \left[\mathbf{p} - \frac{\mathbf{E}_1}{\omega} \sin \omega \tau - \frac{\mathbf{E}'_1}{\omega'} \sin \omega' \tau \right]^2 d\tau - i\varepsilon_1 t \right\} \quad (10)$$

— волновая функция относительного движения ядер с импульсом $\mathbf{p}$ до столкновения. Волновая функция движения ядер после столкновения F_{2k} получается из (10) заменой $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{k}$, $1 \rightarrow 2$. Подставляя (10) в (9) и раскладывая полученное выражение в ряд по $\exp(is\omega t)$, $\exp(is'\omega' t)$ [5], найдем вероятность излучения частоты ω' в процессе перехода $1 \rightarrow 2$ в единицу времени

$$dW = (2\pi)^{-5} |\langle e^{i(\mathbf{p}-\mathbf{k})\mathbf{R}} | B_s(\mathbf{R}, \mathbf{k}) \rangle|^2 \delta \left(\varepsilon_2 + \frac{k^2}{2\mu} - \frac{E_2^2}{4\mu\omega^2} - \varepsilon_1 - \frac{p^2}{2\mu} + \frac{E_1^2}{4\mu\omega^2} + s\omega + \omega' \right) d^3k. \quad (11)$$

Здесь

$$B_s(\mathbf{R}, \mathbf{k}) = \left[\frac{1}{2} V'_{21} + \frac{\mathbf{E}'_1}{2\mu\omega'} (\nabla \mathbf{R})_{21} \right] J_s(c) + \left[\frac{1}{2} V_{21} (e^{i\varphi} J_{s+1}(c) + e^{-i\varphi} J_{s-1}(c)) - \right. \\ \left. - \frac{1}{\mu} \left(i\mathbf{p} (\nabla \mathbf{R})_{21} + \frac{1}{2} (\nabla^2 \mathbf{R})_{21} \right) J_s(c) - \frac{\mathbf{E}_1}{2\mu\omega} (\nabla \mathbf{R})_{21} (e^{i\varphi} J_{s+1}(c) - e^{-i\varphi} J_{s-1}(c)) \right] \times \\ \times J_1(c') e^{i\varphi'} \} e^{is\varphi}, \quad (12)$$

$$c = \sqrt{a^2 + b^2}, \quad a = \frac{\mathbf{kE}_2 - \mathbf{pE}_1}{\mu\omega^2}, \quad b = \frac{\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1}{\omega} \mathbf{R} = \frac{\mathbf{ER}}{\omega}, \quad \sin \varphi = \frac{a}{c}, \quad c' = \sqrt{a'^2 + b'^2}, \\ a' = \frac{\mathbf{kE}'_2 - \mathbf{pE}'_1}{\mu\omega'^2}, \quad b' = \frac{\mathbf{E}'_2 - \mathbf{E}'_1}{\omega'} \mathbf{R} = \frac{\mathbf{E}'\mathbf{R}}{\omega'}, \quad \sin \varphi' = \frac{a'}{c'}, \quad (13)$$

$$k^2 = p^2 + 2\mu(\varepsilon_1 - \varepsilon_2 - s\omega - \omega') + \frac{E_1^2 - E_2^2}{2\omega^2}, \quad (14)$$

$J_s(c)$ — функция Бесселя.

В выражении (12) для $B_s(\mathbf{R}, \mathbf{k})$ оставлены ведущие члены с $s' = 1$, ответственные за вторичное излучение.

Соотношение (11) определяет вероятность излучения частоты

$$\omega' = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 - s\omega + \frac{p^2 - k^2}{2\mu} + \frac{E_1^2 - E_2^2}{4\mu\omega^2}$$

в процессе перезарядки иона на атоме $A^- + B \rightarrow A + B^-$ или возбуждения иона $A^- + B \rightarrow (A)^* + B$ в сильном поле $\mathbf{E} \cos \omega t$ с поглощением ($s < 0$) или испусканием ($s > 0$) s квантов ω .

Сечение радиационного процесса перезарядки (или возбуждения), просуммированное по числу s поглощенных (испущенных) квантов внешнего поля равно

$$d\sigma = dW \frac{\mu (2\pi)^3}{p} = \sum_s d\sigma^{(s)}, \quad (15)$$

где

$$d\sigma^{(s)} = \frac{k}{p} \frac{\mu^2}{4\pi^2} |\langle e^{i\Delta \mathbf{p} \mathbf{R}} | B_s(\mathbf{R}, \mathbf{k}) \rangle|^2 d\Omega \quad (16)$$

и $\Delta \mathbf{p} = \mathbf{p} - \mathbf{k}$ — изменение импульса относительного движения ядер. При $E = E' = 0$ выражение (15) — (16) дает известный результат борновского приближения в рассеянии.

Форма линии излучения определяется в основном зависимостью от частоты ω' матричного элемента

$$\alpha^s(\omega') = \langle e^{i\Delta p R} | B_s(R, k) \rangle. \quad (17)$$

Для процесса перезарядки при характерных значениях параметров $E \sim 10^{-3}$, $\omega \sim 10^{-1}$, $R_0 \sim 10$, $v \sim (p/M) \sim (k/M) \sim 10^{-2}$ выполняются соотношения $a \ll b \ll 1$ и $a' \ll b' \ll 1$. При этих условиях φ , $\varphi' \simeq 0$ и c , $c' \ll 1$, а $B_s(R, k)$ принимает вид

$$B_s(R, k) = \frac{(\text{sgn } s)^s}{2^{|s|+1}|s|!} \left(\frac{ER}{\omega} \right)^{|s|-1} \left[\left(\frac{ER}{\omega} \right) (E'D_{21})' + s(ED_{21}) \left(\frac{E'R}{\omega'} \right) \right] \quad (18)$$

в пренебрежении неадиабатическими членами $\sim (\nabla_R)_{21}$, $(\nabla_R^2)_{21}$, вносящими малый вклад в сечение [6].

Вектор дипольного момента перехода направлен по оси столкновения

$$D_{21} = RS(R) \quad (19)$$

и его величина определяется перекрытием волновых функций сталкивающихся атомов

$$S(R) = S_0 R^3 e^{-qR}. \quad (20)$$

С учетом (19) выражение (18) для $B_s(R, k)$ перепишем в виде

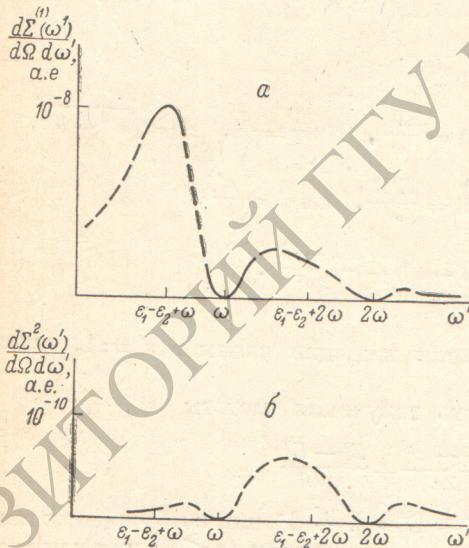
$$B_s(R, k) = \frac{(\text{sgn } s)^s}{2^{|s|+1}|s|!} \frac{\omega' + s\omega}{\omega'} \left(\frac{ER}{\omega} \right)^{|s|} (E'R) S(R). \quad (21)$$

Отсюда видно, что в спектре излучения должны наблюдаться провалы на кратных частотах $\omega' = |s|\omega$ ($-s = 1, 2, \dots$), что объясняется интерференцией двух составляющих амплитуды (18).

Амплитуда α^s максимальна для столкновений с малым изменением импульса, что соответствует излучению в области частот $\omega' \sim |\varepsilon_1 - \varepsilon_2 - s\omega|$. При $|\Delta p|R_0 \ll 1$ найдем

$$\alpha^s(\omega') = C_0^s + C_1^s |\Delta p| + O(|\Delta p|^2), \quad (22)$$

где $C_0^s = 0$ при всех четных $|s| = 2n$, а $C_1^s = 0$ при всех нечетных $|s| = 2n+1$ ($n = 0, 1, 2, \dots$). Отсутствие излучения на частотах $\omega' = |\varepsilon_1 - \varepsilon_2 \pm 2n\omega| + (E_1^2 - E_2^2)/4\mu\omega^2$ при упругом рассеянии вперед $\Delta p = 0$ легко понять на при-



Зависимость сечения рассеяния от частоты ω' в процессе перезарядки $A^- + B \rightarrow A + B^-$ при $-s=1$ (а) и $-s=2$ (б).

Сплошной кривой изображены участки, описываемые формулами (22)–(24). Выбранный масштаб соответствует столкновению $H^- + He$.

мере $s=0$ (в этом случае на систему действует только поле $E' \cos \omega't$). При прохождении частицами области наибольшего сближения ($R = R_{\min}$) дипольный момент системы меняет знак на противоположный, что равносильно изменению на π фазы рассеянного излучения.

В результате интерференции вкладов от различных участков траектории имеем $\alpha^0(|\varepsilon_1 - \varepsilon_2 + (E_1^2 - E_2^2)/4\mu\omega^2|) = 0$. Аналогичная ситуация имеет место при всех четных $|s| = 2n$.

Для столкновений с большими изменениями импульса $|\Delta p|R_0 \gg 1$ интеграл (17) можно оценить по методу перевала. В результате получим

$$\alpha^s(\omega') \sim \frac{\omega' + s\omega}{|\Delta p|^\beta}. \quad (23)$$

Отсюда видно, что вклад упругих столкновений $|\mathbf{p}|=|\mathbf{k}|$ с рассеянием на большие углы $|\Delta\mathbf{p}|R_0 \gg 1$ в интенсивность на частотах $\omega' = |\varepsilon_1 - \varepsilon_2 \pm (2n + 1)\omega + (E_1^2 - E_2^2)/4\mu\omega^2|$ мал по сравнению с (22). Для столкновений с большими изменениями модуля импульса $|\mathbf{p}| \neq |\mathbf{k}|$, $R_0 \gg 1$ найдем

$$\alpha^s(\omega') \sim \frac{1}{|\omega' - \omega_0|^3}, \quad (24)$$

что определяет форму линии в областях $\omega' \gg \omega_0$ и $\omega' \ll \omega_0$, где $\omega_0 = |\varepsilon_1 - \varepsilon_2 - s\omega + (E_1^2 - E_2^2)/4\mu\omega^2|$. Качественный вид зависимости сечения рассеяния

$$\frac{d\Sigma^{(s)}(\omega')}{d\Omega} = \frac{8\pi}{cE^2} \omega dW$$

от частоты ω' в расчете на одно столкновение изображен на рисунке для процесса $\text{H}^- + \text{He} + s\omega \rightarrow \text{H} + \text{He}^- + \omega'$ при $|\varepsilon_1 - \varepsilon_2| = 0.025$, $\omega \sim 10^{-1}$, $\nu \sim 10^{-2}$, $-s = 1, 2$.

В общем случае вычисление интеграла (17) производится в сферической системе координат, связанной с молекулой; ось z направлена вдоль вектора $\Delta\mathbf{p} = \mathbf{p} - \mathbf{k}$, вектор $\mathbf{E}$ лежит в плоскости xz . В результате расчета получаем

$$\begin{aligned} \alpha^s(\omega') = i^{1-|s|} (\text{sgn } s)^s \frac{S_0 \pi^{3/2}}{(2\omega)^{|s|}} & \left\{ \sum_{l=0}^{\left[\frac{|s|-1}{2}\right]} \frac{i^{2l} E_x^{2l+1} E_z^{|s|-2l-1} E'_x}{2^{2l+1} l! (|s|-2l-1)!} \int_0^\infty dR R^{l+3} e^{-qR} \times \right. \\ & \times \frac{d^{|s|-2l-1}}{d(|\Delta\mathbf{p}|R)^{|s|-2l-1}} \left(\frac{|\Delta\mathbf{p}|R}{2} \right)^{-l-3/2} J_{l+3/2}(|\Delta\mathbf{p}|R) - \\ & - \sum_{l=0}^{\left[\frac{|s|}{2}\right]} \frac{i^{2l} E_x^{2l} E_z^{|s|-2l} E'_z}{2^{2l} l! (|s|-2l)!} \int_0^\infty dR R^{l+3} e^{-qR} \times \\ & \times \frac{d^{|s|-2l+1}}{d(|\Delta\mathbf{p}|R)^{|s|-2l+1}} \left(\frac{|\Delta\mathbf{p}|R}{2} \right)^{-l-1/2} J_{l+1/2}(|\Delta\mathbf{p}|R) \left. \right\} \frac{\omega' + s\omega}{\omega'}, \end{aligned} \quad (25)$$

где $\left[\frac{|s|}{2}\right]$ — целая часть числа $\frac{|s|}{2}$.

При рассмотрении процессов, не сопровождающихся переходом электрона с атома A на атом B , учтем, что $\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_2 = \lambda\mathbf{E}$, $\lambda = [M_A(N_B - Z_B) - M_B \times (N_A - Z_A + 1)]/(M_A + M_B)$ (7), $b = b' = 0$ (13) и, следовательно,

$$c = a = -\lambda \frac{\Delta\mathbf{p}\mathbf{E}}{\mu\omega^2}, \quad c' = a' = -\lambda \frac{\Delta\mathbf{p}\mathbf{E}'}{\mu\omega'^2}, \quad \varphi = \varphi' = \frac{\pi}{2}. \quad (26)$$

Зависимость матричного элемента перехода $V_{21} = \langle \psi_2^A | V | \psi_1^A \rangle$ от межъядерного расстояния R связана с поляризацией иона A^- налетающим атомом B и при небольших $|\Delta\mathbf{p}|$ имеет вид [6]

$$V_{21} = V_{21}^0 + \frac{\chi E}{R^2}, \quad V'_{21} = V'_{21}{}^0 + \frac{\chi E'}{R^2}. \quad (27)$$

Не зависящее от R слагаемое в (27) характеризует процессы поглощения и испускания света ионом A^- . Зависящее от R слагаемое в (27) учитывает влияние столкновений на излучение комбинационных линий. Форма линии излучения в области частот $\omega' \sim |\varepsilon_1 - \varepsilon_2 - s\omega|$ определяется величиной интеграла

$$\left\langle |e^{i\Delta\mathbf{p}R}| \frac{1}{R^2} \right\rangle \sim \frac{1}{|\Delta\mathbf{p}|} \quad (28)$$

и с учетом ширины атомных уровней γ имеет типичный лоренцевский вид $(|\varepsilon_1 - \varepsilon_2 - s\omega - \omega'|^2 + \gamma^2)^{-1}$.

Из полученных результатов следует, что в случае столкновения, сопровождающегося перераспределением частиц (перезарядка), вид спектра излу-

чения существенным образом зависит от динамики столкновения и квантовости процесса (следует подчеркнуть, что для реакции $A^+ + A \rightarrow A + A^+$ в резонансном поле излучения эта зависимость имеет качественно иной характер [3]). В отсутствие перезарядки форма линии приобретает типичные черты столкновительного уширения. Таким образом, в спектре излучения сильно проявляются индивидуальные особенности столкновительного процесса.

Литература

- [1] В. С. Лисица, С. И. Яковленко. ЖЭТФ, 66, 1550, 1974.
- [2] Г. Ф. Друкарев, А. А. Михайлов. Опт. и спектр., 37, 384, 1974.
- [3] С. И. Ветчинкин, В. Л. Бахрах, И. М. Уманский. Опт. и спектр., 44, 857, 1978.
- [4] Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. «Наука», М., 1979.
- [5] Г. Бейтмен, А. Эрдейи. Высшие трансцендентные функции, ч. II. «Наука», М., 1974.
- [6] Б. М. Смирнов. Асимптотические методы в теории атомных столкновений. Атомиздат, М., 1973.

Поступило в Редакцию 5 ноября 1980 г.