

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ КЛАССИЧЕСКОГО ГАРМОНИЧЕСКОГО ОСЦИЛЛЯТОРА В ПОЛЕ СЛУЧАЙНОЙ СИЛЫ

Ю.А. Выжол<sup>1</sup>, Л.Г. Козлова<sup>1</sup>, И.А. Муленко<sup>1</sup>, А.Л. Хомкин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Николаевский государственный университет им. В.А. Сухомлинского  
Украина

<sup>2</sup>Объединенный институт высоких температур РАН (Москва)  
Россия

Поступила в редакцию 04.04.2012

В рамках модели классического линейного гармонического осциллятора рассчитана спектральная интенсивность излучения высоковозбужденного (ридберговского) атома, испытывающего упругие столкновения с нейтральными атомами с учетом корреляции столкновений. Рассмотрены приближения мгновенного и протяженного во времени действия случайной силы. Получены предельные соотношения для тормозного излучения при столкновениях с атомами и излучения гармонического осциллятора без введения предположения о наличии силы трения, связанной со столкновениями.

**Ключевые слова:** случайная сила, интенсивность излучения, ридберговский атом, гармонический осциллятор.

У рамках моделі класичного лінійного гармонічного осцилятора розрахована спектральна інтенсивність випромінювання високозбудженого (рідбергівського) атома, що випробовує пружні зіткнення з нейтральними атомами з урахуванням кореляції зіткнень. Розглянуті наближення миттєвої і протяжної в часі дії випадкової сили.

**Ключові слова:** випадкова сила, інтенсивність випромінювання, рідбергівський атом, гармонічний осциллятор.

In the framework of the model of classical linear harmonic oscillator is calculated spectral intensity of a highly excited (Rydberg) atoms undergoing elastic collisions with neutral atoms, taking into account the correlation of collisions. We consider the approximation of instant and extended in the time of the random force.

**Keywords:** random force, intensity, Rydberg atom, harmonic oscillator.

### ВВЕДЕНИЕ

Важной характеристикой, позволяющей судить о процессах, происходящих в плазме, является интенсивность её собственного излучения, в частности интенсивность тормозного излучения электрона. Классический способ вычисления интенсивности тормозного излучения электрона в плазме основан на применении закона Кирхгофа и выражения для коэффициента поглощения электромагнитных волн в слабоионизованной плазме [1, 2]. В работе [3] выражение для интенсивности тормозного излучения электромагнитных волн свободным электроном, упруго сталкивающегося с тяжелыми атомами было получено непосредственно из анализа временной эволюции ускорения электрона вдоль траектории движения.

В настоящей работе, используя подход [3], нами рассмотрена задача о расчете интенсив-

ности излучения электромагнитных волн электроном, который при своем движении совершает гармонические колебания, прерываемые случайными столкновениями с тяжелыми частицами с учетом их интерференции.

С помощью этой модельной задачи можно приближенно описывать электромагнитное излучение слабосвязанного (ридберговского) электрона, движущегося в поле иона и испытывающего случайные столкновения с атомами [3] в слабоионизованной плазме. Эта модель позволяет также описать излучение свободного электрона, движущегося в поле монохроматической электромагнитной волны с частотой  $\omega_0$  и испытывающего случайные столкновения с атомами [4]. Столкновения электрона с атомами будем считать упругими. Плазма предполагается однородной и изотропной. Рассматриваются два случая: приближение мгновенного и протяженного во времени столкновения.

В классической электродинамике энергия, излучаемая электроном в интервале времени  $dt$  определяется соотношением [5]:

$$dE = \frac{2e^2}{3c^3} \ddot{r}^2 dt, \quad (1)$$

где  $\ddot{r}$  – ускорение движущегося электрона,  $e$  – его заряд,  $c$  – скорость света в вакууме.

Спектральная интенсивность излучения выражается соотношением:

$$dE_\omega = \frac{8\pi e^2}{3c^3} |\ddot{r}_\omega|^2 d\omega, \quad (2)$$

где  $|\ddot{r}_\omega|^2$  – квадрат модуля Фурье-образа ускорения.

Систему, состоящую из электрона, иона и находящихся в сфере действия иона атомов будем считать замкнутой. Выделенную из этой системы подсистему ион-электрон будем рассматривать как сильно возбужденный (ридберговский) атом [6].

### ПРИБЛИЖЕНИЕ МГНОВЕННОГО ДЕЙСТВИЯ СЛУЧАЙНОЙ СИЛЫ

Вычисление спектральной плотности излучения электромагнитных волн движущимся зарядом сводится к определению среднего квадрата модуля Фурье-образа ускорения (2).

Пусть электрон между столкновениями совершает гармонические колебания и испытывает случайные упругие столкновения с нейтральными атомами. Скорость электрона в момент времени  $t = 0$  равна  $v_0$ . Движение электрона представим как последовательность чередующихся осцилляций и случайных упругих столкновений. В отсутствие столкновений зависимость скорости электрона от времени  $t$  описывается соотношением:

$$\vec{v} = \vec{v}_0 e^{i\omega_0 t}, \quad (3)$$

где  $\omega_0$  – частота колебаний гармонического осциллятора.

Так как столкновения предполагаются упругими, то скорость электрона не изменяется по абсолютной величине, а ее направление изменяется случайным образом. Случайным образом меняются также интервалы времени между столкновениями (рис. 1).

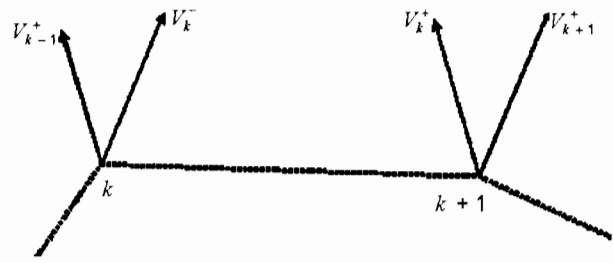


Рис. 1. Траектория электрона. Столкновения происходят в моменты времени  $k$  и  $k + 1$ . Пунктир – гармонические колебания.

Введём ряд обозначений:  $\vec{v}_k^-, \vec{v}_k^+$  – скорости электрона в начальный и конечный моменты интервала времени  $t \in (t_k; t_{k+1})$ ,  $\varphi$  – угол рассеяния. Обозначим скорость электрона перед  $k + 1$ -м столкновением как  $\vec{v}_k^+$ , скорость после  $k + 1$ -го столкновения –  $\vec{v}_{k+1}^-$ . Тогда приращение скорости электрона в момент времени  $t_{k+1}$  будет иметь вид:

$$\Delta \vec{v}_{k+1} = \vec{v}_{k+1}^- - \vec{v}_k^+. \quad (5)$$

Поскольку между  $k$ -м и  $(k + 1)$ -м столкновениями электрон совершает гармонические колебания, то

$$\vec{v}_k^+ = e^{i\omega_0 \tau_k} \vec{v}_k^-, \quad (6)$$

где  $\tau_{k+1} = t_{k+1} - t_k$  – интервал времени между  $k$ -м и  $(k + 1)$ -м столкновениями.

Скорость электрона в момент времени  $t \in (t_k; t_{k+1})$  определяется формулой:

$$\vec{v}_k = \vec{v}_k^- e^{i\omega_0(t-t_k)}, \quad (7)$$

Тогда с учетом столкновения в момент времени  $t_{k+1}$  в интервале времени  $(t_k; t_{k+1}]$  скорость электрона будет иметь вид:

$$\vec{v}_k = \vec{v}_k^- e^{i\omega_0(t-t_k)} + \Delta \vec{v}_{k+1} \theta(t-t_{k+1}). \quad (8)$$

Путём дифференцирования (8) и суммирования по временным интервалам, получим выражение для ускорения электрона как функцию времени:

$$\ddot{r}(t) = \sum_{k=0}^N \left[ i\omega_0 \vec{v}_k^- e^{i\omega_0(t-t_k)} (\theta(t-t_k) - \theta(t-t_{k+1})) + \Delta \vec{v}_{k+1} \delta(t-t_{k+1}) \right], \quad (9)$$

где:  $\theta(x)$  – функция Хэвисайда ( $\theta(x) = 0$  при  $x < 0$  и  $1$  при  $x > 0$ ). Первое слагаемое в квадратных скобках (9) – ускорение при гармонических колебаниях, второе – ускорение, обусловленное мгновенным действием случайной силы.

Выполняя преобразования Фурье формулы (9) и вычисляя величину ей комплексно сопряженную, для квадрата модуля Фурье-образа ускорения получим:

$$\begin{aligned} |\ddot{\vec{r}}_{\omega}|^2 &= \sum_{k=0}^N e^{-i\omega t_k} \left\{ \frac{\omega_0 \vec{v}_k}{\omega - \omega_0} \left[ 1 - e^{-i(\omega - \omega_0)\tau_{k+1}} \right] + \Delta \vec{v}_{k+1} e^{-i\omega \tau_{k+1}} \right\} \times \\ &\times \sum_{j=0}^N e^{i\omega t_j} \left\{ \frac{\omega_0 \vec{v}_j}{\omega - \omega_0} \left[ 1 - e^{i(\omega - \omega_0)\tau_{j+1}} \right] + \Delta \vec{v}_{j+1} e^{i\omega \tau_{j+1}} \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\omega$  – круговая частота.

Излучение электрона определяется усреднённым по всем столкновениям квадратом модуля Фурье-компоненты ускорения. Выражение (10) усредняется как по интервалам времени между столкновениями, так и по направлениям скоростей [3].

В двойной сумме (10) будут встречаться скалярные произведения скоростей, относящихся к различным цугам колебаний и зависящих от разности фаз этих колебаний их изменений при столкновениях. Считая процесс прерывания цуга колебаний случайным, примем, что отличны от нуля только средние значения скалярных произведений вида  $\vec{v}_{k-1}^+ \vec{v}_k^-, \vec{v}_{k+1}^+ \vec{v}_{k+2}^-$ . На этом этапе мы пренебрегаем корреляциями между всеми столкновениями, кроме ближайших к данному. Кроме того, используем соотношения:

$$|\vec{v}_k^+| = |\vec{v}_k^-| = v_0,$$

при всех  $k$ . Изменение скорости электрона в момент  $k + 1$ -го столкновения равно

$$\vec{v}_{k+1}^- = \mu \vec{v}_k^+.$$

Тогда

$$\Delta \vec{v}_{k+1} = -(1 - \mu) \vec{v}_k^+ \langle (\Delta v_k)^2 \rangle = 2v_0^2 (1 - \mu),$$

где  $\mu = \langle \cos \phi \rangle$  – среднее значение косинуса угла рассеяния. Выделив из двойной суммы (10) слагаемые с одинаковыми индексами  $j = k$ , учитывая корреляции только между ближайшими столкновениями и выполняя усреднение по углам рассеяния, получим:

$$\langle |\ddot{\vec{r}}_{\omega}|^2 \rangle = \langle |\ddot{\vec{r}}_{\omega}|_l^2 \rangle + \langle |\ddot{\vec{r}}_{\omega}|_{ll}^2 \rangle, \quad (11)$$

где:

$$\begin{aligned} \langle |\ddot{\vec{r}}_{\omega}|_l^2 \rangle &= \left\langle \sum_{k=0}^N 2\vec{v}_0^2 (1 - \mu) \left\{ \frac{\omega_0^2}{(\omega - \omega_0)^2} \left[ 1 - \cos(\omega - \omega_0)\tau_{k+1} \right] + \right. \right. \\ &\left. \left. + 1 + \frac{\omega_0}{\omega - \omega_0} \left[ 1 - \cos(\omega - \omega_0)\tau_{k+1} \right] \right\} \right\rangle; \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \langle |\ddot{\vec{r}}_{\omega}|_{ll}^2 \rangle &= \left\langle \sum_{k=0}^N 2\vec{v}_0^2 (1 - \mu) \times \right. \\ &\times \left\{ \frac{\omega_0}{\omega - \omega_0} \left[ 1 - \cos(\omega - \omega_0)\tau_{k+1} \right] - \cos(\omega - \omega_0)\tau_{k+2} \right\} \right\rangle \end{aligned} \quad (13)$$

Формула (12) учитывает вклады от всех слагаемых двойной суммы (10) при  $k = j$ , а (13) при  $k = j \pm 1$ . Полное пренебрежение корреляциями между столкновениями обращает выражение (13) в нуль.

Поскольку интервал времени между столкновениями  $\tau_{k+1}$  изменяется случайным образом, то в (12) и (13) необходимо также произвести усреднение по интервалам времени между столкновениями  $\tau_k$ .

Следуя [3], обозначим через  $P_k(t)dt$  вероятность того, что в интервале времени  $(t, t + dt)$  произойдет  $k$ -е столкновение. Тогда вероятность какого-либо столкновения в этом интервале времени будет равна

$$\sum_k P_k(t)dt = vdt = \frac{dt}{\tau}.$$

Вероятность первого столкновения в интервале  $(t, t + dt)$  после данного определяется распределением Пуассона  $P_1(t)dt = e^{-vt}vdt$ . Тогда вероятность  $k$ -го столкновения в интервале  $(t, t + dt)$  дается формулой

$$P_k(t)dt = \frac{(vt)^{k-1}}{(k-1)!} e^{-vt}vdt. \quad (14)$$

В этом случае среднее значение величины  $g(\omega t)$  в момент времени  $t_k$  равно [3]:

$$\langle g(\omega t_k) \rangle = \int_0^{\infty} P_k(t) g(\omega t) dt. \quad (15)$$

Выполняя в (12, 13) усреднение по времени согласно (14, 15) и суммируя по всем столкновениям, получим:

$$\langle |\ddot{\vec{r}}_{\omega}|_l^2 \rangle = 2N\vec{v}_0^2 (1 - \mu) \times \quad (16)$$

$$\times \left[ \frac{\omega_0^2}{(\omega - \omega_0)^2 + v^2} + 1 + \frac{\omega_0(\omega - \omega_0)}{(\omega - \omega_0)^2 + v^2} \right];$$

$$\left\langle \left| \ddot{r}_{\omega} \right|_{\parallel}^2 \right\rangle = 2N\bar{v}_0^2(1-\mu) \times$$

$$\times \left[ \frac{\omega_0(\omega - \omega_0)}{(\omega - \omega_0)^2 + v^2} - \frac{v^2}{(\omega - \omega_0)^2 + v^2} \right]. \quad (17)$$

Складывая (16) и (17), окончательно получим следующее выражение для среднего квадрата Фурье-образа ускорения электрона, совершающего гармонические колебания и случайные мгновенные столкновения:

$$\left\langle \left| \ddot{r}_{\omega} \right|^2 \right\rangle = \frac{2N\bar{v}_0^2\omega^2(1-\mu)}{(\omega - \omega_0)^2 + v^2}. \quad (18)$$

Величина  $v$ , встречающаяся в выражениях (15 – 18) есть средняя частота столкновений электрона с атомами. Подставив (18) в (2) и поделив на время наблюдения  $T = N/v$ , получим выражение для энергии, излучаемой в единицу времени электроном, совершающим гармонические колебания и случайные мгновенные столкновения: в интервале частот от  $\omega$  до  $\omega + d\omega$ :

$$dE_{\omega} = \frac{16\pi e^2 v_0^2 v (1-\mu)}{3c^3} \frac{\omega^2}{(\omega - \omega_0)^2 + v^2} d\omega. \quad (19)$$

Расчет спектральной интенсивности излучения гармонического осциллятора в поле случайной силы можно провести с учётом корреляций между всеми столкновениями ( $k = 1, 2, \dots, N$ ). В этом случае средние значения скорости электрона после  $k + 1$ -го столкновения  $\bar{v}_{k+1}^-$  и изменения скорости (5) при фиксированном направлении скорости до столкновения  $\bar{v}_k^+$  равны:

$$\langle \bar{v}_{k+1}^- \rangle = \mu v_k^+, \quad \langle \Delta \bar{v}_k \rangle = -(1-\mu)\bar{v}_k^+. \quad (20)$$

Последовательно свертывая выражения вида  $(\Delta v_k \cdot \Delta v_0)$ , усредняя по направлениям  $v_{k+1}$ , при фиксированных значениях  $v_k, v_{k-1}, \dots, v_0$ , затем при фиксированных  $v_{k-1}, \dots, v_{k-2}, \dots, v_0$  и т.д., получим для среднего значения коррелятора скорости следующее выражение [3]:

$$\langle (\Delta \bar{v}_k \Delta \bar{v}_0) \rangle = -(1-\mu)^2 \mu^{k-1} v^2. \quad (21)$$

При  $N \rightarrow \infty$  корреляции между далекими столкновениями исчезают, так как  $\mu^{k-1} \rightarrow 0$  при больших значениях  $k$ . Если теперь провести рассуждения, аналогичные предыдущим, отказавшись от предположения о том, что отличны от нуля лишь средние значения скалярных произведений вида  $\bar{v}_{k-1}^+ \bar{v}_k^-$ ,  $\bar{v}_k^+ \bar{v}_{k+1}^-$ ,  $\bar{v}_{k+1}^+ \bar{v}_{k+2}^-$ , ..., то из (10) получим выражение:

$$dE_{\omega} = \frac{16\pi e^2 v_0^2 v_{\text{эфф}}}{3c^3} \frac{\omega^2}{(\omega - \omega_0)^2 + v_{\text{эфф}}^2} d\omega, \quad (22)$$

аналогичное (19), в котором  $v_{\text{эфф}} = (1-\mu)v$ .

Формулы (19), (22) содержат все известные предельные соотношения: 1) при  $\omega_0 = 0$ , т.е. в отсутствие гармонических колебаний, мы приходим к известному соотношению для спектральной плотности энергии тормозного излучения свободного электрона, совершающего случайные столкновения с атомами [3]; 2) при  $\omega \rightarrow \omega_0$  получается значение  $dE_{\omega}$ , которое совпадает с аналогичным значением энергии излучения гармонического осциллятора с затуханием.

Исследуем характеристики спектрального контура (19). В целях сокращения записи и удобства построения графиков, введём безразмерную функцию:

$$f(\omega) = \frac{dE_{\omega}}{d\omega} \frac{3c^3}{16\pi e^2 v_0^2 v}. \quad (23)$$

В результате чего, имеем:

$$f(\omega) = \frac{\omega^2}{(\omega - \omega_0)^2 + v^2}. \quad (24)$$

Здесь частота столкновений  $n$  выступает как некоторое эффективное затухание. Сравним с аналогичным выражением для гармонического осциллятора с затуханием:

$$f_{\text{ос}}(\omega) = \frac{\omega_0^2}{(\omega - \omega_0)^2 + v^2}. \quad (25)$$

Функция (24) имеет максимум в точке  $\omega = \omega_0 + v^2/\omega_0$ , который смещён относительно максимума выражения (25) на величину  $v^2/\omega_0$ . Таким образом, чем больше отношение

$v^2/\omega_0$ , тем сильнее максимум функции (24) смещён в сторону больших частот по отношению к максимуму спектральной плотности излучения обычного гармонического осциллятора с затуханием. Само значение функции  $f(\omega)$  в точке максимума также превосходит значение  $f_{\text{осц}}(\omega)$  и равно:

$$f_{\text{max}}(\omega) = 1 + \frac{\omega_0^2}{v^2}. \quad (26)$$

Кроме эффектов смещения максимума функции  $f(\omega)$  и возрастания его по абсолютной величине, по сравнению с аналогичными параметрами для спектрального контура осциллятора с затуханием, действие случайной силы приводит также к уширению спектральной линии. Ширина спектральной линии осциллятора с затуханием  $\Delta\omega_{\text{осц}} = 2\nu$ , в случае же когда мы рассматриваем движение электрона под действием случайных сил в поле

иона, то:  $\Delta\omega_{\text{loc}} = 2\nu \frac{\omega_0^2 + v^2}{\omega_0^2 - v^2}$ .

Как явствует из предыдущих рассуждений, параметры спектрального контура (24) существенным образом зависят от отношения  $\nu/\omega_0$ . На рис. 2. представлена зависимость спектральной плотности  $f(\omega)$ , как функции безразмерной частоты  $\tilde{\omega} = \omega/\omega_0$  для различных значений безразмерной частоты  $\nu^* = \nu/\omega_0$ .

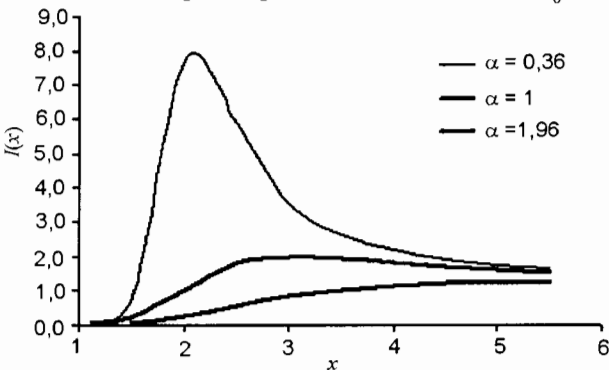


Рис. 2. Спектральная плотность излучения гармонического осциллятора под действием случайной силы в приближении мгновенных столкновений ( $\omega_0$  – частота колебаний гармонического осциллятора,  $\nu$  – частота столкновений,  $x = \omega/\omega_0$ ,  $\alpha = \nu/\omega_0$ ).

С ростом отношения  $\nu/\omega_0$  высота максимума функции  $f(\omega)$  быстро уменьшается, максимум смещается в сторону больших частот, ширина спектрального контура также возрастает и при  $\omega_0 = \nu$ ,  $\Delta\omega_x = \infty$ , т.е. спектральная

линия гармонического осциллятора исчезает, если частота столкновений электрона с атомами  $\nu$  станет равной частоте его гармонических колебаний  $\omega_0$  (частоте обращения по атомной орбите).

### ПРИБЛИЖЕНИЕ ПРОТЯЖЕННОГО ВО ВРЕМЕНИ ДЕЙСТВИЯ СЛУЧАЙНОЙ СИЛЫ

Важной характеристикой всякой излучательной системы является интегральная интенсивность её излучения:

$$I = \int_0^{\infty} E_{\omega} d\omega, \quad (27)$$

где  $E_{\omega}$  – спектральная плотность электромагнитного излучения. Подстановка (19) в (27) приводит к нефизической расходимости интеграла. Максимальная частота, на которой может излучать электрон, движущийся со скоростью  $x$ , определяется соотношением:

$$\eta\omega_{\text{max}} = mv^2/2. \quad (26)$$

Подстановка  $\omega_{\text{max}}$  в (27) в верхний предел интегрирования устраняет расходимости интеграла (27) с подынтегральной функцией (19) (или (22)).

Причина возникновения этой расходимости связана с предположением о мгновенности процесса столкновения электрона с атомом. Если предположить, что атомы имеют конечные размеры, то можно ввести некоторое характерное время, в течение которого на электрон будет действовать случайная сила (продолжительность столкновения):

$$\tau = a/v, \quad (29)$$

где  $a$  – размер атома,  $v$  – скорость электрона.

Атомы можно считать неподвижными ввиду их большой массы. Учёт конечности времени взаимодействия позволяет устранить расходимость интеграла (27).

Конечность времени действия случайной силы можно учесть путем введения вместо  $\delta$ -функции в (9) множителя вида

$$\frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} e^{-(t-t_0)^2/\tau^2}$$

таким образом, чтобы при обратном предельном переходе  $\tau \rightarrow 0$ , вновь получить приближение мгновенного действия случайной силы. Тогда ускорение электрона как функция времени преобразуется к виду:

$$\ddot{r}(t) = \sum_{k=0}^N \left\{ i\omega_0 \bar{v}_k e^{i\omega_0(t-t_k)} [\theta(t-t_k) - \theta(t-t_{k+1})] + \frac{\Delta \bar{v}_{k+1}}{\sqrt{\pi\tau}} e^{-(t-t_{k+1})^2/\tau^2} \right\}. \quad (30)$$

В этом случае вычисления, аналогичные проведенным выше, дают для среднего квадрата Фурье-образа ускорения следующее выражение:

$$\langle |\ddot{r}_\omega|^2 \rangle = \frac{2Nv_0^2}{(\omega - \omega_0)^2 + v^2} \left\{ \omega_0 + (\omega - \omega_0) e^{(\omega\tau/2)^2} \right\}^2. \quad (31)$$

Если положить  $\tau = 0$ , то придём к выражению (19). Экспоненциальный множитель во втором слагаемом приводят к тому, что выражение (31) стремится к нулю, при  $\omega \rightarrow \infty$ .

Выражение для энергии, излучаемой рассматриваемой системой в единицу времени в интервале частот  $(\omega; \omega + d\omega)$  имеет вид:

$$dE'_\omega = \frac{16\pi e^2 v_0^2 v}{3c^3 [(\omega - \omega_0)^2 + v^2]} \times \left\{ \omega_0 + (\omega - \omega_0) e^{-(\omega\tau/2)^2} \right\}^2 d\omega. \quad (32)$$

Теперь интеграл (27) с  $dE'_\omega$  из (32) является сходящимся. Если опять ввести безразмерную

функцию  $f(\omega) = \frac{dE'_\omega}{d\omega} \frac{3c^3}{16\pi e^2 v_0^2 v}$ , то она отличает

от (24) тем, что стремится к нулю на бесконечности, в то время как  $f(\omega)$  из (24) стремится к единице. Учёт конечности времени взаимодействия приведёт к тому, что смещение максимума и его высота по сравнению с соответствующими параметрами спектрального контура для гармонического осциллятора, будут несколько иными, чем полученные нами результаты. Уменьшится также ширина линии. И в пределе бесконечно большого времени  $\tau$  (фактически – отсутствие действия случайной силы), мы придём к выражению для энергии излучения гармонического осциллятора с затуханием.

Графики зависимости спектральной плотности от частоты для различных  $v$  и  $\tau$  приведены на рис. 3а, б.

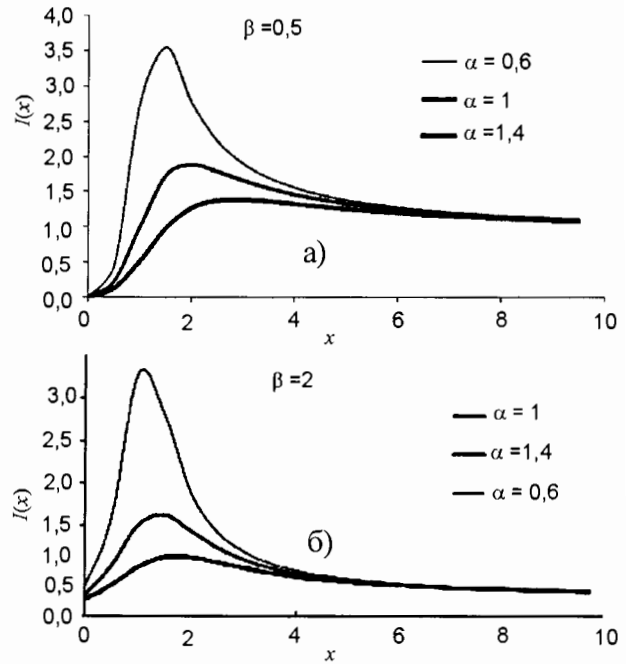


Рис. 3. Спектральная плотность излучения гармонического осциллятора в приближении конечности времени действия случайной силы ( $\omega_0$  – частота колебаний гармонического осциллятора,  $v$  – частота столкновений,  $\tau$  – время столкновения,  $x = \omega/\omega_0$ ,  $\alpha = v/\omega_0$ ,  $\beta = \beta_0\tau$ ).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные в данной работе выражения (19) и (32) описывают все известные предельные случаи излучения классического электрона, совершающего гармонические колебания, прерываемые упругими столкновениями и не содержат расхождений при больших частотах. Они могут оказаться полезными для понимания закономерностей излучения слабо связанных электронов в плотной слабоионизованной плазме. За последние два десятилетия наиболее изученными из них являются ридберговские состояния атомов и молекул [6, 8 – 11], спектральные термы которых определяются формулой Ридберга. Конечно, истинно ридберговским является только атом водорода в любом квантовом состоянии [6, 8]. Однако, с ростом главного квантового числа  $n$ , состояния высоковозбужденных атомов (и молекул) все более приближаются по своим характеристикам к ридберговским. Эффективный радиус боровской орбиты растет, как  $\sim a_0 n^2$  ( $a_0$  – боровский радиус). В то же время ридберговские состояния являются чрезвычайно долгоживущими. Характерное время их распада растет, как  $\sim n^5$  (для S-состояний). Для состояний с отличным от нуля орбиталь-

ным моментом порядок роста этих величин значительно увеличивается. Поэтому для изучаемых в настоящее время состояний с  $n = 10 \div 100$  и  $l = 0, 1, 2$  ( $s, p, d$ ) характерные размеры ридберговских атомов составляют  $\sim(10^2 \div 10^5) \cdot a_0$ . В слабоионизованной плазме внутри ридберговской сферы может оказаться достаточное количество нейтральных атомов данного элемента в основном состоянии. Столкновение электрона с этими атомами приводит к мгновенному (или протяженному во времени) сбою фазы колебаний и излучению, что в конечном итоге может определить непрерывный характер спектра излучения электрона, близкий к (19) или (32). Более точный результат, содержащий линии дискретного спектра в инфракрасном и радиочастотном диапазоне может быть получен при решении соответствующей квантово-механической задачи.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Украины: государственная тема “Теоретические исследования термодинамических и кинетических процессов в неидеальной плазме и твердом теле”.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bekefi G., Hirshfield I.L., Brown S.C.//Phys. Fluids. – 1961. – Vol. 4, № 2. – P. 173.
2. Гинсбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – Физматгиз, 1960.
3. Райзер Ю.П.//ПМТФ. – 1964. – № 5. – С. 149
4. Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А. Высокочастотный емкостной разряд. Физика. Техника эксперимента. Приложения. – М.: Наука, 1995.

5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. – М.: Наука, 1967.
6. Бетеров И.М., Лернер Б.П.//УФН. – 1989. – Т. 159, №4. – С. 665-711.
7. Диагностика плазмы/Под. ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. – М.: Мир, 1967.
8. Делоне Н.Б. Ридберговские атомы. – Сорос //Обр. журн. – 1998. – № 4. – С.64.
9. Бетеров И.М., Рябцев И.И.//Письма в ЖЭТФ. – 1994. – Т. 59, № 2. – С.91.
10. Бетеров И.М., Рябцев И.И.//Письма в ЖЭТФ. – 1998. – Т.69, № 6. – С.413.
11. Дербов В.Л., Тепер Н.И.//Радиофизика и электроники. – 2008. – Т.13, № 1. – С.105.

#### LITERATURA

1. Bekefi G., Hirshfield I.L., Brown S.C.//Phys. Fluids. – 1961. – Vol. 4, № 2. – P. 173.
2. Ginsburg V.L. Rasprostranenie elektromagnitnyh voln v plazme. – Fizmatgiz, 1960.
3. Rajzer Yu.P.//PMTF. – 1964. – № 5. – S. 149
4. Rajzer Yu.P., Shnejder M.N., Yacenko N.A. Vysokochastotnyj emkostnoj razryad. Fizika. Tehnika eksperimenta. Prilozheniya. – М.: Nauka, 1995.
5. Landau L.D., Lifshic E.M. Teoriya polya.– М.: Nauka, 1967.
6. Beterov I.M., Lerner B.P.//UFN.–1989.– Т. 159, № 4. – S. 665-711.
7. Diagnostika plazmy/Pod. red. R. Haddlstouna i S. Leonarda. – М.: Mir, 1967.
8. Delone N.B. Ridbergovskie atomy. – Soros// Obr. zhurn. – 1998. – № 4. – S.64.
9. Beterov I.M., Ryabcev I.I.//Pisma v ZhETF. – 1994. – Т. 59, № 2. – S.91.
10. Beterov I.M., Ryabcev I.I.//Pisma v ZhETF. – 1998. – Т.69, № 6. – S.413.
11. Derbov V.L., Teper N.I.//Radiofizika i elektronika. – 2008. – Т.13, № 1. – S.105.