

Электронные и ионные пучки

УДК 539.186.2

Тормозное излучение проходящих через слой рассеивающих центров заряженных частиц, падающих на потенциальный барьер внешнего квазистационарного квазиоднородного электрического поля

Т. В. Бондарева, В. И. Крылов

Рассмотрено дифференциальное сечение тормозного излучения электронов в однородном электрическом поле и в поле N рассеивающих центров. Основное отличие данной работы — учет вклада в тормозное излучение отраженных от потенциального барьера внешнего электрического поля частиц. Анализ полученного сечения показал, что оно имеет сложную осцилляционную структуру, которая отличается от структуры сечений, полученных ранее.*

PACS: 79.20.Rf

Ключевые слова: тормозное излучение, внешнее поле, упорядоченный слой рассеивающих центров, интерференция электронов, суперпозиция движений.

Введение

При столкновении заряженных частиц друг с другом в однородном электрическом поле, даже слабом по сравнению с атомным, дифференциальное сечение тормозного излучения, найденное в дипольном приближении, может заметно отличаться от сечения, определенного для случая, когда такое поле отсутствует [1—3]. При этом считалось [1—3], что во внешнем поле, которое значительно слабее атомного, основной вклад в сечение рассматриваемого процесса дают фотоны, возникающие при кулоновом взаимодействии частиц. Роль же внешнего поля заключалась только в изменении пространственного распределения среднего электрического заряда рассеивающихся частиц при их отражении от потенциального барьера внешнего поля. Вкладом же в излучение фотона непосредственного движения частицы в однородном поле пренебрегалось.

Позднее было установлено [4], что учет вклада в тормозное излучение такого движения (квантовый аналог равноускоренного движения) электронов и в слабом (по сравнению с атомным) внешнем однородном поле также может приводить к заметному изменению сечений тормозного излучения по сравнению с ранее найденными значениями, в том числе и в работах [1—3].

Следует отметить, что в работе [4] сечение тормозного излучения определялось для интервалов энергий ускоряемых электронов, при которых они при рассеянии на кулоновых центрах не могли отражаться от потенциального барьера однородного поля. Однако, как уже было отмечено, именно такое отражение [1—3] может давать наибольший вклад в изменение тормозного излучения по сравнению с излучением при рассеянии точечных зарядов друг на друге при отсутствии однородного поля.

Ниже рассматривается случай, когда однородное внешнее поле не ускоряет электроны сразу после их имитирования источником, а, в отличие от данных работ [1—3], замедляет. Это позволяет учесть при рассеянии электронов на двухмерной упорядоченной структуре кулоновых центров вклад в тормозное излучение как отраженных от потенциального барьера однородного электрического поля частиц, так и суперпозиции двух движений [4], а именно, движения в однородном поле (квантовый аналог равноускоренного движения) и движения, вызванного столкновением с рассеивающими центрами.

Бондарева Татьяна Валерьевна, зав. кабинетом.
Дальневосточный государственный гуманитарный университет.
Россия, 680000, г. Хабаровск, ул. Карла Маркса, 68.
Тел. (4212) 30-45-04. Факс (4212) 21-01-00.

Крылов Владимир Иванович, профессор.
Тихоокеанский государственный университет.
Россия, 680035, г. Хабаровск, ул. Тихоокеанская, 136.
E-mail: krylov_vladimir@mail.ru

Статья поступила в редакцию 15 сентября 2010 г.

* См. также Прикладная физика. 2007. № 1. С. 28.

Постановка задачи и основные результаты

Пусть квазистационарное квазиоднородное электрическое поле с напряженностью $\vec{\epsilon}$ (нормальной к его границе) находится в полупространстве с z -ми координатами точек, удовлетворяющих неравенству $z < L$, где L — расстояние от плоскости ($z = 0$) рассеивающих кулоновых центров до границы внешнего поля, которая также является источником моноэнергетического потока электронов, падающих на такие центры. Ось z декартовой системы координат x, y, z выбираем направленной антипараллельно напряженности $\vec{\epsilon}$ однородного поля: $\vec{\epsilon} = (0, 0, -\epsilon)$. Квазистационарность поля определяется тем, что характерное время пролета электронов от слоя рассеивающих центров до точки отражения от потенциального барьера однородного поля ($\approx \sqrt{m_e E_z} / |e\epsilon| l$, здесь используем общепринятые единицы) будет значительно меньше характерного времени изменения поля T :

$$\sqrt{m_e E_z} / |e\epsilon| l \ll T. \tag{1}$$

Причем под T можно понимать и время регистрации тормозного излучения в эксперименте.

Следовательно, величина ϵ ограничена снизу условием (1). Кроме того, так как область локализации фотона вдоль $\vec{\epsilon}$ порядка $1/k_{\Phi z}$, то ограниченным снизу будет и величина $k_{\Phi z}$: $k_{\Phi z} \gg 1/L$. Считаем, что кулоновы центры находятся в точках пространства с координатами $\vec{r}_{n_1, n_2} = (n_1 a_x, n_2 a_y, 0)$, где n_1, n_2 — целые числа, a_x и a_y — периоды двумерной кристаллической решетки (для простоты считаем, что базисные векторы слоя рассеивающих центров параллельны осям x и y и, соответственно, равны $a_x \vec{i}$ и $a_y \vec{j}$). Взаимодействие электронов с рассеивающими центрами такого слоя рассматриваем как возмущение.

Волновые функции, описывающие начальное и конечное состояния электронов, выберем в виде:

$$\Psi_{\vec{k}_{i,f}} = \frac{A_{i,f}}{\sqrt{L_x L_y}} e^{i\vec{k}_{i,f} \cdot \vec{r}} Ai(-S_{i,f}), \tag{2}$$

где $S_{i,f} = \frac{z}{l} + \frac{E_{z_{i,f}}}{|e\epsilon| l}$, $l = (\hbar^2 / 2m_e |e\epsilon|)^{1/3}$;

e, m_e — заряд и масса электрона;
 E_{zf}, E_{zi} — энергии продольного (невозмущенного) движения электрона в однородном поле в конечном и начальном состояниях, соответственно;

A_f — нормировочная постоянная, выбираемая из условия нормировки Ψ_f на нормировочный объем $L_x L_y L$;

A_i — нормировочная постоянная, выбираемая из условия равенства единице плотности потока падающих электронов;

$\vec{k}_{f\perp}$ и $\vec{k}_{i\perp}$ — волновые векторы, определяющие поперечный (относительно $\vec{\epsilon}$) импульс электронов конечного и начального состояний, соответственно;

$Ai(-S) = [1/(2\sqrt{\pi})] \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(i\left[S\xi - \xi^3/3\right]\right) d\xi$ — функция Эйри, асимптотически стремящаяся к нулю при $z \ll -1$.

Сечение тормозного излучения будем определять в Борновском приближении в соответствии с формулой

$$d\sigma = \frac{2\pi}{\hbar} |\hat{V}_{\Phi fi}|^2 \delta(E_f - E_i) d\nu, \tag{3}$$

где $\hat{V}_{\Phi} = -\frac{e}{m_e c} \sqrt{\frac{2\pi c \hbar}{k_{\Phi} V}} \vec{e}^* e^{-i\vec{k}_{\Phi} \cdot \vec{r}} \hat{p}$;

$$E_f = \hbar^2 k_{\perp f}^2 / (2m_e) + E_{zf} + \hbar\omega;$$

$$E_i = \hbar^2 k_{\perp i}^2 / (2m_e) + E_{zi};$$

ω, \vec{k}_{Φ} и \vec{e} — частота, волновой вектор излучаемого фотона и вектор поляризации фотона;

V — нормировочный объем;

$$d\nu = \frac{L_x L_y V}{8\pi^3} \frac{d^3 \vec{k}_{\Phi} d^2 \vec{k}_{f\perp} dE_{zf}}{4\pi^3 |e\epsilon| l^2 |A_f|^2} \text{ — число состояний, в которые переходят излученный фотон и рассеянный электрон, отнесенное к объему } d^3 \vec{k}_{\Phi}$$

(\vec{k}_{Φ} -пространства), к интервалу энергии dE_{zf} и площади $d^2 \vec{k}_{f\perp}$ в $\vec{k}_{f\perp}$ -пространстве.

Величина $\hat{V}_{\Phi fi}$ определяется матричным элементом

$$(e^{-i\vec{k}_{\Phi} \cdot \vec{r}} \hat{p})_{fi} = \iiint \Psi_f^* e^{-i\vec{k}_{\Phi} \cdot \vec{r}} \hat{p} \Psi_i d^3 \vec{r} + \iiint \Psi_f' e^{-i\vec{k}_{\Phi} \cdot \vec{r}} \hat{p} \Psi_i d^3 \vec{r} + \iiint \Psi_f^* e^{-i\vec{k}_{\Phi} \cdot \vec{r}} \hat{p} \Psi_i' d^3 \vec{r}. \tag{4}$$

Несложные, но достаточно громоздкие расчеты показывают, что интегралы $\iiint (\hat{p} \Psi_i) e^{-i\vec{k}_{\Phi} \cdot \vec{r}} \Psi_f^* d^3 \vec{r}$ и $\iiint \Psi_f^* e^{-i\vec{k}_{\Phi} \cdot \vec{r}} \hat{p} \Psi_i' d^3 \vec{r}$ имеют такой же вид для функций (2), что и в [4], в случае "дипольного приближения вдоль внешнего поля", т. е. когда продольный размер слоя рассеивающих центров значительно меньше $1/k_{\Phi z}$:

$$\begin{aligned} & \iiint (\hat{p}\Psi_i) e^{-i\vec{k}_{\Phi\perp}\vec{r}} \Psi_f^* d^3\vec{r} = \\ & = -\frac{1}{\hbar\omega} \iiint \Psi_i e^{-i\vec{k}_{\Phi\perp}\vec{r}} \hat{p}^* (U\Psi_f^*) d^3\vec{r}; \quad (5) \\ & \iiint \Psi_f^* e^{-i\vec{k}_{\Phi\perp}\vec{r}} \hat{p}\Psi_i d^3\vec{r} = \\ & = \frac{1}{\hbar\omega} \iiint \Psi_f^* e^{-i\vec{k}_{\Phi\perp}\vec{r}} \hat{p}(U\Psi_i) d^3\vec{r}, \end{aligned}$$

где в дальнейшем считаем $U = -\sum_{n_2=0}^{N_y-1} \sum_{n_1=0}^{N_x-1} \times$

$$\times \frac{Ze^2}{|\vec{r} - \vec{r}_{n_1, n_2}|},$$

причем $N = N_x N_y$ — число рассеивающих центров в слое.

Подставляя (2) в (4) и (5) и используя в (5) асимптотическое представление функции Эйри в виде $S^{-1/4} \sin(2S^{3/2}/3 + \pi/4)$ (в аргументе которой $S^{3/2}$ разлагаем в ряд по степеням z в ряд, что позволяет ввести локальные волновые векторы $\vec{k}_{i,f} = (\vec{k}_{i,f\perp}, \sqrt{2m_e E_{zi,f}}/\hbar)$, а $S^{1/4}$ считаем константой), в конечном итоге получим:

$$\begin{aligned} V_{\Phi fi} = & \frac{A_f^* A_i}{\sqrt{L_x L_y}} \left\{ \frac{2\sqrt{\pi} \pi^2 \hbar}{\sqrt{|k_{\Phi z}|} l} (\vec{e}_{\Phi}^* \vec{\lambda}) e^{ig} \delta(\vec{k}_{f\perp} + \vec{k}_{\Phi\perp} - \vec{k}_{i\perp}) - \right. \\ & \left. - \pi Z e^2 \frac{\sqrt{|e\epsilon|} l}{\omega (E_{zf} E_{zi})^{1/4}} \frac{(1 - e^{-iq_x a_x N_x})}{(1 - e^{-iq_x a_x})} \times \right. \\ & \left. \times \frac{(1 - e^{-iq_y a_y N_y})}{(1 - e^{-iq_y a_y})} \sum_{j=1}^4 \mu_j e^{-i\alpha_j} \frac{(\vec{e}_{\Phi}^* \vec{q}_j)}{q_j^2} \right\}. \quad (6) \end{aligned}$$

При подстановке (6) в (3) в сечении, содержащем квадрат матричного элемента, появляется как $\delta(\vec{k}_{f\perp} + \vec{k}_{\Phi\perp} - \vec{k}_{i\perp})$, так и выражение

$$\frac{\sin^2 \frac{N_x q_x a_x}{2} \sin^2 \frac{N_y q_y a_y}{2}}{\sin^2 \frac{q_x a_x}{2} \sin^2 \frac{q_y a_y}{2}}, \quad (7)$$

где $\vec{q}_{\perp} = (\vec{k}_{f\perp} + \vec{k}_{\Phi\perp} - \vec{k}_{i\perp})$.

Считая число рассеивающих центров макроскопическим, получаем в пределе $N_{x,y} \rightarrow \infty$ из (7) сумму двухмерных дельта-функций: $N_x N_y 4\pi^2 (a_x a_y)^{-1} \sum_{s_y=-\infty}^{\infty} \times$

$\times \sum_{s_x=-\infty}^{\infty} \delta(q_x - 2s_x \pi/a_x) \delta(q_y - 2s_y \pi/a_y)$ [4]. После

интегрирования по $\vec{k}_{f\perp}$, E_{zf} и суммированию по вектору поляризации фотона определяем удельное (на единицу площади слоя рассеивающих центров)

сечение $d\sigma_{\omega,0}$ (в дальнейшем используем атомные единицы с масштабом длины $\hbar^2/m_e e^2$), отнесенное к интервалу частоты $d\omega$ и элементу телесного угла $d\Omega$ вектора \vec{k}_{Φ} :

$$\begin{aligned} d\sigma_{\omega,0} = & \alpha^2 \left\{ \frac{[\vec{n}, \vec{\lambda}]^2}{(2\epsilon)^{1/3} \pi |\cos \theta_{\Phi}|} - \right. \\ & \left. - \frac{4Z\sqrt{2\alpha}}{(2\epsilon)^{1/6} [a_1 a_2] (E_{zi} E_{zf})^{1/4} \sqrt{\pi\omega |\cos \theta_{\Phi}|}} \times \right. \\ & \times \left[[\vec{n}, \vec{\lambda}_1] [\vec{n}, \vec{k}] \left(\frac{2}{q_z} \sin g \sin(\alpha_i - \alpha_f) - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{2}{Q_z} \sin g \sin(\alpha_i + \alpha_f) \right) + 2\lambda_2 \times \right. \\ & \left. \times \left(\frac{1}{q_z} \sin(\alpha_f - \alpha_i) + \frac{1}{Q_z} \sin(\alpha_i + \alpha_f) \right) \right] + \\ & \left. + \frac{8Z^2 \alpha}{\omega [a_1 a_2]^2 (E_{zi} E_{zf})^{1/2}} \times \right. \\ & \left. \times \left[\frac{1}{q_z^2} \sin^2(\alpha_f - \alpha_i) + \frac{1}{Q_z^2} \sin^2(\alpha_i + \alpha_f) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{2}{q_z Q_z} (\sin^2 \alpha_i - \sin^2 \alpha_f) \right] \sin^2 \theta_{\Phi} \right\} d\omega d\Omega, \quad (8) \end{aligned}$$

где α — так называемая постоянная тонкой структуры;

$$\vec{\lambda} = \vec{\lambda}_1 - i\vec{k}\lambda_2 e^{-ig};$$

$$\vec{\lambda}_1 = \frac{\vec{k}_{i\perp}}{(2\epsilon)^{1/3}} - \frac{1}{2(2\epsilon)^{1/3}} \left(k_{\Phi z} + \frac{E_{zf} - E_{zi}}{k_{\Phi z}} \right) \vec{k};$$

$$\lambda_2 = 2\sqrt{\frac{2\pi\alpha |\cos \theta_{\Phi}|}{\omega}} \frac{Z_1 (2\epsilon)^{1/6}}{a_x a_y b (E_{zf} E_{zi})^{1/4}} \times$$

$$\times \left[\frac{2}{q_z^2} \left(\sin \frac{bq_z}{2} - \frac{bq_z}{2} \cos \frac{bq_z}{2} \right) \sin(\alpha_2) - \right.$$

$$\left. - \frac{2}{Q_z^2} \left(\sin \frac{bQ_z}{2} - \frac{bQ_z}{2} \cos \frac{bQ_z}{2} \right) \sin(\alpha_1) \right],$$

$$q_z = k_{zf} - k_{zi}, \quad Q_z = k_{zf} + k_{zi},$$

$$\vec{n} = (\sin \theta_{\Phi}, \cos \varphi_{\Phi}, \sin \theta_{\Phi}, \sin \varphi_{\Phi}, \cos \theta_{\Phi}),$$

$$k_{zf} = \sqrt{2E_{zf}}, \quad E_{zf} = E_{zi} - \omega, \quad E_{zi} = \frac{k_{zi}^2}{2},$$

$$g = \frac{1}{\epsilon} \left[E_{zf} k_{\Phi z} - \frac{k_{\Phi z}^3}{24} - \frac{1}{2} k_{\Phi z} \omega + \frac{\omega^2}{2k_{\Phi z}} \right],$$

$dO = \sin \theta_\phi d\theta_\phi d\varphi_\phi$ — элемент телесного угла, в котором находится волновой вектор излучаемого фотона. Кроме того, теперь значения $s_{x,y}$ ограничены условием применимости асимптоты функции Эйри, а именно ее аргумент должен быть значительно больше единицы, т. е. $E_{zf,s_{x,y}}^{3/2} / \varepsilon \gg 1$.

Первое слагаемое в $d\sigma_{\omega,O}$ определяет сечение тормозного излучения, вызванное ускорением электрона во внешнем поле; второе — определяет вклад в тормозное излучение суперпозиции движений во внешнем поле и в поле рассеивающих центров и сечением не является; третье — является сечением тормозного излучения, связанного с движением электрона в поле рассеивающих центров.

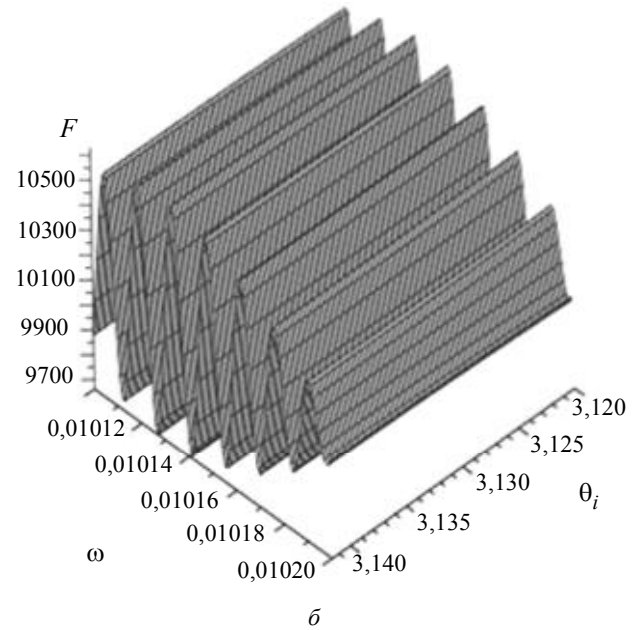
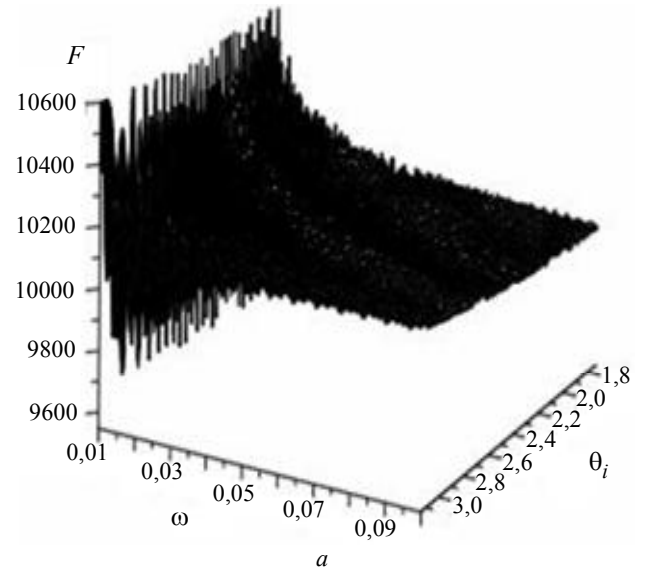
Анализ результатов и обсуждение

Учитывая громоздкость полученного выражения (8), анализ сечения проведем численными методами, строя поверхности $F = d\sigma_{\omega,O} / d\omega dO$ как функции от θ_i, ω , так и функции от $\theta_\phi, \varphi_\phi$ (единицы измерения углов выбираем в радианах). Остальные параметры, от которых зависит сечение, задаем следующими значениями: $\varepsilon = 0,001$, $\omega = 0,01$, $\varphi_i = 0$, $k_i = 20$, $Z = 1$, $\vec{a}_1 = [1, 0, 0]$, $\vec{a}_2 = [0, 1, 0]$, $L_1 = 100$, $L_2 = \infty$.

На рис. 1 показана функция $F(\omega, \theta_i)$: $\theta_i \in (0; 0,9\pi/2)$, $\omega \in (0,01; 0,1)$, причем рис. 1, а соответствует $\theta_i \in (0; 0,2)$, а рис 1, б — $\omega \in (0,01; 0,0102)$. На рисунке видна зависимость сечения от угла θ_i падения пучка электронов на слой рассеивающих центров, который также определяет угол между внешним полем и локальным импульсом электронов вблизи слоя рассеивающих центров, что можно интерпретировать с классической точки зрения большим ускорением электронов при их движении вдоль поля. Вид поверхностей имеет сложную структуру, которая объясняется двумя физическими эффектами: суперпозицией движения электронов во внешнем поле и поле рассеивающих центров, а также интерференцией отраженных от потенциального барьера электронов.

Отметим, что впервые явления, связанные с отражением частиц от потенциального барьера внешнего квазиоднородного квазистационарного электрического поля были обнаружены при осцилляциях сечений как функций частоты поглощаемого отрицательным ионом фотона при его фоторасщеплении [5—7]. Здесь мы имеем, в некотором смысле, обратное явление как осцилляция

сечения (как функция частоты) при излучении фотона.



**Рис. 1. Поверхности $F(\omega, \theta_i)$ при $Z = 1$; $\varphi_i = 0$; $a_x = 1$; $a_y = 1$; $k_i = 20$; $\varepsilon = 0,001$; $\varphi_\phi = 0$; $\theta_\phi = 0,9\pi/2$:
а — на интервале $\theta_i \in (\pi; 1,1\pi/2)$, $\omega \in (0,01; 0,1)$;
б — на интервале $\theta_i \in (\pi; 3,12)$, $\omega \in (0,0101; 0,0102)$**

Рис. 2 и 3 показывают эволюцию поверхностей $F(\theta_\phi, \varphi_\phi)$ при вариации сферической координаты волнового вектора электрона θ_i (при фиксированных параметрах: $Z = 1$; $a_x = 1$; $a_y = 1$; $\varphi_i = 0$; $k_i = 20$; $\varepsilon = 0,001$; $\omega = 0,01$). Для иллюстрации выбраны значения угла $\theta_i = \pi$, $\theta_i = \pi/3$ и $\theta_i = \pi/8$. При этом на рис. 2, а поверхность $F(\theta_\phi, \varphi_\phi)$ дана на интервалах: $\theta_\phi \in (0; 0,9\pi/2)$; $\varphi_\phi \in (0; 2\pi)$, а на рис. 2, б и рис. 3, а, б изображены поверхности $F(\theta_\phi, \varphi_\phi)$ на интервалах: $\theta_\phi \in (0,1; 0,3)$; $\varphi_\phi \in (0; 2\pi)$. Сравнивая рисунки, отметим, что

поверхности также имеют сложную осцилляционную структуру, что обусловлено суперпозицией движения электронов в кулоновом и внешнем полях, а также интерференцией электронов, отраженных от потенциального барьера внешнего электрического поля. Однако, если электроны движутся вдоль внешнего поля, т. е. при $\theta_i = \pi$ (см. рис. 2), то у построенных функций наблюда-

ется зависимость только от θ_Φ , что, очевидно, связано с симметрией задачи. При изменении θ_i (см. рис. 3) возникает зависимость и от φ_Φ , что объясняется анизотропией, вызванной появлением двух различных направлений в задаче: вдоль внешнего поля и вдоль импульсов рассеивающихся электронов в их начальном состоянии.

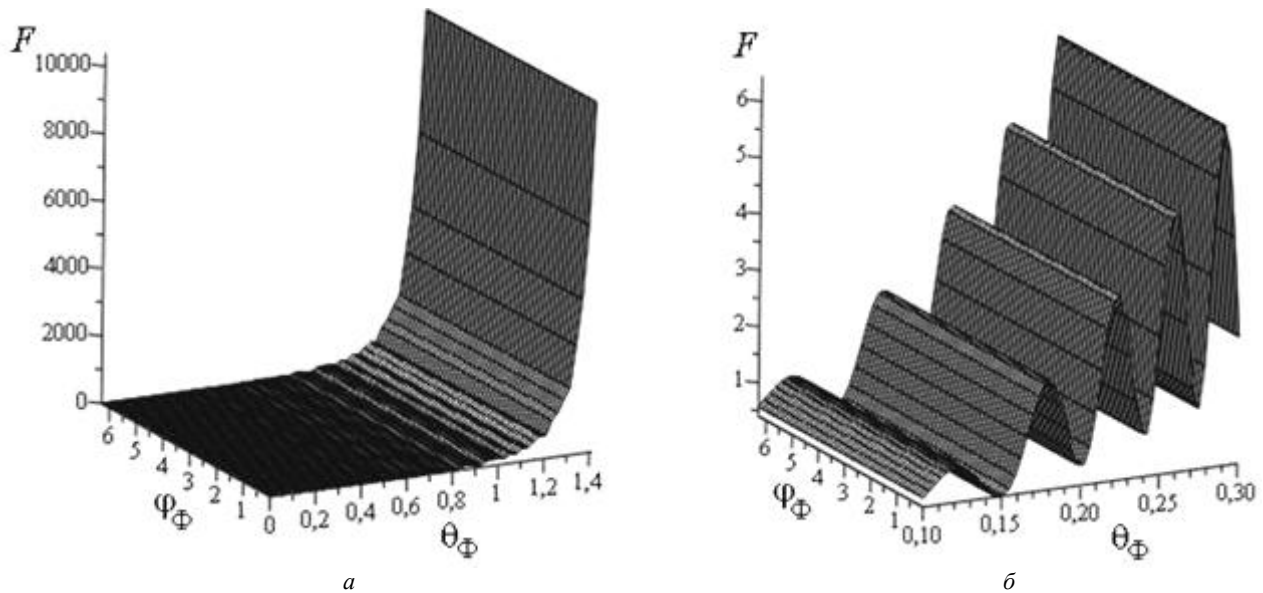


Рис. 2. Поверхности $F(\theta_\Phi, \varphi_\Phi)$ при $Z = 1$; $a_x = 1$; $a_y = 1$; $\varphi_i = 0$; $k_i = 20$; $\omega = 0,01$; $\varepsilon = 0,001$; $\theta_\Phi = \pi$:
 а — на интервале при $\theta_\Phi \in (0; 0,9\pi/2)$, $\varphi_\Phi \in (0; 2\pi)$;
 б — на интервале при $\theta_\Phi \in (0,1; 0,3)$, $\varphi_\Phi \in (0; 2\pi)$

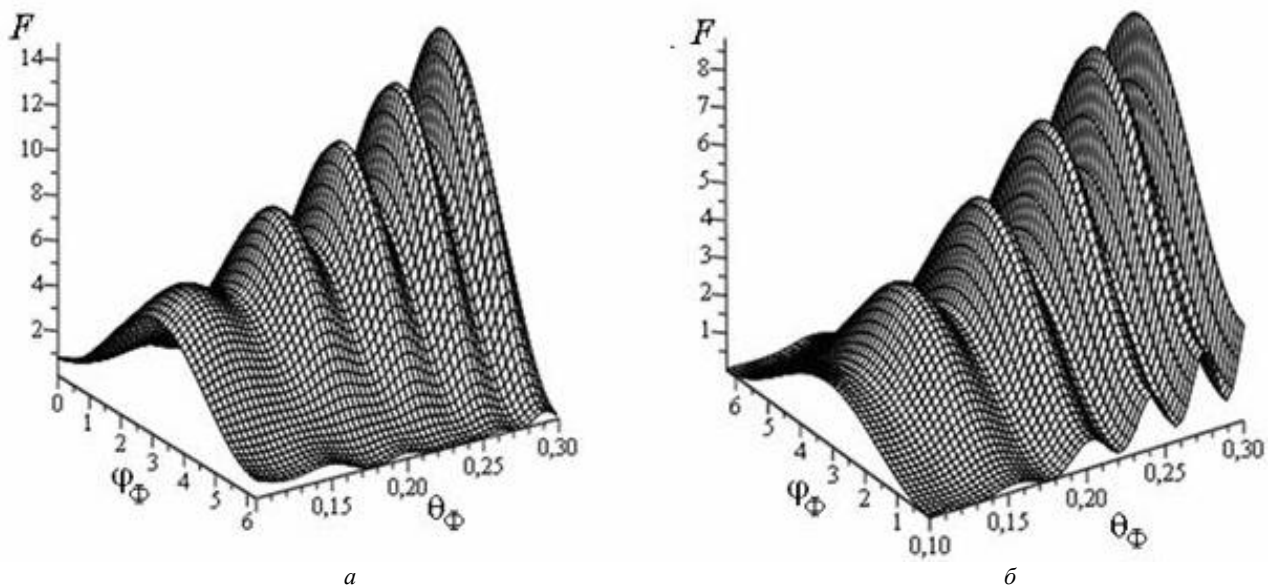


Рис. 3. Поверхности $F(\theta_\Phi, \varphi_\Phi)$ на интервалах $\theta_\Phi \in (0,1; 0,3)$; $\varphi_\Phi \in (0; 2\pi)$, при $Z = 1$;
 $a_x = 1$; $a_y = 1$; $\varphi_i = 0$; $k_i = 20$; $\omega = 0,01$; $\varepsilon = 0,001$:
 а — $\theta_i = \pi/3$; б — $\theta_i = \pi/8$

Заключение

Проведенный анализ показывает, что поверхности, иллюстрирующие неполяризованное тормозное излучение, вызванное заряженными частицами, проходящими через упорядоченную структуру рассеивающих центров и отражающимися от потенциального барьера внешнего электрического поля, имеют более сложную структуру по сравнению с данными работ [1—3]. Это обусловлено существованием эффекта суперпозиции движения электрона во внешнем поле и в поле рассеивающих центров, а также значительной интерференцией отраженных от потенциального барьера внешнего поля электронов.

Работа поддержана аналитической целевой ведомственной программой “Развитие научного потенциала высшей школы”. Мероприятие 1.

Проект “Исследование нестационарных процессов в атомных и наносистемах в электромагнитном поле”.

Авторы выражают глубокую благодарность А. А. Рухадзе за внимание к работе и обсуждение результатов.

Литература

1. Крылов В. И. // Известия вузов. Физика. 1994. № 7. С. 46.
2. Крылов В. И., Пивкин В. В. // Физика плазмы. 2000. Т. 26. № 8. С. 737.
3. Крылов В. И. // Прикладная физика. 2004. № 4. С. 23
4. Крылов В. И. // Там же. 2007. № 1. С. 28.
5. Ereeman R. R., Esonotom N. P., Bjorlunal Y. C. // Phys. Rev. Letters. 1978. V. 41. P. 1463.
6. Фабрикант И. И. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 2070.
7. Кондратович В. Д., Островский В. Н. // Там же. С. 395.

Bremsstrahlung of charged particles, which take place through a stratum of scattering centres placed in an external electric field

T. V. Bondareva

Far Eastern State University of Humanities, 68 Karl Marx str., Khabarovsk, 680000, Russia

V. I. Krylov

Tikhookeanskii State University, 136 Tikhookeanskaya str., Khabarovsk, 680035, Russia

E-mail: krylov_vladimir@mail.ru

In this work the differential cross section for bremsstrahlung of the electrons in a homogeneous electrical field and a field of the N scattering centers has been found. Contribution in bremsstrahlung of reflected from potential barrier of homogeneous electrical field particles taken into account at this work. There is important difference from [4]. The analysis of the found cross sections has shown that they have complex oscillation structure which differ from the cross sections which had been calculated in the earlier published articles.

PACS: 79.20.Rf

Keywords: bremsstrahlung, external field, ordered layer of sowing points, interference of electrons, superposition of motions.

Bibliography — 7 references.

Received September 15, 2010

* * *