

УДК 539.186.2

Тормозное излучение электронов в монослой рассеивающих центров и электрическом поле с отражением от него в их конечном состоянии

В. И. Крылов, Т. В. Бондарева

Рассмотрено дифференциальное сечение тормозного излучения электронов, проходящих в ускоряющем и отражающем электрическом поле через упорядоченную структуру кулоновских рассеивающих центров, заряд которых скомпенсирован однородно распределенным отрицательным зарядом. Численно показано, что сечение имеет осцилляционную структуру, более сложную, чем получено в работах [1], [2], так как происходит наложение интерференции отраженных электронов и суперпозиции двух движений: движения электронов во внешнем поле и в поле кулоновых центров.

PACS: 79.20.Rf

Ключевые слова: дифференциальное сечение, тормозное излучение, внешнее однородное поле, слой кулоновых центров, однородно распределенный заряд.

Введение

В работах [1—3] было показано, что при прохождении электронов через монослой кулоновских центров, находящихся в однородном электрическом поле, сечение тормозного излучения имеет достаточно сложный осцилляционный характер, связанный с суперпозицией движений электронов в однородном поле и кулоновом поле рассеивающих центров. Кроме того, в работе [2] было установлено, что структура сечений заметно изменяется, если электроны отражаются от потенциального барьера внешнего электрического поля. Однако в этих работах не был рассмотрен важный случай, когда ускоряемые внешним однородным полем электроны в результате взаимодействия с кулоновским полем и излучения тормозного фотона переходят в состояние, в котором происходит отражение электронов от потенциального барьера внешнего поля. Другими словами, при переходе в конечное состояние энергия продольного движения электрона E_{zf} становится меньше высоты потенциального барьера на поверхности, через которую электроны эмитируются в область внешнего однородного поля, в котором находится монослой рассеивающих центров.

В настоящей работе мы усложнили модель упорядоченной структуры рассеивающих центров путем введения слоя пространственно однородного отрицательного заряда плотностью $Zel/(L_x L_y b)$, где L_x, L_y поперечные и b , соответственно, продольный размеры этого слоя.

Целью настоящей работы является найти и проанализировать дифференциальное сечение тормозного излучения электронов такой задачи.

Постановка задачи и основные результаты

Пусть однородное электрическое поле с напряженностью $\vec{\epsilon}$ (нормальной к его границе) находится в полупространстве с z -ми координатами точек, удовлетворяющих неравенству $z > -L_1$, где L_1 – расстояние от рассеивающего центра до границы внешнего поля, из-за которой поток электронов падает на такие центры. Ось z декартовой системы координат $x y z$ считаем направленной противоположно напряженности $\vec{\epsilon}$ однородного поля: $\vec{\epsilon} = (0, 0, -\epsilon)$. Взаимодействие проходящих через слой частиц с рассеивающими центрами рассматриваем как возмущение. Тогда, учитывая, что ускоряемые однородным полем электроны создают поток с ненулевой продольной (вдоль $\vec{\epsilon}$) составляющей его плотности, волновые функции нулевого приближения при $z > -L_1$ начального состояния выбираем в виде:

$$\Psi_i = A_i \frac{e^{i\vec{k}_i \perp \vec{r}}}{\sqrt{L_x L_y}} \begin{cases} \sqrt{\pi} [Bi(-S_i) + iAi(-S_i)], & \text{если } z \leq 0 \\ \frac{1}{S_i^{1/4}} \exp \left[i \left(\frac{2}{3} S_i^{3/2} + \frac{\pi}{4} \right) \right], & \text{если } z \geq 0, \end{cases} \quad (1)$$

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

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

Статья поступила в редакцию 28 апреля 2010 г.

где A_i, B_i — функции Эйри, $S_{i,f} = \frac{z}{l_e} + \frac{E_{z_{i,f}}}{|e\varepsilon|l_e}$, индексы i и f обозначают начальное и конечное состояния падающих на рассеивающий центр частиц, $l_e = (\hbar^2 / 2m_e |e\varepsilon|)^{1/3}$, e, m_e — заряд и масса электрона, A_i — нормировочная постоянная, через которую определяется плотность потока падающих электронов, L_x и L_y — длины сторон нормировочного прямоугольника вдоль x и y , $\vec{k}_{f\perp}$ и $\vec{k}_{i\perp}$ — волновые векторы, определяющие поперечный (относительно $\vec{\varepsilon}$) импульс электронов конечного и начального состояний, соответственно.

В отличие от работы [1] в выражении (1) при $z < 0$ мы используем точные выражения функций Эйри. Связано это с тем, что условие применимости ниже используемых формул для дифференциального сечения соответствует разности энергий продольного движения E_{zi} начальных и E_{zf} конечных состояний, удовлетворяющих неравенству: $E_{zi} - E_{zf} \approx \hbar\omega \ll E_{z_{i,f}}$, что приводит к малым значениям аргументов функций Эйри $S_{i,f}$ вблизи максимума потенциального барьера внешнего поля $|e\varepsilon|L_1$.

Волновая функция конечного состояния должна иметь вид стоячей волны при $z < 0$ и бегущей волны после прохождения электронов через слой, т. е. при $z > 0$. Волновые функции такого типа рассматривались в работе [4] и здесь мы их выберем в виде

$$\Psi_f = A_f \frac{e^{i\vec{k}_{f\perp}\vec{r}}}{\sqrt{L_x L_y}} \begin{cases} \sqrt{\pi} B A_i(-S_i), & \text{если } z \leq 0 \\ \frac{1}{S_i^{1/4}} \exp\left[i\left(\frac{2}{3} S_f^{3/2} + \frac{\pi}{4}\right)\right], & \text{если } z \geq 0, \end{cases} \quad (2)$$

где A_f — нормировочная постоянная, выбираемая из условия нормировки Ψ_f на нормировочную длину $L_1 + L_2$ (L_2 значительно больше L_1) вдоль оси

$$z. \text{ Здесь } B = \text{ctg} \left[\frac{2}{3} \left(\frac{E_{zf}}{|e\varepsilon|l} \right)^{3/2} + \frac{\pi}{4} \right] + i \text{ является па-}$$

раметром, обеспечивающим сшивку волновых функций в точке $z = 0$, в которой уже можно использовать асимптоты функции Эйри

$$\frac{1}{S_{i,f}^{1/4}} \exp\left[i\left(\frac{2}{3} S_{i,f}^{3/2} + \frac{\pi}{4}\right)\right], \text{ входящие в (1) и (2),}$$

когда S_f и $S_i \gg 1$.

Дифференциальное сечение тормозного излучения рассматриваемой задачи получим в борнов-

ском приближении в соответствии с формулой (см., например, [4])

$$d\sigma = \frac{2\pi}{\hbar j} |V_{\Phi fi}|^2 \delta(E_f - E_i) d\nu, \quad (3)$$

где

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

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

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

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

$$j = \frac{\hbar |A_i|^2}{L_x L_y m_e l_e} \frac{\chi}{\chi_z} \text{ — плотность потока;}$$

$\vec{\chi}_i = (\vec{k}_{i\perp}, \chi_{zi})$ — волновой вектор, определяющий импульс невозмущенного движения частиц на границе поля,

$$\chi_{zi} = \sqrt{2m_e (E_{zi} - \varepsilon L_1) / \hbar^2};$$

$$\chi = \sqrt{\hbar^2 k_{i\perp}^2 + 2m_e (E_{zi} - \varepsilon L_1) / \hbar};$$

V — нормировочный объем;

$$d\nu = \frac{L_x L_y V}{8\pi^3} \frac{d^3 \vec{k}_{\Phi} d^2 \vec{k}_{\perp f} dE_{zf}}{16\pi^3 e_e \varepsilon l_e^2 |A_f|^2} \text{ — число состоя-$$

ний, 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 $d^2 \vec{k}_{\perp f}$ в $\vec{k}_{f\perp}$ -пространстве.

Как было показано в [1, 2], матричный элемент, определяемый по невозмущенным волновым функциям, имеет вид:

$$V_{\Phi fi} = -\frac{e}{m_e c} \sqrt{\frac{2\pi c \hbar}{k_{\Phi} V}} \left\{ \vec{e}_{\Phi}^* \iiint \Psi_f^* e^{-i\vec{k}_{\Phi}\vec{r}} \hat{p} \Psi_i d^3 \vec{r} + \right. \\ \left. + \frac{1}{\Delta E_{if}} \iiint \Psi_f^* \Psi_i e^{-i\vec{k}_{\Phi}\vec{r}} \vec{e}_{\Phi}^* \hat{p} (U + U_e) d^3 \vec{r} \right\}, \quad (4)$$

$$\text{где } U = -\sum_{n_2=0}^{N_y-1} \sum_{n_1=0}^{N_x-1} Z e^2 / \left| \vec{r} - \vec{r}_{n_1, n_2} \right|;$$

$N = N_x N_y$ — число рассеивающих центров в слое;

\vec{r}_{n_1, n_2} — радиус-векторы рассеивающих центров.

Соответственно, имеем

$$\nabla U_e = \begin{cases} 0, & \text{если } z < b \\ (0, 0, -4\pi Z e^2 z / (L_x L_y b)), & \text{если } z \in (-b, b), \\ 0, & \text{если } z > b. \end{cases} \quad (5)$$

Последнее выражение модельно определяет поле, создаваемое "размазанными" по слою его электронами. Величину b считаем подгоночным параметром, определяющим эффективное взаимодействие падающих на слой заряженных частиц с отрицательным зарядом слоя. Его величина порядка $10a$, где $a = \hbar^2 / (m_e e^2)$. Это приблизительно то расстояние, на котором поле рассеивающих

центров практически равно нулю и уже слабо влияет на движение рассеивающихся электронов.

После подстановки (1) и (2) в $V_{\Phi fi}$ получаем следующее выражение для сечения рождения тормозного фотона с частотой, лежащей в интервале $(\omega, \omega + d\omega)$ и волновым вектором, находящимся в элементе телесного угла dO :

$$\begin{aligned}
 d\sigma_{\omega, \theta_{\Phi}} = & \frac{\alpha^2 \chi_z}{4 \chi} \left\{ \frac{\omega}{\pi^2} \left(\frac{[\vec{n}, \vec{k}_{i\perp}]^2}{(2\varepsilon)^{4/3}} |M_1|^2 + \right. \right. \\
 & + \frac{[\vec{n}, \vec{k}]^2}{(2\varepsilon)^{2/3}} |M_2|^2 + \frac{[\vec{n}, \vec{k}_{i\perp}][\vec{n}, \vec{k}]}{2\varepsilon} (M_1 M_2^* + M_1^* M_2) - \\
 & - \frac{\pi Z}{\omega (E_{zi} E_{zf})^{1/4} [\vec{a}_1, \vec{a}_2] (2\varepsilon)^{2/3} \sqrt{2}} ([\vec{n}, \vec{k}_{i\perp}][\vec{n}, \vec{k}]) \times \\
 & \times (M_1 M_4^* + M_1^* M_4) + (2\varepsilon)^{1/3} [\vec{n}, \vec{k}]^2 \times \\
 & \left. \left. \times (M_2 M_4^* + M_2^* M_4) \right) \right\} \Bigg|_{\vec{k}_{f\perp}, E_{zf}} + \\
 & + \frac{Z^2}{2\omega [\vec{a}_1, \vec{a}_2]^2} \sum_{s_2} \sum_{s_1} \frac{1}{\sqrt{E_{zi} E_{zfs}}} \left([\vec{n}, \vec{q}_{\Phi\perp}]^2 |M_3|^2 + [\vec{n}, \vec{k}]^2 |M_4|^2 - \right. \\
 & \left. - [\vec{n}, \vec{k}][\vec{n}, \vec{q}_{\Phi\perp}] (M_3 M_4^* + M_3^* M_4) \right) \Bigg|_{\vec{k}_{fx\bar{s}}, \vec{k}_{fy\bar{s}}, E_{zfs}} \Bigg\} d\omega dO_{\Phi}, \tag{6}
 \end{aligned}$$

где α — постоянная тонкой структуры;

$$\vec{k}_{f\perp} = \vec{k}_{i\perp} - \vec{k}_{\Phi\perp};$$

$$E_{zf} = \frac{k_i^2}{2} + E_{zi} - \omega - \frac{(\vec{k}_{i\perp} - \vec{k}_{\Phi\perp})^2}{2};$$

$$k_{fx\bar{s}} = (\eta_{s_1} a_{2y} - \xi_{s_2} a_{1y}) / [\vec{a}_1, \vec{a}_2]_z;$$

$$k_{fy\bar{s}} = (\xi_{s_2} a_{1x} - \eta_{s_1} a_{2x}) / [\vec{a}_1, \vec{a}_2]_z;$$

$$E_{zf} = \frac{k_{i\perp}^2}{2} + E_{zi} - \omega - \frac{(\xi_{s_2} \vec{a}_1 - \eta_{s_1} \vec{a}_2)^2}{2[\vec{a}_1, \vec{a}_2]^2};$$

$$\eta_{s_1} = s_1 \pi + \vec{k}_{i\perp} \vec{a}_1 - \vec{k}_{\Phi\perp} \vec{a}_1;$$

$$\xi_{s_2} = s_2 \pi + \vec{k}_{i\perp} \vec{a}_2 - \vec{k}_{\Phi\perp} \vec{a}_2;$$

$$\vec{k}_{\Phi} = \alpha \omega (\sin \theta_{\Phi} \cos \varphi, \sin \theta_{\Phi} \sin \varphi, \cos \theta_{\Phi});$$

$$\vec{k} = [0, 0, 1];$$

$$\vec{k}_{i\perp} = [k_i \sin(\theta_i), 0, k_i \cos(\theta_i)];$$

$$\vec{n} = \vec{k}_{\Phi} / |k_{\Phi}|;$$

$$\vec{n} = [\sin(\theta) \cos(\varphi), \sin(\theta) \sin(\varphi), \cos(\theta)];$$

$$B = \text{ctg} \left[\frac{2}{3} \left(\frac{E_{zf}}{|\varepsilon| l} \right)^{3/2} + \frac{\pi}{4} \right] + i;$$

$$M_1 = \pi B^* U_1 + U_3 e^{ik_{\Phi z} E_{zi} / \varepsilon};$$

$$M_2 = iU_4 e^{ik\Phi_z E_{zi}/\varepsilon} - \pi B^* U_2 - \frac{Z(2\varepsilon)^{1/3}}{2[\bar{a}_1, \bar{a}_2] b \omega(E_{zi} E_{zf})^{1/4} \sqrt{2}} \times$$

$$\times \left\{ \frac{B^*}{2i} \left(\frac{ib}{2q_{-\Phi_z}} e^{iq_{-\Phi_z} b/2} + \frac{1}{q_{-\Phi_z}^2} \left(1 - e^{iq_{-\Phi_z} b/2} \right) \right) e^{i(\alpha + \alpha_i)} + \right.$$

$$\left. + \left\{ \frac{1}{q_{+\Phi_z}^2} \left(e^{-iq_{+\Phi_z} b/2} + \frac{iB^*}{2} \left(1 - e^{iq_{+\Phi_z} b/2} \right) \right) - 1 \right\} + \frac{ib}{2q_{+\Phi_z}} \times \right.$$

$$\left. \times \left(e^{-iq_{+\Phi_z} b/2} + \frac{iB^*}{2} e^{iq_{+\Phi_z} b/2} \right) e^{i(\alpha_i - \alpha)} \right\};$$

$$M_3 = \left\{ \frac{B^*}{iq_{-\Phi}^2} h_1 e^{i(\alpha + \alpha_i)} + \frac{1}{q_{+\Phi}^2} (iB^* h_2 - 2h_3) \right\};$$

$$M_4 = \frac{B^*}{iq_{-\Phi}^2} (q_{\Phi_{\perp}} + iq_{-\Phi_z}) e^{i(\alpha_i + \alpha)} + \frac{1}{q_{+\Phi}^2} \left\{ (iB^* + 2) q_{\Phi_{\perp}} - (B^* + 2i) q_{+\Phi_z} \right\} e^{i(\alpha_i - \alpha)};$$

$$h_1 = \left(\frac{\pi}{2} \frac{q_{-\Phi_z}}{|q_{-\Phi_z}|} - \operatorname{arctg} \frac{q_{-\Phi_{\perp}}}{q_{-\Phi_z}} \right) \frac{2q_{-\Phi_z}^2 - q_{-\Phi}^2}{2q_{-\Phi_z}^2} + \frac{q_{-\Phi_z}^2 + q_{-\Phi}^2}{2q_{-\Phi_z} q_{-\Phi_{\perp}}} - i;$$

$$h_2 = \left(\frac{\pi}{2} \frac{q_{+\Phi_z}}{|q_{+\Phi_z}|} - \operatorname{arctg} \frac{q_{+\Phi_{\perp}}}{q_{+\Phi_z}} \right) \frac{2q_{+\Phi_z}^2 - q_{+\Phi}^2}{2q_{+\Phi_z}^2} + \frac{q_{+\Phi_z}^2 + q_{+\Phi}^2}{2q_{+\Phi_z} q_{+\Phi_{\perp}}} - i;$$

$$h_3 = \left(\frac{\pi}{2} \frac{q_{+\Phi_z}}{|q_{+\Phi_z}|} - \operatorname{arctg} \frac{q_{+\Phi_{\perp}}}{q_{+\Phi_z}} \right) \frac{q_{+\Phi}^2 - 2q_{+\Phi_z}^2}{2q_{+\Phi_z}^2} - \frac{q_{+\Phi_z}^2 + q_{+\Phi}^2}{2q_{+\Phi_z} q_{+\Phi_{\perp}}} - i;$$

$$U_1 = \int_0^{L_1(2\varepsilon)^{1/3}} e^{i \frac{k_{\Phi_z}}{(2\varepsilon)^{1/3}} \varsigma} Ai \left(\varsigma - \frac{2E_{zf}}{(2\varepsilon)^{2/3}} \right) \left\{ Bi \left(\varsigma - \frac{2E_{zi}}{(2\varepsilon)^{2/3}} \right) + iAi \left(\varsigma - \frac{2E_{zi}}{(2\varepsilon)^{2/3}} \right) \right\} d\varsigma;$$

$$U_2 = \int_0^{L_1(2\varepsilon)^{1/3}} e^{i \frac{k_{\Phi_z}}{(2\varepsilon)^{1/3}} \varsigma} Ai \left(\varsigma - \frac{2E_{zf}}{(2\varepsilon)^{2/3}} \right) \left\{ Bi' \left(\varsigma - \frac{2E_{zi}}{(2\varepsilon)^{2/3}} \right) + iAi' \left(\varsigma - \frac{2E_{zi}}{(2\varepsilon)^{2/3}} \right) \right\} d\varsigma;$$

$$U_3 = (2\varepsilon)^{1/6} \sqrt{\frac{\pi}{ik_{\Phi_z}}} \left\{ \operatorname{erf} \left(\left(\sqrt{L_2(2\varepsilon)^{1/3} + 2E_{zi}/(2\varepsilon)^{2/3}} + \frac{\Delta E_z}{k_{\Phi_z} (2\varepsilon)^{1/3}} \right) \sqrt{i \frac{k_{\Phi_z}}{(2\varepsilon)^{1/3}}} \right) - \right.$$

$$\left. - \operatorname{erf} \left(\left(\sqrt{2E_{zi}/(2\varepsilon)^{2/3}} + \frac{\Delta E_z}{k_{\Phi_z} (2\varepsilon)^{1/3}} \right) \sqrt{i \frac{k_{\Phi_z}}{(2\varepsilon)^{1/3}}} \right) \right\} \exp \left(i \frac{(\Delta E_z)^2}{2\varepsilon k_{\Phi_z}} \right);$$

$$\begin{aligned}
 U_4 = & \left\{ \frac{i(2\varepsilon)^{1/3}}{k_{\Phi_z}} \exp \left[-i \frac{k_{\Phi_z}}{(2\varepsilon)^{1/3}} \left(\sqrt{L_2(2\varepsilon)^{1/3} + 2E_{zi}/(2\varepsilon)^{2/3}} + \frac{\Delta E_z}{k_{\Phi_z}(2\varepsilon)^{1/3}} \right)^2 \right] \right. \\
 & \left. - \exp \left[-i \frac{k_{\Phi_z}}{(2\varepsilon)^{1/3}} \left(\sqrt{2E_{zi}/(2\varepsilon)^{2/3}} + \frac{\Delta E_z}{k_{\Phi_z}(2\varepsilon)^{1/3}} \right)^2 \right] \right\} - \frac{\Delta E_z \sqrt{\pi}}{k_{\Phi_z}(2\varepsilon)^{1/6} \sqrt{ik_{\Phi_z}}} \times \\
 & \times \left\{ \operatorname{erf} \left[\left(\sqrt{L_2(2\varepsilon)^{1/3} + 2E_{zi}/(2\varepsilon)^{2/3}} + \frac{\Delta E_z}{k_{\Phi_z}(2\varepsilon)^{1/3}} \right) \sqrt{i \frac{k_{\Phi_z}}{(2\varepsilon)^{1/3}}} \right] - \right. \\
 & \left. - \operatorname{erf} \left[\left(\sqrt{2E_{zi}/(2\varepsilon)^{2/3}} + \frac{\Delta E_z}{k_{\Phi_z}(2\varepsilon)^{1/3}} \right) \sqrt{i \frac{k_{\Phi_z}}{(2\varepsilon)^{1/3}}} \right] \right\} \exp \left[i \frac{(\Delta E_z)^2}{2\varepsilon k_{\Phi_z}} \right], \\
 \alpha = & \frac{\pi}{4} + \frac{(2E_{zf})^{3/2}}{3\varepsilon};
 \end{aligned}$$

$dO = \sin \theta_{\Phi} d\theta_{\Phi} d\varphi_{\Phi}$ — элемент телесного угла, в котором находится волновой вектор излучаемого фотона центров $\vec{k}_{\Phi} = \vec{k}_{\Phi}(\sin \theta_{\Phi} \cos \varphi_{\Phi}, \sin \theta_{\Phi} \sin \varphi_{\Phi}, \cos \theta_{\Phi})$, где углы $\theta_{\Phi}, \varphi_{\Phi}$ — сферические координаты волнового вектора фотона.

Отметим, что, имея в виду в дальнейшем численный анализ данного громоздкого выражения, мы также будем использовать и численные методы для вычисления интегралов от функций Эйри.

Анализ полученных результатов

Анализ полученных сечений проведем численными методами, получая значения относительного дифференциального сечения $F = d\sigma_{\omega,O} / d\omega dO$ как функцию от θ_{Φ} (единицы измерения углов выбираем в радианах). Мы отказались от построения поверхностей двух переменных, как это было сделано в [1], [2], в связи с большими затратами машинного времени, вызванными расчетом интегралов от функций Эйри.

Отметим, что изменение $E_{zi} - E_{zf}$ должно быть небольшим по сравнению с E_{zf} , причем $E_{zf} < |\varepsilon| L_1 < E_{zi}$. В то же время кинетическая энергия падающих электронов в соответствии с применимостью борновского приближения долж-

на быть значительно больше атомной. Поэтому удовлетворить вышеприведенным условиям можно, если значение θ_i близко к $\pi/2$. В соответствии с этим здесь мы приведем поверхности F при $\theta_i = 1,548$.

На рис. 1, *a* и *b* показана функция F на интервалах $\theta_{\Phi} \in (0; 0,25)$ и $\theta_{\Phi} \in (0,2; 0,6)$, соответственно. Первый интервал взят в большем масштабе, чтобы убедиться в том, что осцилляционные элементы функции не пропущены из-за небольшого числа точек, по которым строился график. Из этого рисунка следует, что в рассматриваемой задаче сечение имеет осцилляционную структуру, так же как и в работах [2]. Можно предположить, что в такие осцилляции достаточно большой вклад дает взаимодействие электронов с однородно распределенным отрицательным зарядом в слое.

К сожалению большие затраты машинного времени при расчете сечений не позволяют нам в настоящей работе численно установить степень вклада однородно распределенного отрицательного заряда в дифференциальное сечение. Тогда, как показано в [2], именно волновая функция в виде стоячей волны обеспечивает достаточно четкую осцилляционную структуру сечения. Волновая же функция бегущей волны обеспечивает более плавную осцилляционную структуру со значительно большим периодом, что и наблюдается на рис. 2.

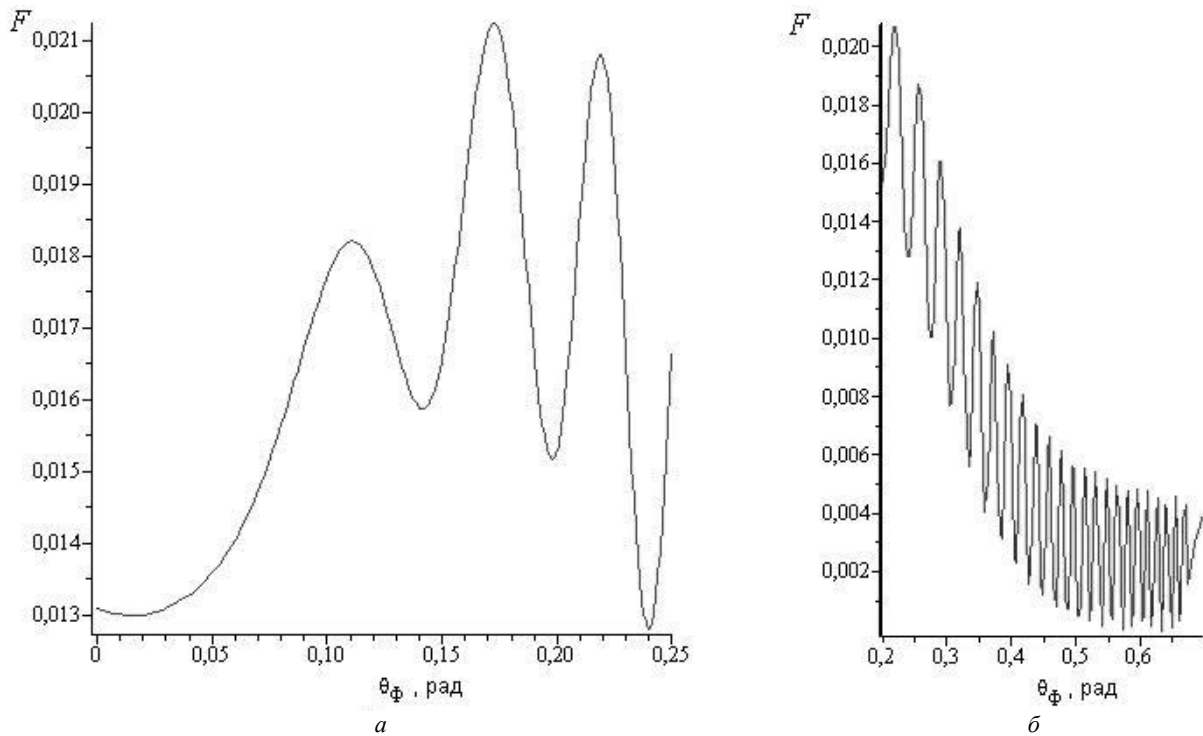


Рис. 1. Относительное дифференциальное сечение $F(\theta_\Phi)$:

a — на интервале $\theta_\Phi \in (0; 0,25)$ при значениях $\varphi_i = 0$; $\theta_i = 1,548$; $k_i = 20$; $\varepsilon = 0,001$; $\omega = 0,01$;
б — на интервале $\theta_\Phi \in (0,2; 0,6)$ при значениях $\varphi_i = 0$; $\theta_i = 1,548$; $k_i = 20$; $\varepsilon = 0,001$; $\omega = 0,01$

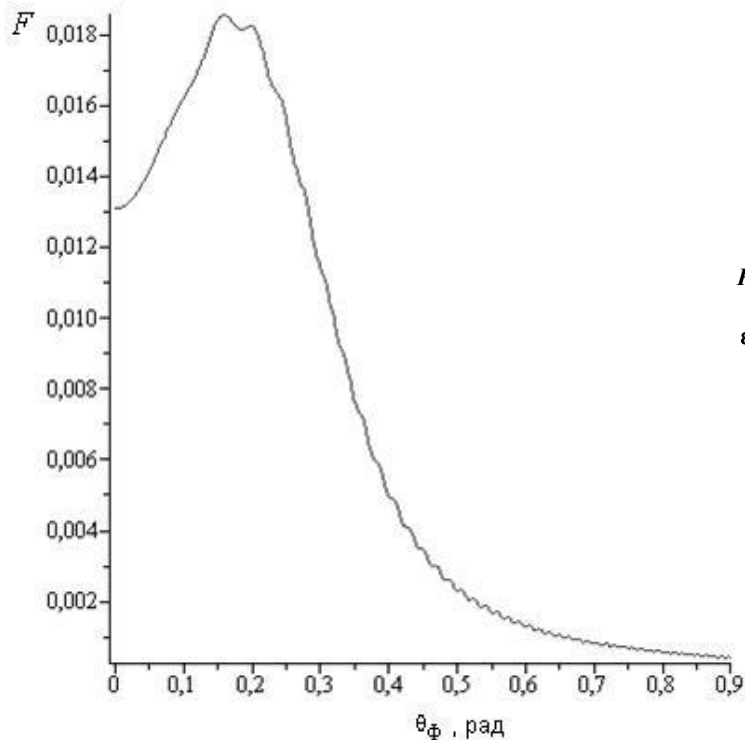


Рис. 2. Кривая $F(\theta_\Phi)$ на интервале $\theta_\Phi \in (0; 0,9)$ при значениях $\varphi_i = 0$; $\theta_i = 1,548$; $k_i = 20$; $\varepsilon = 0,001$; $\omega = 0,01$; однородно распределенный отрицательный заряд отсутствует

Заключение

Из представленных здесь результатов исследования следует, что в рамках рассматриваемой модели сечение тормозного излучения электронов имеет осцилляционную структуру более сложную, чем полученную в работах [1], [2], так как происходит наложение интерференции отраженных

электронов и суперпозиции их двух движений: движения электронов во внешнем поле и в поле кулоновых центров. Это непосредственно следует из рис. 3, *a* и *б*, где воспроизведены из работы [3] функции F для сечения тормозного излучения ускоренных внешним полем электронов и из работы [2] аналогичные данные для тормозящихся внешним полем электронов.

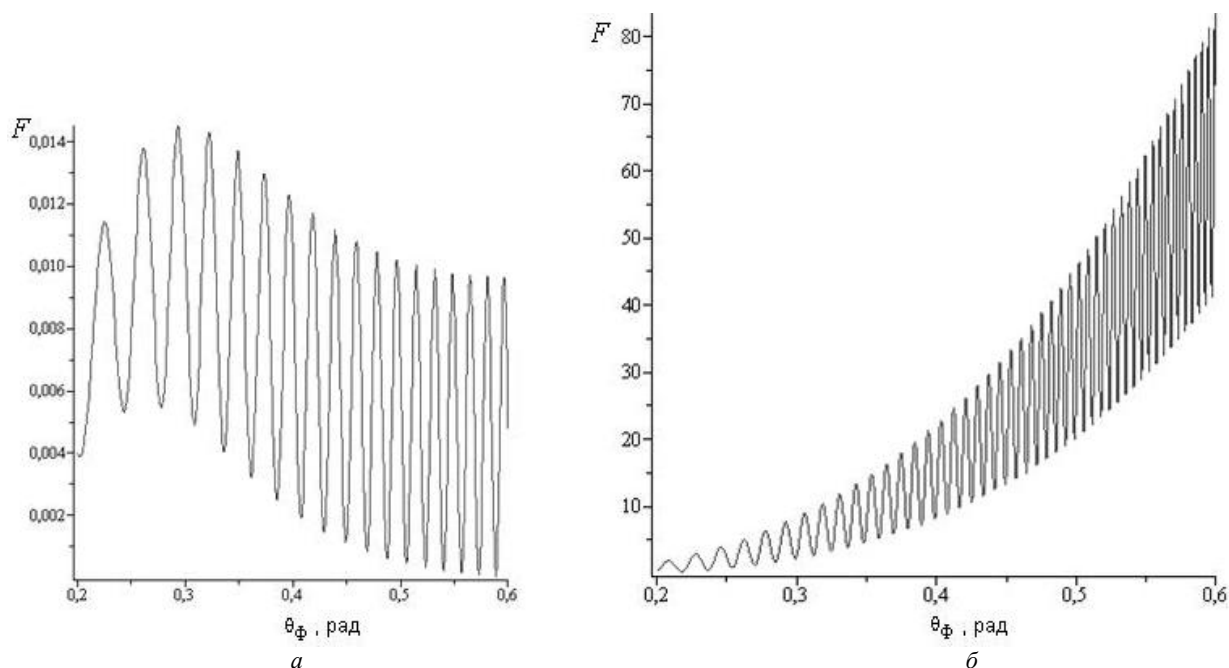


Рис. 3. Кривая $F(\theta_\Phi)$:

- a* — на интервале $\theta_\Phi \in (0; 0,9)$ для относительного сечения тормозного излучения ускоряемых внешним полем электронов при значениях $\varphi_i = 0; \theta_i = 1,548; k_i = 20; \varepsilon = 0,001; \omega = 0,01$;
б — на интервале $\theta_\Phi \in (0; 0,9)$ для относительного сечения тормозного излучения тормозящихся внешним полем электронов при значениях $\varphi_i = 0; \theta_i = 1,548; k_i = 20; \varepsilon = 0,001; \omega = 0,01$

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 обсуждение результатов.

Л и т е р а т у р а

1. Крылов В. И.// Прикладная физика. 2007. № 1. С. 28
2. Крылов В. И., Бондарева Т. В.// Там же. 2010. № 3. С. 5.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. — М.: Наука, 1974.

Bremsstrahlung of electrons passing through an ordered structure of the scattering centers at their acceleration and reflection by the electric field

V. I. Krylov

Pacific National University, 136 Tikhookeanskay str., Khabarovsk, 680035, Russia
 E-mail: krylov_vladimir@mail.ru

T. V. Bondareva

Far East State Humanitarian University, 68 Karl-Marx str., Khabarovsk, 680000, Russia

Consideration is given to the differential cross-section for bremsstrahlung of electrons accelerated by the external electric field in the initial state and reflected from the potential barrier of this field in the final state. These electrons are passing through the ordered structure of Coulomb scattering centers. It being known that their charge is compensated by the uniformly distributed negative charge. It is numerically shown that the cross-section has the oscillation structure, than that obtained in [1], [2] as a superposition of interference if the reflected electrons, and the superposition of two motions: the motions of electrons in an external field and in the field of Coulomb centers.

PACS: 79.20.Rf

Keywords: differential cross section, bremsstrahlung, uniform external field, the layer Coulomb centers, uniformly distributed charge.

Bibliography — 4 references.

Received April 28, 2010