

УДК 539.186.2

ПОЛЯРИЗОВАННОЕ И НЕПОЛЯРИЗОВАННОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ВОЗНИКАЮЩЕЕ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ БЕССТРУКТУРНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В. В. Пивкин¹, В. И. Крылов

Численными методами проведено интегрирование ранее найденных дифференциальных сечений поляризованного и неполяризованного тормозного излучения по углам импульса, определяющего относительное (внутреннее) движение сталкивающихся заряженных частиц во внешнем квазиоднородном и квазистационарном электрическом поле. Показано, что в результате отражения сталкивающихся частиц от потенциального барьера внешнего поля зависимости найденных сечений от импульса начального состояния сталкивающихся частиц, а также от волнового вектора и поляризации испущенного тормозного фотона заметно отличаются от соответствующих сечений тормозного излучения в отсутствие внешнего поля.

В работах [1 – 3] в нерелятивистском приближении найдены дифференциальные сечения тормозного излучения, возникающего при рассеянии бесструктурных заряженных частиц друг на друге во внешнем электрическом поле. Сечения были определены в первом порядке теории возмущений (в дипольном приближении) по асимптотам волновых функций, имеющих вид как бегущей, так и стоячей волны из-за отражения легкой частицы от потенциального барьера внешнего поля. Было показано, что

¹Хабаровский государственный педагогический институт, Хабаровск, Россия.

в результате отражения сталкивающихся частиц от потенциального барьера внешнего поля, дифференциальные сечения имеют осцилляционную структуру, которой нет у соответствующих сечений в отсутствие внешнего поля.

Однако в этих работах удалось провести только суммирование по поляризации и интегрирование по углам волнового вектора фотона дифференциального сечения поляризованного тормозного излучения, тогда как (из-за громоздкости аналитического выражения для этого сечения) проинтегрировать его по углам импульса относительного движения сталкивающихся частиц не представлялось возможным. В настоящей работе численными методами проведено такое интегрирование полученных в [3] дифференциальных сечений поляризованного и неполяризованного (просуммированного по поляризации) тормозного излучения, возникающего при столкновении заряженных частиц друг с другом во внешнем квазиоднородном, квазистационарном электрическом поле.

Также как в [1 – 3] будем считать, что внешнее однородное и постоянное электрическое поле с напряженностью $\vec{\epsilon}$ находится в полупространстве с границей, к которой $\vec{\epsilon}$ нормальна, а поток легких частиц, проходя через эту границу и ускоряясь (параллельно $\vec{\epsilon}$), падает на тяжелую рассеивающую частицу (средняя скорость которой значительно меньше средней скорости легкой частицы), находящуюся, вообще говоря, на макроскопическом расстоянии L от границы внешнего поля.

Для случая, когда энергии относительного движения легкой и тяжелой частиц в их начальных и конечных состояниях значительно больше их средней энергии взаимодействия, волновую функцию $\psi_{k_0}^*$ начального состояния внутреннего движения такой системы (состоящей из легкой и тяжелой частиц) можно выбрать в виде бегущей волны, а для ее конечного состояния с энергией продольного относительного движения $E_z < |e|\epsilon L$, когда после рассеяния легкая частица отражается от потенциального барьера внешнего поля, волновая функция ψ_k^* должна иметь вид стоячей (вдоль $\vec{\epsilon}$) волны в области пространства между точкой отражения электрона от потенциального барьера внешнего поля и тяжелой частицей (точнее, центром масс сталкивающихся частиц) и вид бегущей волны в полупространстве с другой (вдоль $\vec{\epsilon}$) стороны от центра масс, где точки отражения нет (подробнее см. в [1 – 3]).

В декартовой системе координат x, y, z , начало которой совпадает с положением центра масс сталкивающихся частиц, а ось z направлена вдоль напряженности внешнего поля $\vec{\epsilon}; \vec{\epsilon} = (0, 0, \epsilon)$ (знак ϵ определяется условием $e_m \epsilon > 0$, где $e_m = (e_1 m_2 - e_2 m_1)/(m_1 + m_2)$), см. также [1 – 3]), волновые функции $\psi_{k_0}^*$ и ψ_k^* можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned}\psi_{\vec{k}_0} &= \frac{A_{\vec{k}_0}}{S_0^{1/4}} \exp \left[i \left(\frac{2}{3} \frac{\chi_{0z}}{|\chi_{0z}|} S_0^{3/2} + k_{0\perp} \vec{r} \right) \right]; \\ \psi_{\vec{k}} &= \frac{A_{\vec{k}}}{S^{1/4}} \exp \left[i \left(\frac{2}{3} \frac{\chi_z}{|\chi_z|} S^{3/2} + \vec{k}_\perp \vec{r} \right) \right],\end{aligned}\quad (1)$$

когда $E_z > e_m \epsilon L$, а при $E_z \ll e_m \epsilon L$

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \frac{A_{\vec{k}} e^{i\vec{k}_\perp \vec{r}}}{S^{1/4}} \begin{cases} \frac{1}{2i} \left\{ \exp \left[i \left(\frac{2}{3} S^{3/2} + \alpha_i \right) \right] - \exp \left[-i \left(\frac{2}{3} S^{3/2} + \alpha_i^* \right) \right] \right\}, & \text{если } z < 0 \\ \exp \left[i \left(\frac{2}{3} S^{3/2} + \alpha_2 \right) \right], & \text{если } z > 0, \end{cases}\quad (2)$$

где

$S_0 = z/\ell + E_{0z}/|e_m|\epsilon\ell$; $S = z/\ell + E_z/|e_m|\epsilon\ell$; $\ell = (\hbar^2/2m|e_m|\epsilon)^{1/3}$; $e_m = (e_1 m_2 - e_2 m_1)/(m_1 + m_2)$, $E_{0z} = \hbar^2 \chi_{0z}^2/2m + e_m \epsilon L$, $E_z = \hbar^2 \chi_z^2/2m + e_m \epsilon L$; $m = m_1 m_2/(m_1 + m_2)$; $\vec{\chi} = (\vec{k}_\perp, \chi_z)$, $\vec{\chi}_0 = (\vec{k}_{0\perp}, \chi_{0z})$ – волновые векторы, определяющие импульсы относительного движения частиц до и после их рассеяния друг на друге, на границе внешнего поля; $e_{1,2}$, $m_{1,2}$ – заряды и массы легкой и тяжелой частиц; E_{0z} , E_z и $\vec{k}_{0\perp}$, \vec{k}_\perp – энергии продольного (относительно $\vec{\epsilon}$) и волновые векторы поперечного относительного движения двух сталкивающихся частиц в их начальном и конечном состояниях; $k_{z\pm} = \pm \sqrt{2m_e E_z/\hbar}$; $k_{0z} = \sqrt{2m_e E_{0z}/\hbar}$; $A_{\vec{k}_0, \vec{k}}$ – нормировочные постоянные; знак $\ll * \gg$ определяет комплексное сопряжение; и как было показано в [3], по крайней мере при рассеянии частиц почти поперек внешнего поля $\alpha_1 = \pi/4 - i \ln 2$; $\alpha_2 = \pi/4 + \arcsin(1/2)$.

При определении в нерелятивистском борновском приближении сечений тормозного излучения будем исходить из хорошо известного выражения (см., например, [4]):

$$d\sigma_{\vec{\epsilon}} = \frac{1}{j} \left(\frac{\omega^3}{2\pi c^3 \hbar} \right) |\vec{\epsilon}^* \vec{d}_{fj}|^2 d\omega d\phi dn, \quad (3)$$

где $\omega = \frac{E_j - E_f}{\hbar}$; E_j и E_f – энергия начального и конечного состояний системы соответственно; $\vec{\epsilon}$ – вектор поляризации излученного фотона; $d\omega d\phi$ – элемент телесного угла волнового вектора фотона; $dn = \frac{|k_z|\ell}{8\pi^3 |A_k|^2} k^2 dk d\theta d\varphi$ – число состояний, в которое переходит излучающая система с $d\omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ – элементом телесного угла, в котором находится вектор $\vec{k}(\theta, \varphi$ – сферические координаты вектора \vec{k} , φ отсчитывается от $\vec{k}_{0\perp}$); \vec{d}_{fj} – матричный элемент дипольного момента системы, который определяется по волновым функциям (1) и (2):

$$\vec{d}_{fj} = \frac{e_1 e_2}{\omega^2} \left(\frac{e_1}{m_1} - \frac{e_2}{m_2} \right) \iiint \psi_f^* \psi_j \nabla \frac{1}{r} d^3 \vec{r}, \quad (4)$$

где ψ_f и ψ_j – функции конечного и начального состояния системы, которые в зависимости от интервала продольной энергии E_z выбираются в виде (1) или (2); j – плотность потока относительного движения частиц в их начальном состоянии, вычисленная по (1):

$$j = \frac{\hbar |A_{\chi_0}|^2 |\chi_0|}{\ell m |\chi_{0z}|} \quad (5)$$

В настоящей работе (также как в [1, 2]) будем рассматривать тормозное излучение, возникающее на расстояниях (вдоль поля) от центра инерции системы меньших, чем $E_{0z}/\ell m \epsilon$. Эти расстояния значительно больше a при $\epsilon \ll e/a^2$. Вычисления, проведенные в [3], приводят к сечению $d\sigma_{\vec{\epsilon}}$, которое в единицах с масштабом длины $a = \hbar^2/e_m^2 m$ принимает вид:²

$$d\sigma_{\vec{\epsilon}} = \frac{1}{4\pi^2} \alpha^3 \frac{|\chi_{0z}|}{|k_{0z}| \chi_0} k (Z_1 Z_2 Z_m)^2 |T_{\vec{\epsilon}}|^2 \frac{d\omega}{\omega} d\phi d\theta, \quad (6)$$

где α – постоянная тонкой структуры; $k^2 = k_0^2 - 2\omega$; $k_{0z}^2 = \chi_{0z}^2 + 2\epsilon L$; $|T_{\vec{\epsilon}}|^2 = \frac{1}{4q_{\pm}^4} [(e^* \vec{q}_-)(\vec{e} \vec{q}_-) - i(\vec{e} \vec{q}_-)(e^* \vec{u}_-) + i(e^* \vec{q}_-)(\vec{e} \vec{u}_-) + (\vec{e} \vec{u}_-)(e^* \vec{u}_-)] e^{i(\gamma_1 - \gamma_1^*)} + \frac{i}{2q_{\pm}^2 q_{\pm}^2} \{ e^{i\gamma_1} [ih_+^*(e^* \vec{q}_-)(\vec{e} \vec{u}_+) + ih_-^*(\vec{e} \vec{q}_+)(e^* \vec{u}_-) + h_+^*(e^* \vec{u}_-)(\vec{e} \vec{u}_+) - h_-^*(\vec{e} \vec{q}_-)(\vec{e} \vec{q}_+)] + e^{-i\gamma_1} [h_-(e^* \vec{q}_+)(\vec{e} \vec{q}_-) + ih_-(\vec{e} \vec{q}_+)(\vec{e} \vec{u}_-) + ih_+(\vec{e} \vec{q}_-)(e^* \vec{u}_+) - h_+(\vec{e} \vec{u}_+)(\vec{e} \vec{u}_-)] \} + \text{к. с.};$

$\vec{u}_{\pm} = (\vec{q}_{\perp} f_{\pm}, q_{\perp})$ – “вектор”, который мы ввели, имея в виду в дальнейшем суммирование по поляризации фотона; $f_{\pm} = \frac{q_{\perp}^2 - q_{z\pm}^2}{2q_{z\pm}^2} \left(\frac{\pi}{2} \frac{q_{z\pm}}{|q_{z\pm}|} - \arctg \frac{q_{\perp}}{q_{z\pm}} \right) - \frac{q_{z\pm}^2 + q_{\perp}^2}{2q_{\perp} q_{z\pm}}$; $h_{\pm} = \exp(-i\gamma_2^*) \pm \frac{1}{2i} \exp(-i\gamma_1^*)$. Отметим, что в выражении (6), полученном при $\epsilon^{1/3} \ll E_z \ll \epsilon L$, угол $\theta \in (0, \frac{\pi}{2})$.

Для линейной поляризации фотона (именно этот случай мы здесь и рассматриваем) вектор поляризации $\vec{\epsilon} = (\sin \varphi_{\phi} \cos \varphi_{\vec{\epsilon}} + \cos \theta_{\phi} \cos \varphi_{\phi} \sin \varphi_{\vec{\epsilon}}; \cos \theta_{\phi} \sin \varphi_{\phi} \sin \varphi_{\vec{\epsilon}} -$

²Выражение (6) получено делением вероятности излучения фотона на найденную по ψ_{k_0} плотность потока (5) относительного движения частиц на границе поля. Именно с этим связано появление в (6) множителя $|\chi_{0z}|k/|k_{0z}|\chi_0$. Следует отметить, что в однородном электрическом поле плотность потока зависит от координаты вдоль этого поля, что делает определение сечения, вообще говоря, неоднозначным. Для однозначного определения сечения следует рассмотреть столкновения частиц в электрическом поле, локализованном в плоском слое. Однако при $\epsilon < 0.001|e_m|/a^2 - 0.01|e_m|/a^2 (a = \hbar^2/m\epsilon_m^2)$ и для области локализации поля порядка $100a$, такие сечения практически совпадают с (3), так как амплитуда отраженной от второй границы поля волны составляет приблизительно 10^{-3} от амплитуды волны, падающей на эту границу (подробнее см. [3]).

$\cos \varphi_\phi \cos \varphi_{\vec{\varepsilon}} - \sin \theta_\phi \sin \varphi_{\vec{\varepsilon}}$), где $\varphi_{\vec{\varepsilon}}$ – угол между вектором $\vec{\varepsilon}$ и $\vec{a}_\perp = \frac{[\vec{n}, \vec{\varepsilon}]}{\sin \theta_\phi}$, который лежит в плоскости xy и имеет координаты $(\epsilon/|\epsilon|)(\sin \varphi_\phi, -\cos \varphi_\phi, 0)$ (для сталкивающихся с ионом электронов $\epsilon < 0$, а для позитронов – положительно); $\theta_\phi, \varphi_\phi$ – сферические координаты вектора $\vec{n} = \vec{k}_\phi/k_\phi(\varphi_\phi$, также как и φ , отсчитывается от $\vec{k}_{0\perp}$).

Дифференциальное сечение неполяризованного тормозного излучения можно получить из выражения (6), если провести в нем суммирование по различным направлениям вектора поляризации фотонов, которое, как известно, сводится к усреднению по углу $\varphi_{\vec{\varepsilon}}$ и умножению на 2 (см., например, [4]).

Такая операция [3] приводит к сечению $d\sigma_{\vec{n}}$ излучения фотона с волновым вектором \vec{k}_ϕ , который лежит в элементе телесного угла $d\omega_\phi$, тогда как вектор \vec{k} находится в элементе телесного угла do :

$$d\sigma_{\vec{n}} = \frac{1}{4\pi^2} \alpha^3 \frac{|\chi_{0z}|}{|k_{0z}|} \frac{k}{\chi_0} (Z_1 Z_2 Z_m)^2 |T_{\vec{n}}|^2 \frac{d\omega}{\omega} d\omega_\phi do, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} |T_{\vec{n}}|^2 = & \frac{1}{4q_+^4} ([\vec{q}_-, \vec{n}]^2 + [\vec{u}_-, \vec{n}]^2) e^{i(\gamma_1 - \gamma_1^*)} + \frac{i}{2q_-^2 q_+^2} \left\{ (e^{-i\gamma_1^*} h_- - h_-^* e^{i\gamma_1}) [\vec{q}_-, \vec{n}] [\vec{q}_+, \vec{n}] + \right. \\ & + i(h_+^* e^{i\gamma_1} + h_+ e^{-i\gamma_1^*}) [\vec{q}_-, \vec{n}] [\vec{u}_+, \vec{n}] + i(h_-^* e^{i\gamma_1} + h_- e^{-i\gamma_1^*}) [\vec{q}_+, \vec{n}] [\vec{u}_-, \vec{n}] + \\ & + (h_+^* e^{i\gamma_1} - h_+ e^{-i\gamma_1^*}) [\vec{u}_+, \vec{n}] [\vec{u}_-, \vec{n}] \left. \right\} + \frac{1}{g_+^4} \{ |h_-|^2 [\vec{q}_+, \vec{n}] [\vec{q}_+, \vec{n}] + |h_+|^2 [\vec{u}_+, \vec{n}] [\vec{u}_+, \vec{n}] + \\ & + i(h_-^* h_+ - h_- h_+^*) [\vec{q}_+, \vec{n}] [\vec{u}_+, \vec{n}] \}. \end{aligned}$$

Нетрудно заметить, что представленные здесь сечения имеют осцилляционную структуру как функции угла θ (подробнее см. [3]).

Для случая, когда $E_z \ll \epsilon^{1/3}$ и $\epsilon L \ll E_z$, выражения для $d\sigma_{\vec{\varepsilon}}$ и $d\sigma_{\vec{n}}$ имеют следующий вид:

$$d\sigma_{\vec{\varepsilon}} = \frac{\alpha^3 |\chi_{0z}|}{\pi^2 |k_{0z}|} \frac{k}{\chi_0} (Z_1 Z_2 Z_m)^2 \frac{|\vec{\varepsilon} \vec{q}_+|^2}{q_+^4} \frac{d\omega}{\omega} d\omega_\phi do, \quad (8)$$

$$d\sigma_{\vec{n}} = \frac{\alpha^3 |\chi_{0z}|}{\pi^2 |k_{0z}|} \frac{k}{\chi_0} (Z_1 Z_2 Z_m)^2 \frac{[\vec{q}_+, \vec{n}]^2}{q_+^4} \frac{d\omega}{\omega} d\omega_\phi do. \quad (9)$$

Для проведения интегрирования сечений (6) и (7) по углам θ, φ волнового вектора относительного движения частиц была разработана программа, позволяющая строить двумерные и трехмерные графики с одновременным численным интегрированием по

любимым дополнительным двум параметрам. Для написания программы использовался язык программирования C++, для которого дополнительно были разработаны библиотеки для векторной алгебры. При численном интегрировании программно учитывается наличие быстроосциллирующего поведения функции относительно шага интегрирования (численно определяется период осцилляции, и интеграл рассчитывается с учетом найденного периода).

Анализ проинтегрированных сечений $d\sigma_{\vec{e}}$, $d\sigma_{\vec{n}}$ проведем, построив численными методами поверхности

$$F_{\vec{e}}(\theta_0, \varphi_e) = \frac{\pi^2}{\alpha^3(Z_1, Z_2, Z_m)^2} \frac{d\sigma_{\vec{e}}}{d\omega d\varphi}; \quad F_{\vec{n}}(\theta_\phi, \varphi_\phi) = \frac{\pi^2}{\alpha^3(Z_1, Z_2, Z_m)^2} \frac{d\sigma_{\vec{n}}}{d\omega d\varphi},$$

при фиксированных $\omega = 300$, $k_0 = 30$, $L = 10^4$, $\epsilon = 0.01$ и сравнивая их с аналогичными функциями

$$F_{\vec{e}0}(\theta_0, \varphi_e) = \frac{\pi^2}{\alpha^3(Z_1, Z_2, Z_m)^2} \frac{d\sigma_{\vec{e}0}}{d\omega d\varphi}; \quad F_{\vec{n}0}(\theta_\phi, \varphi_\phi) = \frac{\pi^2}{\alpha^3(Z_1, Z_2, Z_m)^2} \frac{d\sigma_{\vec{n}0}}{d\omega d\varphi},$$

построенными также, но при $\epsilon = 0$ после численного интегрирования соответствующих сечений (см., например, [1 - 4]):

$$d\sigma_{\vec{e}} = \frac{\alpha^3}{\pi^2} \frac{\chi}{\chi_0} (Z_1 Z_2 Z_m)^2 \frac{|\vec{e}\vec{q}_x|^2}{q_x^4} \frac{d\omega}{\omega} d\varphi d\theta, \quad (10)$$

$$d\sigma_{\vec{n}} = \frac{\alpha^3}{\pi^2} \frac{\chi}{\chi_0} (Z_1 Z_2 Z_m)^2 \frac{[\vec{q}_x, \vec{n}]^2}{q_x^4} \frac{d\omega}{\omega} d\varphi d\theta, \quad (11)$$

где $\vec{q}_x = \vec{\chi} - \vec{\chi}_0$, $\vec{\chi} = \chi(\sin\theta \cos\varphi, \sin\theta \sin\varphi, \cos\theta)$, $\chi^2 = \chi_0^2 - 2\omega$, $\vec{\chi}_0 = (\vec{k}_{0L}, \sqrt{k_{0z}^2 - 2\epsilon L})$.

Кроме того, поверхности $F_{\vec{n}}(\theta_\phi, \varphi_\phi)$ и $F_{\vec{n}0}(\theta_\phi, \varphi_\phi)$ для наглядности были построены как в прямой геометрии, так и в сферической, где вдоль радиуса, соответствующего вектору \vec{k}_ϕ , откладывались значения этих функций.

Рис. 1, 2 иллюстрируют функции $F_{\vec{e}}(\theta_0, \varphi_e)$ и $F_{\vec{e}0}(\theta_0, \varphi_e)$ при различных направлениях вектора \vec{k}_ϕ . На рис. 1 представлены соответствующие поверхности для $\theta_\phi = 0$ и $\theta_\phi = \pi/2$ при $\varphi_\phi = 0$, а эти же функции на рис. 2 изображены при значениях $\varphi_\phi = \pi/4$, $\varphi_\phi = \pi/2$ и $\theta_\phi = \pi/2$. Нетрудно видеть, что рассматриваемые сечения поляризованного тормозного излучения отличаются не только величиной, но и зависимостью от направления начального импульса относительного движения частиц и поляризацией тормозных фотонов, в случае, когда внешнее электрическое есть, и когда его нет.

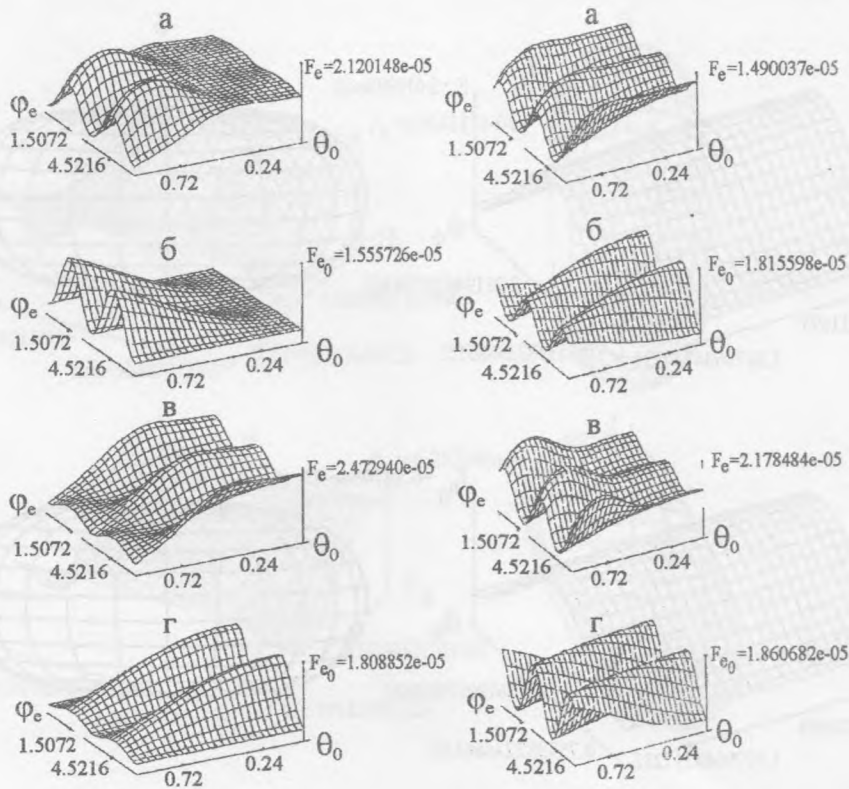


Рис. 1. Поверхности: (а) $F_z(\theta_0, \varphi_e)$ и (б) $F_{z0}(\theta_0, \varphi_e)$ при $\theta_0 \in (0; 1)$, $\varphi_e \in (0; 2\pi)$, $\omega = 300$, $k_0 = 30$, $\theta_\phi = 0$, $\varphi_\phi = 0$; (в) $F_z(\theta_0, \varphi_e)$ и (г) $F_{z0}(\theta_0, \varphi_e)$ при $\theta_0 \in (0; 1)$, $\varphi_e \in (0; 2\pi)$, $\omega = 300$, $k_0 = 30$, $\theta_\phi = \pi/2$, $\varphi_\phi = 0$.

Рис. 2. Поверхности: (а) $F_z(\theta_0, \varphi_e)$ и (б) $F_{z0}(\theta_0, \varphi_e)$ при $\theta_0 \in (0; 1)$, $\varphi_e \in (0; 2\pi)$, $\omega = 300$, $k_0 = 30$, $\theta_\phi = \pi/2$, $\varphi_\phi = \pi/4$; (в) $F_z(\theta_0, \varphi_e)$ и (г) $F_{z0}(\theta_0, \varphi_e)$ при $\theta_0 \in (0; 1)$, $\varphi_e \in (0; 2\pi)$, $\omega = 300$, $k_0 = 30$, $\theta_\phi = \pi/2$, $\varphi_\phi = \pi/2$.

Рисунки 3, 4 иллюстрируют зависимость пространственного распределения интенсивности тормозного неполяризованного излучения от направления вектора \vec{k}_0 , в случае наличия внешнего поля и при его отсутствии. При отсутствии поля изменение направления начального относительного импульса сталкивающихся частиц приводит только к повороту пространственного распределения интенсивности тормозного излучения, которое остается неизменным относительно вектора \vec{k}_0 , что является очевидным результатом (рис. 3г, 4г). При наличии же внешнего электрического поля происходит заметное изменение в пространственной структуре тормозного излучения при θ_0 , близком к

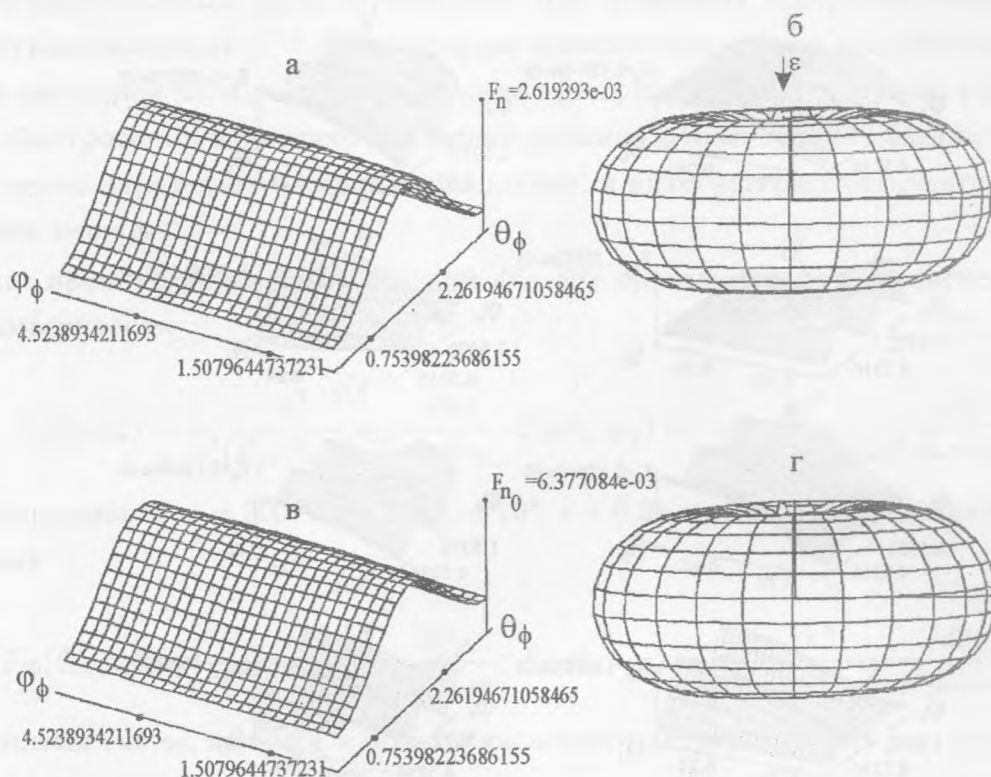


Рис. 3. (а) поверхность $F_{\vec{n}}(\theta_\phi, \varphi_\phi)$ при $\theta_\phi \in (0; \pi)$, $\varphi_\phi \in (0; 2\pi)$, $\omega = 300$, $k_0 = 30$, $\theta_0 = 0$; (б) та же функция $F_{\vec{n}}(\theta_\phi, \varphi_\phi)$, представленная в сферических координатах, величина функции отложена вдоль радиуса, определяемого углами $\theta_\phi = 0$, $\varphi_\phi = 0$, (вектор ϵ нормален к плоскости xy); (в) поверхность $F_{\vec{n}_0}(\theta_\phi, \varphi_\phi)$ при $\theta_\phi \in (0; \pi)$, $\varphi_\phi \in (0; 2\pi)$, $\omega = 300$, $k_0 = 30$, $\theta_0 = 0$; (г) та же функция $F_{\vec{n}_0}(\theta_\phi, \varphi_\phi)$, представленная в сферических координатах, величина функции отложена вдоль радиуса, определяемого углами $\theta_\phi = 0$, $\varphi_\phi = 0$, вектор ϵ нормален к плоскости xy .

$\pi/2$ ($\theta_0 = 1$) (рис. 4б). Это связано с заметным увеличением доли отраженных частиц от потенциального барьера внешнего электрического поля (по сравнению со случаем $\theta_0 = 0$), тогда как при $\theta_0 = 0$ рассматриваемые функции $F_{\vec{n}}(\theta_\phi, \varphi_\phi)$ и $F_{\vec{n}_0}(\theta_\phi, \varphi_\phi)$ имеют одинаковый вид (рис. 3). Численное же отличие этих функций связано с тем, что при $\epsilon \neq 0$ вероятность излучения фотона делилась на плотность потока вероятности, взятую не в окрестности центра сталкивающихся частиц (как это фактически имеет место при $\epsilon = 0$), а на границе поля (см. также сноску).

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что внешнее электрическое поле

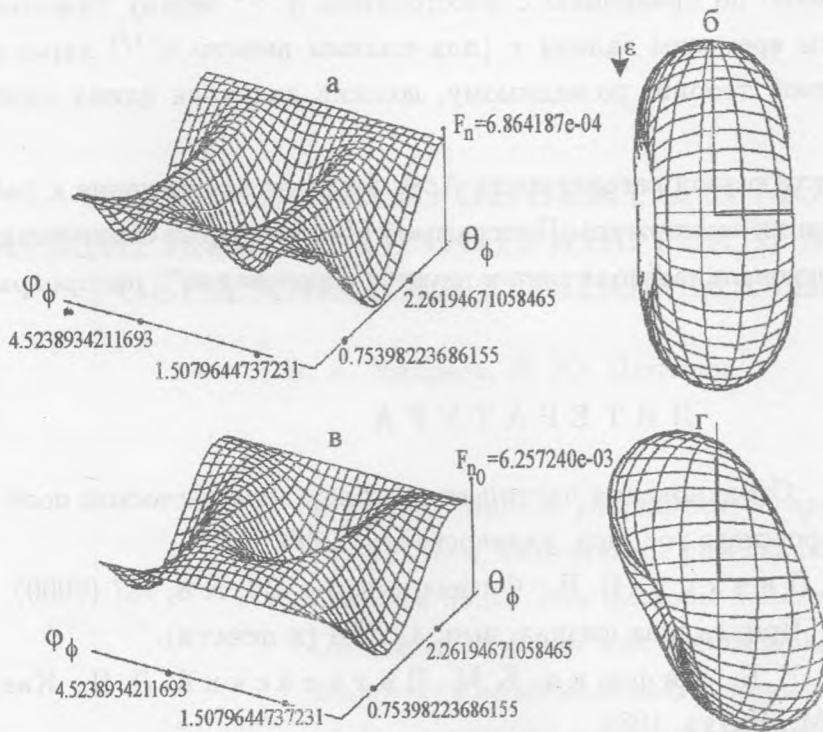


Рис. 4. (а) поверхность $F_n(\theta_\phi, \varphi_\phi)$ при $\theta_\phi \in (0; \pi)$, $\varphi_\phi \in (0; 2\pi)$, $\omega = 300$, $k_0 = 30$, $\theta_0 = 1$; (б) та же функция $F_n(\theta_\phi, \varphi_\phi)$, представленная в сферических координатах, величина функции отложена вдоль радиуса, определяемого углами $\theta_\phi = 0$, $\varphi_\phi = 0$ (вектор ϵ нормален к плоскости xu); (в) поверхность $F_{n0}(\theta_\phi, \varphi_\phi)$ при $\theta_\phi \in (0; \pi)$, $\varphi_\phi \in (0; 2\pi)$, $\omega = 300$, $k_0 = 30$, $\theta_0 = 1$; (г) та же функция $F_{n0}(\theta_\phi, \varphi_\phi)$, представленная в сферических координатах, величина функции отложена вдоль радиуса, определяемого углами $\theta_\phi = 0$, $\varphi_\phi = 0$, вектор ϵ нормален к плоскости xu .

заметно влияет не только на излучение рассеянных частиц в узком интервале направлений их конечных импульсов, как это было показано в работах [1 – 3] (что проявлялось в существовании осцилляционной структуры соответствующих дифференциальных сечений), но и на излучение, связанное с рассеянием частиц по всем направлениям.

Отметим, что условия применимости полученных здесь выражений должны включать неравенства (подробнее см. [1 – 3]) $E_z/e\epsilon \ll n^{-1/3}$ (n – концентрация рассеивающих тяжелых частиц) и $(mE_z)^{1/2}/e_m\epsilon \ll \tau$, которые соответствуют малости расстояния между рассеивающей частицей и точкой отражения (от потенциального барьера внешнего поля) легкой частицы и среднего времени прохождения ею этого

расстояния соответственно по сравнению с расстоянием $n^{-1/3}$ между тяжелыми частицами и характерным временем задачи τ (для плазмы вместо $n^{-1/3}$ характерным размером задачи в данной теории, по-видимому, должна являться длина свободного пробега электрона).

Авторы выражают глубокую благодарность А. А. Рухадзе за внимание к работе.

Настоящие исследования поддержаны Программой Министерства образования и науки РФ "Федерально-региональная политика в науке и образовании", подпрограмма 1; проект 1611.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Крылов В. И. Столкновения частиц во внешнем электрическом поле. Хабаровск, Изд-во Хабаровского гос. пед. университета, 1999.
- [2] Крылов В. И., Пивкин В. В. Физика плазмы, **26**, N 8, 737 (2000).
- [3] Крылов В. И. Прикладная физика, вып. 4, 2004 (в печати).
- [4] Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. М., Наука, 1989.

Институт общей физики
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 18 мая 2004 г.