

УДК 537.87

К ТЕОРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В СЛОИСТОЙ СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

II. О ЧАСТИЦЕ, ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ВОКРУГ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ШАРА

С. Р. АРЗУМАНЯН, Л. Ш. ГРИГОРЯН, А. А. СААРЯН, Х. В. КОТАНДЖЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 10 сентября 1994 г.)

Рассчитана интенсивность излучения заряженной частицы, с произвольной скоростью равномерно вращающейся вокруг диэлектрического шара, окруженного однородной средой. Выведены соответствующие предельные формулы для случаев нерелятивистской и релятивистской частиц, а также для шара малого радиуса. В частных случаях они совпадают с ранее известными результатами.

В [1] выведена формула для интенсивности излучения заряженной частицы в среде, состоящей из произвольного числа сферически-симметрических слоев с общим центром и разными диэлектрическими проницаемостями. В данной, второй части работы рассмотрен частный случай одного слоя: диэлектрический шар, окруженный однородной средой. В [2] изучено переходное излучение заряженной частицы на проводящем шаре. В [3] рассчитано излучение нерелятивистской частицы, равномерно вращающейся в вакууме вокруг диэлектрического шара. Нами вычислена интенсивность излучения частицы, с произвольной скоростью равномерно вращающейся вокруг диэлектрического шара.

Итак, рассмотрим шар с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon_0$, окруженный однородной средой с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon_1$ (магнитную проницаемость считаем равной 1). В сферической системе координат r, θ, φ с началом в центре шара

$$\epsilon(r) = \epsilon_0 + (\epsilon_1 - \epsilon_0)\theta(r - r_1), \quad (1)$$

где $\theta(x)$ — ступенчатая функция. Имея функцию Грина (ФГ) электромагнитного поля, можно определить интенсивность излучения заряженной частицы, движущейся произвольным образом. Согласно [1] для вычисления ФГ $\hat{G}_i^{(1)}(r, r')$ нужно сначала определить вспомогательную функцию $g_i(r, r')$, задаваемую уравнением (1.23)*, и только после этого однократным применением рекуррентной формулы (1.32) вычислить $\hat{G}_i^{(1)}(r, r')$. Детали расчетов $g_i(r, r')$ приведены в [4] для случая произвольного числа вложенных друг в друга сферически-симметри-

*) Здесь и далее римская цифра I указывает на соответствующую формулу работы [1].

ческих слоев с общим центром и разными диэлектрическими проницаемостями. В данном случае мы имеем дело с шаром, окруженным однородной средой (одна граница), что значительно упрощает расчеты. В итоге приходим к следующему результату:

$$g_l(r, r') = -\frac{4\pi r'^2}{r_1^2 a_l^{(12)}} P_l(r, r'), \quad (2)$$

где

$$P_l(r, r' \leq r_1) = \begin{cases} j_l(i_0 r) b_l^{(1)}(r') & \text{при } r \leq r' \\ b_l^{(1)}(r) j_l(i_0 r') & \text{при } r' \leq r \leq r_1 \\ h_l^{(1)}(i_1 r) j_l(i_0 r') & \text{при } r \geq r_1 \end{cases} \quad (3.1)$$

$$P_l(r, r' \geq r_1) = \begin{cases} j_l(i_0 r) h_l^{(1)}(i_1 r') & \text{при } r \leq r_1 \\ b_l^{(2)}(r) h_l^{(1)}(i_1 r') & \text{при } r_1 \leq r \leq r' \\ h_l^{(1)}(i_1 r) b_l^{(2)}(r') & \text{при } r \geq r' \end{cases} \quad (3.2)$$

$$\frac{b_l^{(1)}(r)}{i l_0 r_1^2} = a_l^{(11)} j_l(i_0 r) + a_l^{(12)} h_l^{(1)}(i_0 r),$$

$$\frac{b_l^{(2)}(r)}{i l_1 r_1^2} = a_l^{(21)} j_l(i_1 r) + a_l^{(22)} h_l^{(1)}(i_1 r), \quad (3.3)$$

$$\|a_l^{ik}\| = \begin{vmatrix} h_l^{(1)}(i_0 r_1) h_l^{(1)}(i_1 r_1) & -j_l(i_0 r_1) h_l^{(1)}(i_1 r_1) \\ -j_l(i_0 r_1) h_l^{(1)}(i_1 r_1) & j_l(i_0 r_1) j_l(i_1 r_1) \end{vmatrix}.$$

В (3) $j_l(x)$ и $h_l^{(1)}(x)$ — сферические функции Бесселя и Ханкеля I рода [5.6],

$$i_l = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_l}, \quad a(\underline{z}r) b(\underline{\beta}r) \equiv a \cdot \frac{\partial b}{\partial r} - \frac{\partial a}{\partial r} \cdot b. \quad (4)$$

Заметим, что $g_l(r, r')$ является непрерывной функцией r и r' . В случае однородной среды $\varepsilon = \text{const}$, и поэтому $g_l(r, r')$ принимает вид:

$$g_l(r, r') = -4\pi i l r'^2 \begin{cases} j_l(i r) h_l^{(1)}(i r') & \text{при } r \leq r' \\ j_l(i r') h_l^{(1)}(i r) & \text{при } r \geq r'. \end{cases} \quad (5)$$

Используя (2), по формулам (3.31) и (1.32) можно вычислить $\hat{G}_l^{(1)}(r, r')$. После преобразований (см. [4]) приходим к выражению

$$\hat{G}_l^{(1)}(r, r') = -4\pi \frac{r'^2}{r_1^2} \begin{bmatrix} \hat{\sigma}_l \hat{\Phi}_l^{(1)}(r, r') \hat{\sigma}_l & 0 \\ 0 & \rho_l(r, r') \end{bmatrix}, \quad (6)$$

в котором

$$\hat{\Phi}_l(r, r') = \hat{K}_l[P_l(r, r')] + \gamma_l \hat{K}_l[P_l(r, r_1)] \cdot \hat{\gamma}_l \cdot \hat{V}_l(r'),$$

$$\hat{K}_l(x_l) = \begin{bmatrix} x_{l-1} & 0 \\ 0 & x_{l+1} \end{bmatrix}, \quad f_l = f_l/a_l^{(12)}, \quad (7)$$

$$\hat{\sigma}_l = \frac{1}{\sqrt{2l+1}} \begin{pmatrix} \sqrt{l} & \sqrt{l+1} \\ \sqrt{l+1} & -\sqrt{l} \end{pmatrix}, \quad \hat{\gamma}_l = \begin{pmatrix} l & -\sqrt{l(l+1)} \\ \sqrt{l(l+1)} & -(l+1) \end{pmatrix}.$$

$\gamma_l(r_1)$ можно представить в виде

$$\gamma_l = \frac{1/\varepsilon_0 - 1/\varepsilon_1}{l z_{l-1} + (l+1) z_{l+1}}, \quad (1)$$

где

$$z_l = \frac{j_1(\lambda_0 r_1) \frac{\lambda_1}{\varepsilon_1} h_l^{(1)}(\lambda_1 r_1) - \frac{\lambda_0}{\varepsilon_0} j_l(\lambda_0 r_1) h_l^{(1)}(\lambda_1 r_1)}{j_1(\lambda_0 r_1) \lambda_1 h_l^{(1)}(\lambda_1 r_1) - \lambda_0 j_l(\lambda_0 r_1) h_l^{(1)}(\lambda_1 r_1)}, \quad (2)$$

а

$$\hat{V}_l(r) = j_0 j_l(\lambda_0 r_1) \hat{K}_l[h(\lambda_1 r)] \quad (10)$$

для интересующего нас случая $r' > r_1$. Электромагнитное поле, созданное произвольным током, определяется формулой (1.12). Подставив (6) в это выражение, получим:

$$\begin{aligned} (2l+1) \frac{cr_1^2}{4\pi} \begin{bmatrix} A_1^{lm}(r) \\ A_2^{lm}(r) \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} lu_{l-1} + (l+1)u_{l+1} \\ \sqrt{l(l+1)}(u_{l-1} - u_{l+1}) \end{bmatrix}_{(r_1)}^{lm} + \\ &+ \begin{bmatrix} \sqrt{l(l+1)}(u_{l-1} - u_{l+1}) \\ (l+1)u_{l-1} + lu_{l+1} \end{bmatrix}_{(r_2)}^{lm} + \gamma(r_1) \{ lB_{l-1}^{lm}(1) - (l+1)B_{l+1}^{lm}(1) + \\ &+ \sqrt{l(l+1)}[B_{l-1}^{lm}(2) + B_{l+1}^{lm}(2)] \} \times \begin{bmatrix} lP_{l-1} + (l+1)P_{l+1} \\ \sqrt{l(l+1)}(P_{l-1} - P_{l+1}) \end{bmatrix}_{(r, r_1)}, \quad (11) \end{aligned}$$

$$A_3^{lm} = \frac{4\pi}{cr_1^2} \int_0^\infty P_l(r, r') j_3^{lm}(r') r'^2 dr'.$$

Здесь

$$\begin{aligned} u_{l_1}^{lm}(r, \mu) &= \int_0^\infty P_{l_1}(r, r') j_{\mu}^{lm}(r') r'^2 dr', \\ B_{l_1}^{lm}(\mu) &= \lambda_1 h_{l_1}^{(1)}(\lambda_1 r_1) \int_0^{r_1-0} j_{l_1}(\lambda_0 r') j_{\mu}^{lm}(r') r'^2 dr' + \\ &+ \lambda_0 j_{l_1}(\lambda_0 r_1) \int_{r_1+0}^\infty h_{l_1}^{(1)}(\lambda_1 r') j_{\mu}^{lm}(r') r'^2 dr' + \\ &+ \frac{1}{2} r_1^2 \sigma_{\mu}^{lm}(r_1) [j_{l_1}(\lambda_0 r_1) \lambda_1 h_{l_1}^{(1)}(\lambda_1 r_1) + \lambda_0 j_{l_1}(\lambda_0 r_1) h_{l_1}^{(1)}(\lambda_1 r_1)], \quad (12) \end{aligned}$$

а

$$\sigma_{\mu}^{lm}(r_1) = \int_{r_1-0}^{r_1+0} j_{\mu}^{lm}(r') dr' \quad (13)$$

—плотность поверхностных токов.

Имея $A_{\mu}^{lm}(r)$, по формулам (1.36); (1.37) можно определить напряженность электромагнитного поля в любой точке пространства. Ин-

тенсивность соответствующего излучения определяется формулами (1.45). Входящие в эти выражения величины a_{μ}^{lm} определяются из условия равенства (11) выражению (1.39) в волновой зоне.

Теперь обсудим нашу основную задачу—определение интенсивности излучения заряженной частицы, равномерно вращающейся по окружности (радиуса R) вокруг диэлектрического шара (радиуса r_1). В [7] исследован случай вакуума: $\epsilon_0 = \epsilon_1 = 1$ (синхротронное излучение). Случай однородной среды изучен в [8]. В [3] рассчитана интенсивность излучения в двух предельных случаях: (i) нерелятивистская частица, вращающаяся вокруг диэлектрического шара, и (ii) частица, вращающаяся вблизи идеально проводящего шара ($R \approx r_1$). Мы обобщим эти результаты на случай произвольных ϵ_0 , ϵ_1 и $R (> r_1)$.

Плотность тока частицы можно представить в виде

$$j = \frac{1}{R^2} q v e^{-i} \delta(r-R) \delta\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right) \delta(\varphi - \omega_0 t), \quad (14)$$

где q —заряд частицы, v —ее скорость, а ω_0 —циклическая частота вращения. В (14) система координат ориентирована так, что плоскость вращения частицы определяется равенством $\theta = \frac{\pi}{2}$.

Используя разложение

$$\delta(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{ik\varphi}, \quad (15)$$

без особого труда можно определить $j_{\mu}^{lm}(r, k)$. Подставив найденные значения для j_{μ}^{lm} в (11)–(13), с учетом (3.2) получим:

$$\begin{bmatrix} A_1^{lm}(r) \\ A_2^{lm}(r) \end{bmatrix} = 4\pi \delta_{km} \frac{q v \beta_{k1}^l}{c r_1^2 (2l+1)} \left[\sqrt{\frac{1}{l+1}}, \sqrt{\frac{-1}{l+1}} \right] \begin{bmatrix} \sigma_l^- h_{l-1}^{(1)}(\lambda_1 r) \\ \sigma_l^+ h_{l+1}^{(1)}(\lambda_1 r) \end{bmatrix}, \quad (16)$$

$$A_3^{lm}(r) = 4\pi \delta_{km} \frac{q v \beta_{k2}^l b_l^{(2)}(R)}{c r_1^2 \sqrt{l(l+1)} a_l^{(12)}} h_l^{(1)}(\lambda_1 r),$$

где

$$\begin{aligned} \beta_{k1}^l &= -ik Y_{lk}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right), \quad \beta_{k2}^l = \frac{d}{dx} Y_{lk}(x, 0) \Big|_{x=\frac{\pi}{2}}, \\ a_{l-1}^{(12)} \sigma_l^- &= b_{l-1}^{(2)}(R) + l S_l(r_1, R) j_{l-1}(\lambda_0 r_1), \\ a_{l+1}^{(12)} \sigma_l^+ &= b_{l+1}^{(2)}(R) - (l+1) S_l(r_1, R) j_{l+1}(\lambda_0 r_1), \\ S_l(r, R) &\equiv j_0(j_l(\lambda_0 r) Y_{l0}(r)) [h_{l-1}^{(1)}(\lambda_1 R) + h_{l+1}^{(1)}(\lambda_1 R)], \end{aligned} \quad (17)$$

$Y_{lm}(\theta, \varphi)$ —сферические гармоники. После этого с помощью разложения [5, 9]

$$h_l^{(1)}(x) \approx (-i)^{l+1} \frac{e^{ix}}{x} \quad \text{при } x \gg l \quad (18)$$

можно убедиться в том, что в волновой зоне (16) сводится к (1.39), и определить тем самым коэффициенты a_{lm}^{im} . Подставив найденные значения a_{lm}^{im} в (1.42) и (1.45.2), найдем интенсивность излучения частицы на k -ой гармонике:

$$\frac{dI_k}{d\Omega} = 2 \frac{q^2 v^2}{c r_1^4 \sqrt{\varepsilon_1}} \left| \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n [\gamma_{k2}(n) X_{k+2n,k}^{(2)}(\theta, 0) + i \gamma_{k3}(n) X_{k+2n+1,k}^{(3)}(\theta, 0)] \right|^2, \quad (19.1)$$

$$I_k = 2 \frac{q^2 v^2}{c r_1^4 \sqrt{\varepsilon_1}} \sum_{n=0}^{\infty} (|\gamma_{k2}(n)|^2 + |\gamma_{k3}(n)|^2), \quad (19.2)$$

$X_{lm}^{(\mu)}$ — приведены в (1.6). Амплитуда

$$\gamma_{k2}(n) = k \psi_l(2) P_l^k(0) \sqrt{\frac{(l-k)!}{l(l+1)(l+1)(l+k)!}}, \quad l = k + 2n \quad (20)$$

описывает вклад мультиполей электрического типа, а

$$\gamma_{k3}(n) = \psi_l(3) \frac{dP_l^k(x)}{dx} \Big|_{x=0} \sqrt{\frac{(2l+1)(l-k)!}{l(l+1)(l+k)!}}, \quad l = k + 2n + 1 \quad (21)$$

— мультиполей магнитного типа. Множители $\psi_l(\mu)$ равны

$$\begin{aligned} \psi_l(2) &= (l+1)\varepsilon_l^- - l\varepsilon_l^+ = (l+1)\psi_{l-1}(3) - l\psi_{l+1}(3) + \\ &+ i_0 l(l+1) \gamma_l(r_1) j_l(i_0 r_1) [j_{l-1}(i_0 r_1) + j_{l+1}(i_0 r_1)] [h_{l-1}^{(1)}(i_1 R) + h_{l+1}^{(1)}(i_1 R)], \end{aligned} \quad (22)$$

$$\psi_l(3) = b_l^{(2)}(R) = i_1 r_1^2 \left[j_l(i_1 R) - \frac{z_l}{l+z_l} h_l^{(1)}(i_1 R) \right],$$

$$z_l = j_l(i_0 r_1) j_l(i_1 r_1) / j_l(i_0 r_1) n_l(i_1 r_1),$$

где $n_l(x)$ — сферическая функция Неймана порядка l [5, 10], γ_l приведена в (8), (9).

В случае однородной среды ($\varepsilon_0 = \varepsilon_1 = \varepsilon$) формулы (19) переходят (см. [4]) в выражения для $dI_k/d\Omega$ и I_k , приведенные в [7, 11] (см. также (26), (27)). Обсудим другие предельные случаи.

Рассмотрим частицу, вращающуюся с нерелятивистской, но достаточно большой скоростью:

$$z_l = k \frac{v}{c} \sqrt{\varepsilon_l} \ll 1, \quad l = 0, 1. \quad (23)$$

В этом случае излучаются мультиполи только электрического типа, а формулы (19) принимают вид

$$\frac{dI_k}{d\Omega} = \frac{(q \omega_0 z_1 k)^2}{2\pi c \sqrt{\varepsilon_1} (2^k k!)^2} (z_1 \sin \theta)^{2k-2} \cdot (1 + \cos^2 \theta) \Delta_k^2, \quad (24.1)$$

$$I_k \approx \frac{2k(k+1)}{(2k+1)!} \frac{q^2 \omega_0^2}{c \sqrt{\varepsilon_1}} z_1^{2k} \Delta_k^2. \quad (24.2)$$

Влияние диэлектрического шара учитывается множителем Δ_k^2 :

$$\Delta_k \approx 1 + \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)k}{\varepsilon_0 k + \varepsilon_1(k+1)} \left(\frac{r_1}{R} \right)^{2k+1}, \quad r_1 < R. \quad (25)$$

Как и следовало ожидать, при $\varepsilon_0 \rightarrow \varepsilon_1$ или $r_1 \rightarrow 0$ формулы (24) переходят в соответствующие выражения для однородной среды с $\varepsilon = \varepsilon_1$, так как $\Delta_k \rightarrow 1$. Выражение (24.1) при $\varepsilon_1 = 1$ получено в [3].

Теперь рассмотрим случай частицы, вращающейся с произвольной скоростью вокруг шара малого радиуса: $y = r_1/R \ll 1$. В пределе $y = 0$ (однородная среда с диэлектрической проницаемостью ε_1) интенсивность излучения на k -ой гармонике

$$I_k^{(0)}(\varepsilon_1) = I_{k2}^{(0)}(\varepsilon_1) + I_{k3}^{(0)}(\varepsilon_1), \quad (26)$$

где вклады мультиполей электрического (2) и магнитного (3) типов определяются выражениями

$$I_{k2}^{(0)}(\varepsilon) = 2 \frac{q^2 \omega_0^2}{c \sqrt{\varepsilon}} k^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2l+1)(l-k)!}{l(l+1)(l+k)!} [P_l^k(0)]^2 [z_{jl}(z)]'^2; \quad l = k+2n, \quad (27)$$

$$I_{k3}^{(0)}(\varepsilon) = 2 \frac{q^2 \omega_0^2}{c \sqrt{\varepsilon}} z^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2l+1)(l-k)!}{l(l+1)(l+k)!} \left[\frac{dP_l^k(x)}{dx} \right]_{x=0}^2 j_l^2(z); \quad l = k+2n+1.$$

При наличии шара появляется малая добавка

$$I_k \approx I_k^{(0)} + I_k^{(1)}; \quad I_k^{(1)} = \frac{q^2 \omega_0^2 (\varepsilon_1 - \varepsilon_0) k (z_1 y)^{2k+1}}{c \sqrt{\varepsilon_1} [k \varepsilon_0 + (k+1) \varepsilon_1] (2k)!} [z_1 j_k(z_1)]' [z_1 n_k(z_1)]'. \quad (28)$$

Если наряду с $y \ll 1$ также удовлетворяется условие (23), то выражение для $I_k^{(1)}$ упрощается:

$$I_k^{(1)} \approx 4 \frac{q^2 \omega_0^2}{c \sqrt{\varepsilon_1}} \frac{k^2 (k+1) (\varepsilon_1 - \varepsilon_0) z_1^{2k} y^{2k+1}}{[k \varepsilon_0 + (k+1) \varepsilon_1] (2k+1)!}. \quad (29)$$

Эта формула получается также из (24.2) при $y \ll 1$.

В заключение обсудим случай релятивистской частицы, предполагая

$$\varepsilon_0 \approx \varepsilon_1 \approx \varepsilon; \quad \beta_1 = \frac{v}{c} \sqrt{\varepsilon_1} \approx 1; \quad y = \frac{r_1}{R} \approx 1 \quad (30)$$

для упрощения расчетов. В этом случае, как известно [7, 11], основная часть излучения приходится на гармоники с $k \gg 1$. После ряда преобразований (см. [4]) формула (19.2) принимает следующий вид:

$$I_k \approx \frac{4q^2 \omega_0^2}{\pi c \sqrt{\varepsilon}} \left(\frac{k}{2} \right)^{1/3} (F_1 + F_2), \quad (31)$$

где

$$F_1 = \int_0^{\infty} |u(x + \alpha_1) - v(\tau_0, \tau_1) w(x + \alpha_1)|^2 \sqrt{x} dx,$$

$$F_2 = \int_0^{\infty} |u'(x+z_1) - z(\tau_0, \tau_1)w'(x+z_1)|^2 \frac{dx}{\sqrt{x}}, \quad (32)$$

$$\tau_i = x + a_i + \left(\frac{k}{2}\right)^{2/3} \left(1 - \frac{r_1^2}{R^2}\right), \quad z_i = \left(\frac{k}{2}\right)^{2/3} \left(\frac{v^2}{c^2} \varepsilon_i\right),$$

$$z(x_1, x_2) = \frac{u(x_1)u(x_2)}{u(x_1)w(x_2)}, \quad w(x) = u_1(x) + iu(x),$$

а

$$u(x) = \sqrt{\pi} A_1(x), \quad u_1(x) = \sqrt{\pi} B_1(x)$$

—пара линейно независимых функций Эйри (обозначения [10]). В случае однородной среды (31) преобразованиями сводится к

$$I_k \approx -\frac{2q^2\omega_0^2}{c\sqrt{\pi\varepsilon}} k^{1/3} \left[u'(a) + \frac{a}{2} \int_a^{\infty} u(x) dx \right] \quad (33)$$

с

$$a = k^{2/3}(1 - \beta^2), \quad \beta = \frac{v}{c} \sqrt{\varepsilon}. \quad (34)$$

Интересно, что при незначительном отличии r_1 от R даже в случае $\varepsilon_0 \neq \varepsilon_1$

$$\sigma \sim e^{-\frac{2}{3} k(1-r_1^2/R^2)^{3/2}} \approx 0, \quad (35)$$

и поэтому (31) вновь сводится к (33) с $\varepsilon = \varepsilon_1$ независимо от R . При $a > 0$ ($\beta < 1$) формула (33) еще более упрощается и после перехода к непрерывному спектру $\omega = k\omega_0$ сводится к

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{\sqrt{3}q^2\omega_0}{2\pi c\sqrt{\varepsilon(1-\beta^2)}} \Phi\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right), \quad (36)$$

где

$$\omega_c = \frac{3\omega_0}{2(1-\beta^2)^{3/2}}, \quad \Phi(z) = z \int_z^{\infty} K_{5/3}(x) dx, \quad (37)$$

$K_{5/3}(x)$ — функция Макдональда [10]. Для случая вакуума формула (36) выведена в [7]. Если $a < 0$ ($\beta > 1$, черенковское излучение), то после пересчета на единицу пройденного пути

$$\frac{1}{v} \sum_{\beta^2 > 1} I_k = \int J(\omega) d\omega, \quad (38)$$

получим

$$J(\omega) = \frac{q^2}{c^2} \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2}\right) (1-f), \quad (39)$$

где функция

$$\sqrt{\pi}f \approx \frac{2}{|a|} u'(-|a|) + \int_{-\infty}^{-|a|} u(x) dx \quad (40)$$

учитывает интерференцию излучения. Для больших $|a|$ (этот случай исследован в [8]) f мало. В пределе $f=0$ (прямолинейное движение) (39) переходит в известную формулу Черенкова [12].

Авторы признательны проф. А. Р. Мкртчяну за ценные обсуждения и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Р. Арзуманян, Л. Ш. Григорян, А. А. Саарян. Изв. НАН Армении, Физика, 30, № 3, 99 (1990).
2. Г. А. Аскармян. ЖЭТФ, 23, 2200 (1953).
3. М. Р. Магомедов. Изв. АН АрмССР, Физика, 4, 271 (1969).
4. А. Р. Мкртчян, Л. Ш. Григорян, А. А. Саарян, С. Р. Арзуманян. Препринт ИППФ-2-91, Ереван, 1991, 76 стр.
5. Г. Корн, Т. Корн. Справочник по математике. М., Наука, 1977.
6. Г. Н. Ватсон. Теория Бесселевых функций, ч. 1, М., ИЛ, 1949.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теория поля. М., Наука, 1973.
8. К. Китао. Progr. Theor. Phys., 23, 759 (1960).
9. Дж. Джексон. Классическая электродинамика. М., Мир, 1965.
10. Справочник по специальным функциям. М., Наука, 1979.
11. А. А. Соколов, И. М. Тернов. Релятивистский электрон. М., Наука, 1983.
12. И. М. Франк. Излучение Вавилова-Черенкова. Вопросы теории. М., Наука, 1988.

ՇԵՐՏԱՎՈՐՎԱԾ ԿԵՆՏՐՈՆԱ-ՀԱՄԱԶԱՊ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԶԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ II. ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԳԵՂԻ ՇՈՒՐՋԸ ՊՏՏՎՈՂ ՄԱՍՆԻԿ

Ս. Ռ. ԱՐԶՈՒՄԱՆՅԱՆ, Լ. Շ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա. Ա. ՍԱՀԱՐՅԱՆ, Խ. Վ. ԿՈՏԱՆՅԱՆ

Հաշված է համասեռ միջավայրով շրջապատված դիէլեկտրիկ գնդի շուրջը կամայական արագությամբ հավասարաչափ պտտվող լիցքավորված մասնիկի ճառագայթման ինտենսիվությունը: Արտածված են համապատասխան սահմանային բանաձևեր ոչ ռելյատիվիստիկ և ռելյատիվիստիկ մասնիկների, ինչպես նաև փոքր շառավիղ ունեցող գնդի դեպքերում: Մասնավոր դեպքերում բանաձևերը համընկնում են նախկինում հայտնի արդյունքների հետ:

ON THE THEORY OF RADIATION OF CHARGED PARTICLES IN STRATIFIED SPHERICALLY-SYMMETRIC MEDIUM II. A PARTICLE ROTATING ROUND A DIELECTRIC SPHERE

S. R. ARZUMANIAN, L. SH. GRIGORIAN, A. A. SAHARIAN, KH. V. KOTANJIAN

The radiation intensity of a charged particle, uniformly rotating with an arbitrary velocity round a dielectric sphere surrounded by a homogeneous medium, is calculated. The corresponding limiting formulas are derived for non-relativistic and relativistic particles as well as for a sphere of small radius. In particular cases these formulas coincide with previously known results.