Известия НАН Армении, Физика, т.37, №5, с.263-272 (2002)

УДК 537.87

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНА, ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ВНУТРИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЦИЛИНДРА

А.С. КОТАНДЖЯН, А.А. СААРЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 26 июня 2002 г.)

Рассмотрено излучение заряженной частицы, равномерно вращающейся по окружности внутри диэлектрического цилиндра, погруженного в однородную среду. Найдено поле излучения вне цилиндра на больших расстояниях от него. Выведена формула для интенсивности излучения во внешнее (по отношению к цилиндру) пространство. На основе полученной формулы подробно исследованы частотно-угловые характеристики излучения. Приводятся результаты численных расчетов числа излученных квантов и проведено сравнение с интенсивностью синхротронного излучения в вакууме. Показано, что при некоторых значениях параметров задачи появляются узкие сильные пики в угловом распределении числа испущенных квантов. Выявлены необходимые условия наличия этих пиков.

1. Введение

Классическая теория синхротронного излучения в результате широкого фронта исследований приобрела известную степень завершенности и вошла в ряд монографий и обзоров (см., например, [1-3] и приведенные там ссылки). Последние годы характерны новым важным этапом в развитии теории этого излучения – его широким использованием в научных исследованиях. В связи с этим, актуальным является исследование различных механизмов управления характеристиками синхротронного излучения. В частности, представляются важными исследования воздействия среды на параметры этого излучения. Излучение заряда, равномерно вращающегося в однородной среде, рассматривалось в [4], где показано, что наложение синхротронного и черенковского излучений приводит к интересным эффектам. Синхротронное излучение в средах со сферической и цилиндрической симметриями исследовано в цикле работ [5-12]. В работе [7] развит рекуррентный способ построения функции Грина электромагнитного поля для среды, состоящей из произвольного числа соосных цилиндрических слоев. Основанное на результатах этой работы исследование излучения при вращении заряда вокруг диэлектрического цилиндра, погруженного в однородную среду

[7,10], показало, что при выполнении условия Черенкова для вещества цилиндра и скорости изображения заряда на поверхности цилиндра появляются высокие узкие пики в угловом распределении числа квантов, излученных во внешнее пространство. Для некоторых значений параметров плотность числа квантов в этих пиках превышает соответствующую величину для излучения в вакууме на несколько порядков. Излучение заряда, вращающегося внутри цилиндического волновода с проводящими стенками, рассмотрено в [11,13,14].

Данная работа посвящена исследованию излучения заряда, равномерно вращающегося внутри диэлектрического цилиндра, погруженного в однородную среду. Исследованы частотно-угловые характеристики интенсивности излучения во внешнее пространство. Приведены результаты соответствующих численных расчетов, проведено сравнение с интенсивностью синхротронного излучения в вакууме.

2. Поле вне цилиндра

Пусть заряд q равномерно вращается со скоростью v по окружности с радиусом ρ_0 в плоскости $z=0$ внутри цилиндра с радиусом ρ_1 и осью z. Диэлектрическая проницаемость вещества внутри цилиндра равна ε_0 и цилиндр погружен в однородную среду с проницаемостью ε_1 (магнитную проницаемость для простоты полагаем равной единице). 4-вектор потенциала электромагнитного поля определяется через функцию Грина (ФГ) по формуле

$$A_i(\vec{r},t) = -\frac{1}{2\pi^2 c}\int G_{il}(\mathbf{r},t,\mathbf{r}',t')\, j_l(\mathbf{r}',t)\, d\mathbf{r}'dt', \qquad l = t,\rho,\varphi,z, \qquad (1)$$

где c – скорость света в вакууме, $j(t,\mathbf{r})$ – 4-вектор плотности тока заряда. В соответствующим образом выбранной цилиндрической системе координат (ρ,φ,z) пространственная часть последнего имеет вид

$$j_l = \frac{\mathrm{v}q}{\rho_0}\delta(\rho-\rho_0)\delta(\varphi-\omega_0 t)\delta(z)\delta_{l\varphi}, \ \mathrm{v} = \omega_0\rho_0, \qquad l = \rho,\varphi,z. \qquad (2)$$

Для статической и цилиндрически-симметричной среды ФГ можно представить в виде следующего Фурье-разложения:

$$G_{il} = \sum_{m=-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} dk_z\, d\omega G_{il}(m,k_z,\omega,\rho,\rho')\exp i[m(\varphi-\varphi') + k_z(z-z') - \omega(t-t')]. \ (3)$$

Подстановка выражений (2) и (3) в формулу (1) для пространственных компонент векторного потенциала приводит к следующему результату:

$$A_i(\mathbf{r},t) = -\frac{\mathrm{v}q}{\pi c}\sum_{m=-\infty}^{\infty}\exp[im(\varphi-\omega_0 t)]\int_{-\infty}^{\infty}\exp(ik_z z)G_{i\varphi}(m,k_z,\omega_0,\rho,\rho_0)dk_z, \ i = \rho,\varphi,z. \ (4)$$

Ниже мы рассмотрим поля в области вне цилиндра, полагая $\rho > \rho_1$. Воспользовавшись выражением ФГ, приведенным в работе [7], находим:

$$G_{\rho\varphi}(m, k_z, \omega_0, \rho, \rho_0) = \frac{i}{2}[B_m^{(+)} H_{m+1}(\lambda_1\rho) - B_m^{(-)} H_{m-1}(\lambda_1\rho)],$$
$$G_{\varphi\varphi}(m, k_z, \omega_0, \rho, \rho_0) = \frac{1}{2}[B_m^{(+)} H_{m+1}(\lambda_1\rho) + B_m^{(-)} H_{m-1}(\lambda_1\rho)], \tag{5}$$
$$G_{z\varphi}(m, k_z, \omega_0, \rho, \rho_0) = 0,$$

где $H_m(x) \equiv H_m^{(1)}(x)$ – функция Ганкеля первого рода. Коэффициенты $B_m^{(\alpha)}$ определяются выражениями

$$B_m^{(\alpha)} = \frac{1}{\rho_1 W(J_{m+\alpha}, H_{m+\alpha})}\left\{J_{m+\alpha}(\lambda_0\rho_0) + \frac{\alpha\lambda_1 H_m(\lambda_1\rho_1) J_{m+\alpha}(\lambda_0\rho_1)}{2\rho_1\overline{\beta}_1}\sum_{p=\pm1}\frac{J_{m+p}(\lambda_0\rho_0)}{W(J_{m+p}, H_{m+p})}\right\}, \tag{6}$$

где $J_m(x)$ – функция Бесселя и, как и в работах [7,10],

$$\lambda_j = \frac{m\omega_0}{c}\sqrt{\varepsilon_j - \frac{c^2 k_z^2}{m^2\omega_0^2}}, \quad j = 0,1, \tag{7}$$

$$\rho_1\overline{\beta}_1 = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1 - \varepsilon_0} - \frac{\lambda_0 J_m(\lambda_0\rho_1)}{2}\sum_{l=\pm1} l\frac{H_{m+l}(\lambda_1\rho_1)}{W(J_{m+l}, H_{m+l})}. \tag{8}$$

В (6) и (8) введено обозначение

$$W(a,b) = a(\lambda_0\rho_1)\frac{\partial b(\lambda_1\rho_1)}{\partial\rho_1} - b(\lambda_1\rho_1)\frac{\partial a(\lambda_0\rho_1)}{\partial\rho_1}. \tag{9}$$

Подставив выражение для ФГ в формулу (4), получаем

$$A_l(x) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty}\exp[im(\varphi - \omega_0 t)]\int_{-\infty}^{\infty} dk_z\, \exp(ik_z z) A_{ml}(k_z, \rho), \tag{10}$$

где

$$A_{ml}(k_z, \rho) = \frac{\mathrm{v}q}{2\pi c i^l}\sum_{\alpha=\pm1}\alpha^l B_m^{(\alpha)} H_{m+\alpha}(\lambda_1\rho),\ A_{mz}(k_z, \rho) = 0,\ \ \rho > \rho_1,\ \ l = 1,2 \tag{11}$$

(значения индекса $l = 1,2$ соответствуют координатам ρ, φ). В формуле (10) слагаемое с $m = 0$ не зависит от времени и, следовательно, не дает вклада в поле излучения. Поэтому при рассмотрении поля излучения можно полагать $m \neq 0$. Скалярный потенциал ϕ находим из условия калибровки Лоренца:

$$\phi = -\frac{\mathrm{v}q}{2\pi}\frac{\lambda_1}{m\omega_0\varepsilon_1}(B_m^{(+)} + B_m^{(-)})H_m(\lambda_1\rho). \tag{12}$$

Напряженности же поля определяются известным образом.

3. Спектрально-угловое распределение интенсивности излучения на больших расстояниях

На больших расстояниях от цилиндра, $\rho >> \rho_1$, интеграл по k_z можно оценить методом стационарной фазы [15]. Заменив функцию Ганкеля ее асимптотикой при больших значениях аргумента, нетрудно видеть, что основной вклад дает стационарная точка

$$k_z = k_{z0} = \frac{m\omega_0}{c}\sqrt{\varepsilon_1}\cos\vartheta . \qquad (13)$$

Усредненное по периоду движения угловое распределение интенсивности излучения заряда на больших расстояниях от оси цилиндра и на частоте $m\omega_0 = m\mathrm{v}/\rho_0$ определяется формулой

$$\frac{dI_m}{d\Omega} = \frac{q^2 m^2 \omega_0^2}{2\pi^3 c\sqrt{\varepsilon_1}}\beta_1^2\left\{\left|B_m^{(+)} - B_m^{(-)}\right|^2 + \left|B_m^{(+)} + B_m^{(-)}\right|^2\cos^2\vartheta\right\},\ \ \beta_1 = \mathrm{v}\sqrt{\varepsilon_1}/c, \qquad (14)$$

где коэффициенты $B_m^{(\pm)}$ приведены в (6), а для λ_j из (7), имея в виду (13), получаем следующие выражения:

$$\lambda_1 = \frac{m\omega_0}{c}\sqrt{\varepsilon_1}\sin\vartheta, \quad \lambda_0 = \frac{m\omega_0}{c}\sqrt{\varepsilon_0 - \varepsilon_1\cos^2\vartheta}. \qquad (15)$$

В случае $\varepsilon_1 > \varepsilon_0$ в интервале углов $|\cos\vartheta| > \sqrt{\varepsilon_0/\varepsilon_1}$ значение λ_0 становится мнимым. В результате коэффициенты $B_m^{(\alpha)}$ экспоненциально стремятся к нулю с уменьшением ρ_0. Понятно, что то же самое можно сказать об интенсивности излучения.

Число квантов, излученных на гармонике m в телесном угле $d\Omega$ в течение одного периода вращения, можно представить в виде

$$\frac{dN_m}{d\Omega} = \frac{q^2 m}{\pi^2 c\hbar\sqrt{\varepsilon_1}}\beta_1^2\left\{\left|B_m^{(+)} - B_m^{(-)}\right|^2 + \left|B_m^{(+)} + B_m^{(-)}\right|^2\cos^2\vartheta\right\}. \qquad (16)$$

Для частицы, вращающейся в однородной среде $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, из (6) следует, что

$$B_m^{(\alpha)} = \frac{\pi}{2i}J_{m+\alpha}\left(m\mathrm{v}\sqrt{\varepsilon_0}\sin\vartheta/c\right), \qquad (17)$$

и из (14), (16) можно получить формулу, выведенную В.Н.Цытовичем [4].

Рассмотрим нерелятивистский предел формулы (14), полагая

$$\frac{m\mathrm{v}}{c}\frac{\rho_1}{\rho_0} << 1 . \qquad (18)$$

Воспользовавшись условиями $\lambda_1\rho_i,\ \lambda_0\rho_i << 1$, которые следуют из (18), и асимптотическими выражениями функций Бесселя для малого аргумента [16], получаем

$$\frac{dI_m}{d\Omega}=\frac{2q^2c}{\pi\rho_0^2\varepsilon_1^{3/2}(m!)^2}\left(\frac{m\beta_1}{2}\right)^{2m+2}\left(1+\frac{\varepsilon_1-\varepsilon_0}{\varepsilon_1+\varepsilon_0}\right)^2(1+\cos^2\vartheta)\sin^{2(m-1)}\vartheta\,. \quad (19)$$

Отсюда следует, что в нерелятивистском пределе основной вклад в интенсивность излучения дает первая гармоника $m=1$.

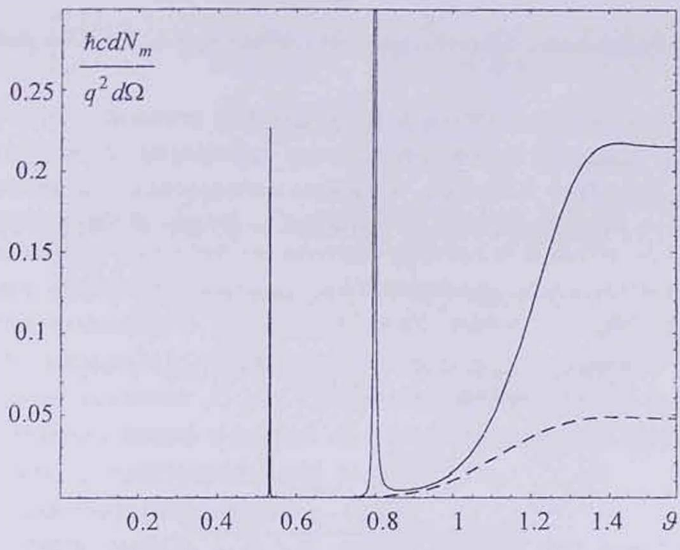

Рис.1. Зависимость угловой плотности числа излученных квантов $(\hbar c/q^2)dN_m/d\Omega$ от угла излучения ϑ, в случае $E=1.5$ MeV, $\rho_1/\rho_0=1.05$, $m=16$, $\varepsilon_0=3$ $(\varepsilon_1=1)$ (сплошная кривая) и $\varepsilon_0=\varepsilon_1=1$ (пунктирная кривая).

На основе формулы (16) нами были проведены численные расчеты углового распределения числа излученных квантов для различных значений параметров задачи: энергия электрона, диэлектрические проницаемости, радиусы орбиты и цилиндра, номер гармоники. На рис.1 приведена угловая зависимость числа излученных квантов в вакууме (пунктирная кривая) и при наличии цилиндра с проницаемостью $\varepsilon_0=3(\varepsilon_1=1)$ (сплошная кривая) для значений $E=1.5$ MeV, $\rho_1/\rho_0=1.05$ и $m=16$. Второму случаю соответствует кривая с сильно выраженными узкими пиками. Эти пики отдельно изображены на рис.2. Для значений параметра ρ_1/ρ_0, достаточно близких к единице, такое поведение характерно и при других значениях параметров задачи.

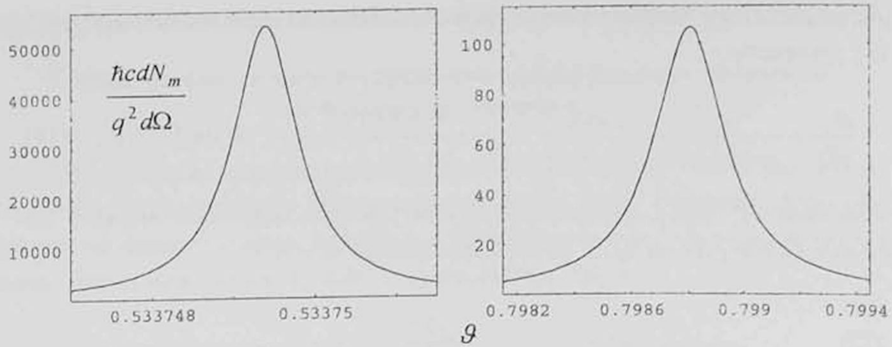

Рис.2. Узкие пики, соответствующие случаю $\varepsilon_0 = 3$, $\varepsilon_1 = 1$ на рис.1.

Появление узких пиков в графиках для угловой плотности числа квантов при больших значениях номера гармоники объясняется следующим образом. При больших m, воспользовавшись асимптотическими формулами для цилиндрических функций и функций Эйри [16], имеем

$$J_m(my) \sim \frac{1}{\sqrt{2\pi} m^{1/2}(1-y^2)^{1/4}} \exp[-m\zeta_1(y)], \quad y<1,$$
$$Y_m(my) \sim \frac{2}{\sqrt{2\pi} m^{1/2}(1-y^2)^{1/4}} \exp[m\zeta_1(y)], \quad y<1, \tag{20}$$

где

$$\zeta_1(y) = \ln\frac{1+\sqrt{1-y^2}}{y} - \sqrt{1-y^2}. \tag{21}$$

При $y>1$ в соответствующих асимптотических формулах вместо экспоненциальной функции фигурируют функция sin – в асимптотике для $J_m(my)$ и функция cos – в асимптотике для $Y_m(my)$. Из приведенных формул следует, что при $y<1$ отношение $J_m(my)/Y_m(my)$ экспоненциально мало при больших m. Поэтому далее в интересующем нас случае будем полагать $\lambda_1\rho_1/m<1$. Разлагая по малому отношению $J_m(my)/Y_m(my)$, для коэффициента $\overline{\beta}_1$ (см. (8)) получаем

$$\rho_1\overline{\beta}_1 \approx \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1-\varepsilon_0} - \frac{\lambda_0}{2}\sum_{l=\pm1} C_m^{(l)}\left\{1+i\left[\frac{W(J_{m+l},J_{m+l})}{W(J_{m+l},Y_{m+l})} - \frac{J_{m+l}(\lambda_0\rho_1)}{Y_{m+l}(\lambda_1\rho_1)}\right]\right\}, \tag{22}$$

где

$$C_m^{(l)} = l\frac{J_m(\lambda_0\rho_1)Y_{m+l}(\lambda_1\rho_1)}{W(J_{m+l},Y_{m+l})}, \tag{23}$$

и второе слагаемое в фигурных скобках экспоненциально мало при больших m. Отсюда следует, что в точках, где действительная часть функции $\overline{\beta}_1$ равна нулю, вклад мнимой части в интенсивность излучения может быть экспоненциально большим. Соответствующее условие имеет вид

$$\lambda_0 \sum_{l=\pm 1} C_m^{(l)} = \frac{2\varepsilon_0}{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}. \tag{24}$$

Заметим, что это уравнение получается из уравнения, определяющего собственные моды диэлектрического цилиндра (см. [10]), заменой $H_m \to Y_m$.

Для последующего анализа уравнение (24) удобно записать в виде

$$\begin{gathered}\left(\lambda_0 \frac{Y'_m(\lambda_1\rho_1)}{Y_m(\lambda_1\rho_1)} - \lambda_1 \frac{J'_m(\lambda_0\rho_1)}{J_m(\lambda_0\rho_1)}\right)\left(\lambda_0 \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} \frac{Y'_m(\lambda_1\rho_1)}{Y_m(\lambda_1\rho_1)} - \lambda_1 \frac{J'_m(\lambda_0\rho_1)}{J_m(\lambda_0\rho_1)}\right) = \\ = \frac{m^2}{\rho_1^2}\left(1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda_1^2}\right)\left(\frac{\lambda_1^2}{\lambda_0^2} - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}\right).\end{gathered} \tag{25}$$

Рассмотрим случай $\lambda_0^2 < 0$ (возможный только при $\varepsilon_0 < \varepsilon_1$) и вместо $J_m(\lambda_0\rho_1)$ введем модифицированную функцию Бесселя $I_m(|\lambda_0|\rho_1)$. Воспользуемся соответствующими равномерными асимптотическими формулами при больших m и разрешим уравнение (25) относительно $\varepsilon_0/\varepsilon_1$, считая λ_i заданными величинами. В результате получим $\varepsilon_1 < \varepsilon_0$, что противоречит условию $\lambda_0^2 < 0$. Следовательно, указанная выше возможность появления пиков в случае $\lambda_0^2 < 0$ исключается. Поэтому ниже будем полагать λ_0 действительным: $\cos^2\vartheta < \varepsilon_0/\varepsilon_1$.

Рассмотрим ряд случаев.

а) Пусть сначала $\lambda_0\rho_0 > m$, откуда следует, что $\lambda_0\rho_1 > m$. С учетом ранее принятого нами условия $\lambda_1\rho_1 < m$ это означает, что $\lambda_1 < \lambda_0$, т.е. $\varepsilon_0 > \varepsilon_1$. Для решений уравнения (24) вклад первого слагаемого выражения в фигурных скобках в правой части формулы (22) равен нулю. С учетом асимптотик (20) для плотности числа излученных квантов в соответствующих пиках получаем следующую оценку:

$$dN_m / d\Omega \sim \exp\left[2m\zeta_1(\lambda_1\rho_1/m)\right], \tag{26}$$

где функция $\zeta_1 = \zeta_1(y)$ определена в (21).

б) Пусть теперь $\lambda_0\rho_0 < m$ и $\lambda_0\rho_1 > m$. Подстановка асимптотических выражений (20) в формулу (16) показывает, что пики возникают только при условии $\lambda_1\rho_1 < \lambda_0\rho_0$, которое возможно только при $\varepsilon_0 > \varepsilon_1$. При этом для угловой плотности числа квантов в пиках имеем

$$dN_m / d\Omega \sim \exp\left\{2m\left[\zeta_1(\lambda_1\rho_1/m) - \zeta_1(\lambda_0\rho_0/m)\right]\right\}. \tag{27}$$

в) В случае $\lambda_0\rho_1 < m$ имеем также, что $\lambda_0\rho_0 < m$. Вновь воспользовавшись асимптотиками (20), можно показать, что в этом случае уравнение (25) не имеет решений и поэтому узкие пики отсутствуют.

Таким образом, в качестве необходимых условий наличия высоких пиков в угловом распределении интенсивности излучения имеем $\lambda_1\rho_1 < m$, $\lambda_0\rho_1 > m$, или в терминах угла ϑ

$$\frac{\omega_0\rho_1}{c}\sqrt{\varepsilon_1}\sin\vartheta < 1 < \frac{\omega_0\rho_1}{c}\sqrt{\varepsilon_0 - \varepsilon_1\cos^2\vartheta}\ , \tag{28}$$

что возможно только при $\varepsilon_0 > \varepsilon_1$. В частности, отсюда следует, что $\omega_0\rho_1\sqrt{\varepsilon_0}/c > 1$, и поэтому должно выполняться условие Черенкова для скорости изображения заряда на поверхности цилиндра $\omega_0\rho_1$ и диэлектрической проницаемости вещества цилиндра. С помощью приведенных выше рассуждений можно оценить также ширину наиболее высоких пиков. Учитывая (22) и разлагая $\rho_1\overline{\beta}_1$ по углу в окрестности центра пика $\vartheta = \vartheta_0$, нетрудно видеть, что в этой окрестности угловая зависимость интенсивности излучения имеет вид

$$\frac{dI_m}{d\Omega} \sim \frac{1}{(\vartheta - \vartheta_0)^2 + b_1^2}\ , \tag{29}$$

где

$$b_1 \sim J_{m+l}(\lambda_1\rho_1)/Y_{m+l}(\lambda_1\rho_1)\big|_{\vartheta=\vartheta_0} \sim \exp[-2m\zeta_1(\omega_0\rho_1\sqrt{\varepsilon_1}\sin\vartheta_0/c)]\ . \tag{30}$$

Отсюда следует, что ширина пика имеет порядок

$$\Delta\vartheta \sim \exp[-2m\zeta_1(\omega_0\rho_1\sqrt{\varepsilon_1}\sin\vartheta_0/c)]\ . \tag{31}$$

Из (26), (27) следует, что в пиках число излученных квантов экспоненциально возрастает с ростом m. Однако следует иметь в виду, что в реалистических ситуациях интенсивность излучения в пиках не может бесконечно возрастать с увеличением m. В частности, фактором, ограничивающим рост, является учет мнимой части диэлектрической проницаемости ε_i'', $i = 0,1$. Это обстоятельство приводит к дополнительному слагаемому в знаменателе формулы (29), пропорциональному отношению $\varepsilon_i''/\varepsilon_i'$, где ε_i' – действительная часть диэлектрической проницаемости. В результате, при $b_1 \le \varepsilon_i''/\varepsilon_i'$ интенсивность и ширина пиков определяются именно этим слагаемым и происходит насыщение роста интенсивности пиков с увеличением m. Поскольку $\zeta_1(y)$ является монотонно убывающей функцией, то в случае, соответствующем (26), показатель экспоненты при заданном m тем больше, чем меньше угол ϑ.

На рис.3 приведена зависимость угловой плотности числа излученных квантов $(\hbar c/q^2)dN_m/d\Omega$ от угла ϑ для значений $\rho_1/\rho_0 = 5$ (левая кривая) и $\rho_1/\rho_0 = 10$ (правая кривая). Остальные параметры те же, что и на рис.1. Угловая зависимость для случая $\varepsilon_1 > \varepsilon_0$ имеет совсем другой характер, что проиллюстрированно на рис.4 в случаях $\varepsilon_0 = 1$, $\varepsilon_1 = 3$ (сплошная кривая) и $\varepsilon_0 = \varepsilon_1 = 1$ (пунктирная кривая). Все остальные параметры те же, что и на рис.1.

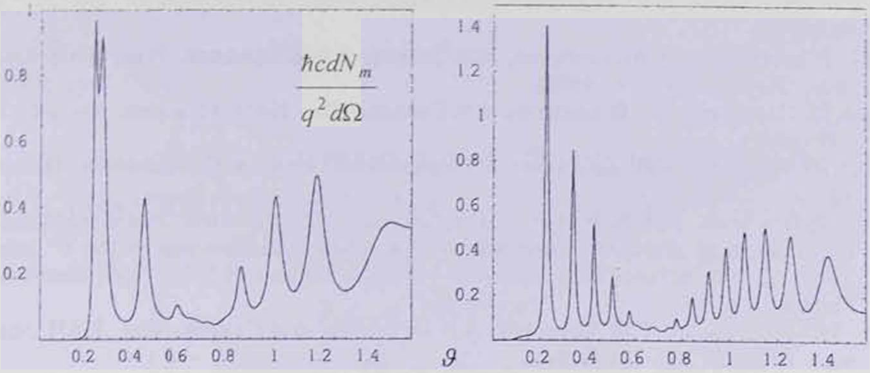

Рис.3. Зависимость угловой плотности числа излученных квантов $(\hbar c / q^2) dN_m / d\Omega$ от угла ϑ, для значений $\rho_1 / \rho_0 = 5$ (левый рисунок) и $\rho_1 / \rho_0 = 10$ (правый рисунок). Остальные параметры те же, что и на рис.1.

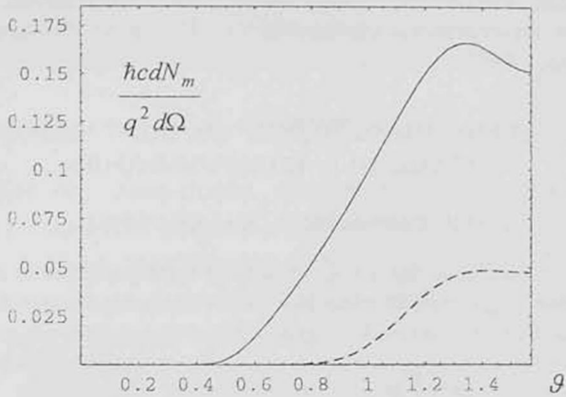

Рис.4. Зависимость угловой плотности числа излученных квантов $(\hbar c / q^2) dN_m / d\Omega$ от угла ϑ в случае $\varepsilon_0 = 1$, $\varepsilon_1 = 3$ (сплошная кривая) и $\varepsilon_0 = \varepsilon_1 = 1$ (пунктирная кривая). Остальные параметры те же, что и на рис.1.

Авторы выражают искреннюю благодарность Л.Ш.Григоряну за постановку задачи и ценные обсуждения, а также С.Р.Арзуманяну и Г.Ф.Хачатряну за постоянный интерес к работе и многочисленные стимулирующие обсуждения. Работа выполнена в рамках гранта 1361 Министерства образования и науки РА.

ЛИТЕРАТУРА

1. **А.А.Соколов, И.М.Тернов.** Релятивистский электрон. М., Наука, 1983.
2. **И.М.Тернов, В.В.Михайлин.** Синхротронное излучение. Теория и эксперимент. М., Энергоатомиздат, 1986.
3. **И.М.Тернов.** УФН, **165**, 429 (1995).

4. **В.Н.Цытович.** Вест. МГУ, **11**, 27 (1951).
5. **С.Р.Арзуманян, Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **30**, 99 (1995).
6. **С.Р.Арзуманян, Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян, Х.В.Котанджян.** Изв. НАН Армении, Физика, **30**, 106 (1995).
7. **Л.Ш.Григорян, А.С.Котанджян, А.А.Саарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **30**, 239 (1995).
8. **Л.Ш.Григорян, Г.Ф.Хачатрян, С.Р.Арзуманян.** Изв. НАН Армении, Физика, **33**, 267 (1998).
9. **L.Sh.Grigorian, H.F.Khachatrian, P.F.Kazarian.** "On abnormal intense radiation of the rotation of electron around a dielectric sphere". Proceedings of the 8th Intern. Symp. on the Science & Technology of Light Sources (LS-8), 1998, Greifswald, Germany, p.396.
10. **А.С.Котанджян, Г.Ф.Хачатрян, А.В.Петросян, А.А.Саарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **35**, 115 (2000).
11. **А.С.Котанджян, А.А.Саарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **36**, 310 (2001).
12. **Л.Ш.Григорян, С.Р.Арзуманян, Г.Ф.Хачатрян.** "Об интенсивном излучении электрона, вращающегося внутри диэлектрического шара". Изв. НАН Армении, Физика (в печати).
13. **М.Л.Левин.** ЖТФ, **17**, 1159 (1947).
14. **Г.Г.Карапетян.** Изв. АН Арм. ССР, Физика, **12**, 186 (1977).
15. **М.В.Федорюк.** Асимптотика: Интегралы и ряды. М., Наука, 1987.
16. Справочник по специальным функциям. Под ред. **М.Абрамовица и И.Стиган.** М., Наука, 1979.

ԴԻԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԳԼԱՆԻ ՆԵՐՍՈՒՄ ՊՏՏՎՈՂ ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ

Ա.Ս. ՔՈԹԱՆՋՅԱՆ, Ա.Ա. ՍԱՀԱՐՅԱՆ

Դիտարկված է համասեռ միջավայր ընկղմված դիէլեկտրական գլանի ներսում հավասարաչափ պտտվող լիցքավորված մասնիկի ճառագայթումը: Որոշված է ճառագայթման դաշտը լիցքից մեծ հեռավորությունների վրա: Արտածված է բանաձև գլանից դուրս միջավայրում ճառագայթման ինտենսիվության համար: Այդ բանաձևի հիման վրա մանրամասն հետազոտվել են ճառագայթման անկյունա-հաճախային բնութագրերը: Բերված են առաքված քվանտների թվի համար թվային հաշվարկների արդյունքները: Կատարված է համեմատություն վակուումում սինքրոտրոնային ճառագայթման ինտենսիվության հետ: Ցույց է տրված, որ խնդրի պարամետրերի որոշ արժեքների համար առաքված քվանտների անկյունային բաշխման մեջ ի հայտ են գալիս նեղ ուժեղ պիկեր:

RADIATION FROM AN ELECTRON ROTATING INSIDE A DIELECTRIC CYLINDER

A.S.KOTANJYAN, A.A.SAHARIAN

The radiation from a charged particle moving uniformly along the circle inside a dielectric cylinder is investigated. The radiation field at large distances from the cylinder is obtained. The formula is derived for the radiation intensity in the outside region. On the base of this formula the angular-frequency characteristics for the radiation are studied in detail. The results of the numerical evaluation are presented for the number of radiated quanta. A comparison with the intensity of the synchrotron radiation in the vacuum is carried out. It is shown that for certain values of the problem parameters there are narrow high peaks in the angular distribution of the radiation intensity.