Известия НАН Армении, Физика, т.52, №3, с.298–306 (2017)

УДК 537.87

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯДА, ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ВОКРУГ ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕГО ЦИЛИНДРА

А.А. СААРЯН[1,2], А.С. КОТАНДЖЯН[1*], Т.С. ВАРДАНЯН[3]

[1]Ереванский государственный университет, Ереван, Армения
[2]Институт прикладных проблем физики НАН РА, Ереван, Армения
[3]Институт синхротронных исследований, Ереван, Армения

[*]e-mail: anna.kotanjyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 24 февраля 2017 г.)

Исследовано излучение заряда, равномерно вращающегося вокруг проводящего цилиндра, погруженного в однородную среду. Получены выражения для электрического и магнитного полей, а также для поверхностных зарядов и токов, индуцированных исходным зарядом на поверхности цилиндра. Выведена формула для спектрально-углового распределения интенсивности излучения. Представлены результаты численного анализа.

1. Введение

Важность исследований воздействия различных факторов на интенсивность синхротронного излучения обусловлена его широким применением в различных областях науки и техники. Излучение заряда, вращающегося по окружности в однородной диэлектрической среде, исследовалось еще в середине прошлого века [1] (см. также [2−7]). В частности, было показано, что при выполнении условия Черенкова частотно-угловое распределение излучения может существенно отличаться от соответствующих характеристик для излучения в вакууме.

Наличие границ раздела сред является дополнительным механизмом управления параметрами синхротронного излучения. Точно решаемые модели со сферически- и цилиндрически-симметричными границами рассматривались в работах [8−23]. В задаче с погруженным в однородную среду диэлектрическим цилиндром, при определенных условиях на скорость излучающего заряда и диэлектрическую проницаемость цилиндра, в угловом распределении интенсивности излучения на заданной гармонике появляются сильно выраженные пики. Пики присутствуют как в случае вращения вокруг цилиндра, так и внутри него. Синхротронное излучение заряда, вращающегося внутри цилиндрического волновода с диэлектрическим наполнением, рассматривалось в работе [24]. Соответствующие результаты для движения вдоль спиральной траектории, соосной с волноводом, приведены в работе [25].

Целью настоящей работы было исследование излучения заряда, вращающегося вокруг проводящего цилиндра, погруженного в однородную среду.

2. Электромагнитное поле

Рассмотрим точечный заряд q, равномерно вращающийся по круговой траектории с радиусом r_q и скоростью v вокруг идеально проводящего цилиндра радиусом r_c ($r_c < r_q$) в плоскости, перпендикулярной к оси цилиндра. Для общности предполагаем, что цилиндр погружен в среду с диэлектрической проницаемостью ε. Исходя из симметрии задачи, воспользуемся цилиндрической системой координат (r, φ, z) с осью z, направленной вдоль оси цилиндра. Для цилиндрических координат частицы имеем $(r_q, \omega_0 t, 0)$, где $\omega_0 = v / r_q$ − угловая скорость вращения. Векторный потенциал электромагнитного поля вне цилиндра получается из соответствующего результата для диэлектрического цилиндра с диэлектрической проницаемостью ε_c [10, 15] предельным переходом $\varepsilon_c \to \infty$. Для l-ой компоненты векторного потенциала ($F = A$), напряженностей электрического ($F = E$) и магнитного ($F = H$) полей имеем Фурье-разложение

$$F_l(t, r, \varphi, z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{in(\varphi - \omega_0 t)} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z e^{ik_z z} F_{nl}(k_z), \quad (1)$$

где $l = 1,2,3$ соответствуют (r, φ, z) компонентам. В лоренцовой калибровке Фурье-компоненты векторного потенциала можно представить в виде

$$A_{nl}(k_z) = -\frac{vq}{4ci^{l-1}} \sum_{\alpha=\pm 1} \alpha^l \left[J_{n+\alpha}(\lambda r_<) H_{n+\alpha}(\lambda r_>) - \frac{H_{n+\alpha}(\lambda r_q)}{H_{n+\alpha}(\lambda r_c)} J_{n+\alpha}(\lambda r_c) H_{n+\alpha}(\lambda r) \right], \quad (2)$$

где $l = 1,2$ и $A_{n3}(k_z) = 0$. Здесь $r_< = \min(r_q, r)$, $r_> = \max(r_q, r)$, $\lambda = \sqrt{n^2 \omega_0^2 \varepsilon / c^2 - k_z^2}$, а $J_\nu(x)$ и $H_\nu(x) \equiv H_\nu^{(1)}(x)$ − соответственно функции Бесселя и Ганкеля первого рода.

Исходя из (2), в области $r > r_q$ для Фурье-компонент магнитного поля с $n \geq 0$ находим

$$\begin{aligned} H_{nl}(k_z) &= \frac{vqk_z}{4ci^{l-1}} \sum_{\alpha=\pm 1} \alpha^{l-1} B_{n+\alpha} H_{n+\alpha}(\lambda r), \; l = 1,2, \\ H_{n3}(k_z) &= \frac{ivq\lambda}{4c} \sum_{\alpha=\pm 1} \alpha B_{n+\alpha} H_n(\lambda r), \end{aligned} \quad (3)$$

где введено обозначение

$$B_{n+\alpha} = J_{n+\alpha}(\lambda r_q) - \frac{J_{n+\alpha}(\lambda r_q)}{J_{n+\alpha}(\lambda r_c)} J_{n+\alpha}(\lambda r_c) . \tag{4}$$

Для компонент с $n<0$ имеем $H_{nl}(k_z) = H^*_{-nl}(-k_z)$. При $n \neq 0$ с помощью известного соотношения между векторами **H** и **E** для Фурье-компонент электрического поля получим

$$\begin{aligned} E_{nl}(k_z) &= \frac{vq}{8i^l \varepsilon n \omega_0} \sum_{\alpha=\pm1} \alpha^l \left[\left(n^2\omega_0^2 \varepsilon / c^2 \right) B_{n+\alpha} - \lambda^2 B_{n-\alpha}(\lambda r) \right] H_{n+\alpha}(\lambda r), \quad l=1,2, \\ E_{n3}(k_z) &= \frac{vqk_z\lambda}{4\varepsilon n\omega_0} \sum_{\alpha=\pm1} B_{n+\alpha} H_n(\lambda r). \end{aligned} \tag{5}$$

Выражения (3) и (5) для электрического и магнитного полей можно представить в виде

$$F_{nl}(k_z) = F_{nl}^{(0)}(k_z) + F_{nl}^{(c)}(k_z), \tag{6}$$

где $F_{nl}^{(0)}(k_z)$ − соответствующая Фурье-компонента в однородной среде при отсутствии цилиндра, а $F_{nl}^{(c)}(k_z)$ обусловлена наличием проводящего цилиндра. Выражения для $F_{nl}^{(0)}(k_z)$ получаются из формул (3) и (5) заменой $B_{n+\alpha} \to J_{n+\alpha}(\lambda r_q)$ (первое слагаемое в правой части (4)). Вклады, индуцированные цилиндром, обусловлены вторым слагаемым в правой части (4). Формулы для $F_{nl}^{(c)}(k_z)$ получаются из формул (3) и (5) заменой $B_{n+\alpha} \to -J_{n+\alpha}(\lambda r_c) H_{n+\alpha}(\lambda r_q) / H_{n+\alpha}(\lambda r_c)$. В области $r_c \le r \le r_q$ выражения для $F_{nl}^{(c)}(k_z)$ не меняются, а в выражениях $F_{nl}^{(0)}(k_z)$ следует произвести перестановку $J \rightleftarrows H$ функций Бесселя и Ганкеля.

Если заряд вращается близко к поверхности цилиндра ($r_q / r_c - 1 \ll 1$), то для $B_{n+\alpha}$ в ведущем порядке имеем

$$B_{n+\alpha} \approx -\frac{2i}{\pi\lambda r_c} \frac{r_q / r_c - 1}{H_{n+\alpha}(\lambda r_c)} . \tag{7}$$

Отсюда следует, что поля в области $r > r_q$ стремятся к нулю в пределе $r_q \to r_c$. В этом пределе поле заряда компенсируется его изображением на поверхности цилиндра.

Имея электрическое поле в области $r_c \le r \le r_q$, можно найти плотность заряда $\sigma(\varphi, z, t)$, индуцированного на поверхности цилиндра. Для соответствующего Фурье-образа $\sigma_n(k_z)$, определенного согласно

$$\sigma(\varphi, z, t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{in(\varphi - \omega_0 t)} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z e^{ik_z z} \sigma_n(k_z), \tag{8}$$

имеем $\sigma_n = \varepsilon E_{n1, r=r_c}(k_z) / (4\pi)$. Используя выражение для радиальной компоненты электрического поля, находим

$$\sigma_n(k_z) = -\frac{qr_q}{8\pi^2 r_c^2}\sum_{\alpha=\pm 1}\frac{H_{n+\alpha}(\lambda r_q)}{H_{n+\alpha}(\lambda r_c)}. \tag{9}$$

Подставляя это выражение в (8) и интегрируя по φ и z, можно показать, что

$$r_c\int_0^{2\pi} d\varphi\int_{-\infty}^{+\infty} dz\sigma(\varphi,z,t) = -q, \tag{10}$$

т. е. полный заряд, индуцированный на поверхности цилиндра, равен заряду частицы с обратным знаком. В пределе $r_q \to r_c$ для поверхностного заряда получим $\sigma(\varphi,z,t)\big|_{r_q\to r_c} = -q\delta(\varphi-\omega_0 t)\delta(z)/r_c$, где предположено, что $0 \le \varphi - \omega_0 t < 2\pi$. Это выражение соответствует точечному заряду $-q$, расположенному на поверхности цилиндра.

Для плотности поверхностного тока, индуцированного на поверхности цилиндра, имеем $\mathbf{j}_s = c[\mathbf{n}\times\mathbf{H}]/(4\pi)\big|_{r=r_c}$, где $\mathbf{n}$ − нормаль к поверхности цилиндра. Из выражений (3) следует, что $j_{s1} = j_{s3} = 0$, и поэтому единственная ненулевая компонента соответствует азимутальному току с плотностью $j_{s2} = -cH_3\big|_{r=r_c}/(4\pi)$. Для Фурье-компоненты магнитного поля имеем

$$H_{n3}(k_z)\big|_{r=r_c} = \frac{vq}{2\pi c r_c}\sum_{\alpha=\pm 1}\frac{H_{n+\alpha}(\lambda r_q)}{H_{n+\alpha}(\lambda r_c)}. \tag{11}$$

Отсюда следует, что Фурье-компоненты поверхностного заряда и тока связаны стандартным соотношением $j_{sn2}(k_z) = v'\sigma_n(k_z)$, где $v' = \omega_0 r_c = v r_c/r_q$ − скорость изображения заряда на поверхности цилиндра.

3. Интенсивность излучения

Поскольку движение заряда периодическое, то спектр излучения является дискретным, и для частоты излучения имеем $\omega_n = n\omega_0$, где $n = 1,2,3,\ldots$ − номер гармоники. На больших расстояниях от цилиндра угловое распределение интенсивности излучения на гармонике *n*, усредненное по периоду вращения, определяется выражением

$$\frac{dI_n}{d\Omega} = \frac{q^2 n^2\omega_0^2}{8\pi\sqrt{\varepsilon}c}\beta^2\left[\left|B_{n+1}-B_{n-1}\right|^2 + \left|B_{n+1}+B_{n-1}\right|^2\cos^2\theta\right], \tag{12}$$

где $\beta = v\sqrt{\varepsilon}/c$, $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ − элемент телесного угла, θ − угол между осью цилиндра и направлением излучения, а $k_z = (n\omega_0/c)\sqrt{\varepsilon}\cos\theta$ − проекция волнового вектора на ось цилиндра. В выражениях для $B_{n\pm 1}$ следует положить $\lambda = (n\omega_0/c)\sqrt{\varepsilon}\sin\theta$. В частности, отсюда следует, что $\lambda r_q = n\beta\sin\theta$.

Рассмотрим некоторые предельные случаи. При отсутствии цилиндра

$B_{n+\alpha}=J_{n+\alpha}(\lambda r_q)$ и формула (12) сводится к соответствующему выражению для синхротронного излучения в однородной изотропной среде [1, 2]:

$$\frac{dI_n^{(0)}}{d\Omega}=\frac{q^2n^2\omega_0^2}{2\pi\sqrt{\varepsilon}c}\left[\beta^2 J_n'^2(n\beta\sin\theta)+\cot^2\theta J_n^2(n\beta\sin\theta)\right]. \tag{13}$$

Из асимптотического выражения (7) следует, что в пределе $r_q\to r_c$ интенсивность излучения заряда, вращающегося вокруг проводящего цилиндра, стремится к нулю пропорционально $\left(r_q/r_c-1\right)^2$. В этом пределе поле заряда компенсируется полем его изображения на поверхности цилиндра. При малых углах излучения θ в ведущем порядке получим

$$\frac{dI_n^{(c)}}{d\Omega}\approx\left[1-\left(r_c/r_q\right)^{2(n-1)}\right]^2\frac{dI_n^{(0)}}{d\Omega},\quad \frac{dI_n^{(0)}}{d\Omega}\approx\frac{q^2\omega_0^2}{\pi\sqrt{\varepsilon}c}\frac{\left(n\beta/2\right)^{2n}}{\Gamma^2(n)}\sin^{2(n-1)}\theta. \tag{14}$$

Для излучения в однородной среде ненулевой вклад в интенсивность излучения под углом $\theta=0$ дает только основная гармоника $n=1$. В задаче же с проводящим цилиндром интенсивность излучения при $\theta\to 0$ обращается в нуль для всех гармоник, включая $n=1$.

Для оценки интенсивности излучения при больших значениях гармоники и при $x<1$ можно воспользоваться асимптотическими выражениями для функций Бесселя и Неймана

$$\begin{aligned}
J_{n+\alpha}(nx)&\approx\frac{\eta_1^{1/2}(x)x^{-|\alpha|}}{\pi(1-x^2)^{1/4}}\left[K_{1/3}(n\eta_1(x))-\alpha\sqrt{1-x^2}K_{2/3}(n\eta_1(x))\right],\\
Y_{n+\alpha}(nx)&\approx-\frac{\eta_1^{1/2}(x)x^{-|\alpha|}}{(1-x^2)^{1/4}}\left[I_{1/3}^{(+)}(n\eta_1(x))+\alpha\sqrt{1-x^2}I_{2/3}^{(+)}(n\eta_1(x))\right].
\end{aligned} \tag{15}$$

Здесь, $\alpha=0,\ \pm1$, $I_\nu^{(+)}(u)=I_\nu(u)+I_{-\nu}(u)$, $\eta_1(x)=\ln((1+\sqrt{1-x^2})/x)-\sqrt{1-x^2}$, а $K_\nu(u)$ и $I_\nu(u)$ − модифицированные функции Бесселя. При $x>1$ соответствующие асимптотические формулы имеют вид

$$\begin{aligned}
J_{n+\alpha}(nx)&\approx\frac{\eta_2^{1/2}(x)x^{-|\alpha|}}{\sqrt{3}(x^2-1)^{1/4}}\left[J_{1/3}^{(+)}(n\eta_2(x))+\alpha\sqrt{x^2-1}J_{2/3}^{(-)}(n\eta_2(x))\right],\\
Y_{n+\alpha}(nx)&\approx\frac{\eta_2^{1/2}(x)x^{-|\alpha|}}{(x^2-1)^{1/4}}\left[J_{1/3}^{(-)}(n\eta_2(x))-\alpha\sqrt{x^2-1}J_{2/3}^{(+)}(n\eta_2(x))\right],
\end{aligned} \tag{16}$$

где $J_\nu^{(\pm)}(u)=J_\nu(u)\pm J_{-\nu}(u)$ и $\eta_2(x)=\sqrt{x^2-1}-\arccos(1/x)$. Асимптотические выражения (15) и (16) получаются из равномерных асимптотических разложений для цилиндрических функций, приведенных в работе [25]. При этом используются выражения для функций Эйри и их производных с помощью цилиндрических функций порядка $\pm1/3$ и $\pm2/3$. Заметим, что функция $\eta_1(x)$ $\left(\eta_2(x)\right)$

монотонно убывает (возрастает) в области $0 < x \le 1$ ($1 \le x < \infty$) и $\eta_1(1) = \eta_2(1) = 0$. При $|x-1| << 1$ имеем $\eta_j(x) \approx 2^{3/2} |x-1|^{3/2} /3$. Асимптотические выражения для функции Ганкеля следуют из выражений (15) и (16).

При $y = \beta \sin\theta < 1$ излучение заряда, вращающегося в однородной среде, в основном, сосредоточено на гармониках $n \le 1/\eta_1(y)$. При $n \gg 1/\eta_1(y)$ интенсивность излучения подавлена фактором $\exp[-2n\eta_1(y)]$. При условии $y = \beta \sin\theta > 1$, с помощью асимптотических выражений (16) получим

$$\frac{dI_n^{(0)}}{d\Omega} \approx \frac{q^2 n^2 \omega_0^2 \eta_2(y)}{6\pi c\sqrt{\varepsilon}\sin^2\theta}\left[(y^2-1)^{1/2} J_{2/3}^{(-)2}(n\eta_2(y)) + \cos^2\theta \frac{J_{1/3}^{(+)2}(n\eta_2(y))}{(y^2-1)^{1/2}}\right]. \qquad (17)$$

В этом случае интенсивность излучения увеличивается с ростом n. Однако при больших значениях n становится важной дисперсия диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon(n\omega_0)$, и рост интенсивности ограничен условием Черенкова $v\sqrt{\varepsilon(n\omega_0)} > c$.

Для заряда, вращающегося вокруг проводящего цилиндра, при условии $y = \beta \sin\theta < 1$ эффекты, индуцированные цилиндром, в интенсивности излучения на гармониках $n \gg 1/\eta_1(y)$ по сравнению с $dI_n^{(0)}/d\Omega$ подавлены фактором $\exp\left(-2n[\eta_1(yr_c/r_q) - \eta_1(y)]\right)$. Для значений отношения r_c/r_q, близких к единице, для коэффициента относительного подавления получим

$$\exp[-2n(\eta_1(yr_c/r_q) - \eta_1(y))] \approx \exp[-4\pi\sqrt{\beta^{-2} - \sin^2\theta}(r_q - r_c)/\lambda_r],$$

где λ_r − длина волны излучения. Для излучения в вакууме ($\varepsilon = 1$) и для углов θ, не слишком близких к $\pi/2$, эффекты, индуцированные цилиндром, экспоненциально подавлены для длин волн $\lambda_r > r_q - r_c$. Для релятивистских частиц и для углов, близких к $\pi/2$, имеем $\beta^{-2} - \sin^2\theta \approx \gamma^{-2} + (\theta - \pi/2)^2$, и вклад цилиндра в общую интенсивность излучения может быть существенным для длин волн, значительно меньших расстояний от цилиндра.

На рис.1 представлена спектрально-угловая плотность числа квантов на данной гармонике, излученных в течение одного периода вращения заряда в вакууме $\varepsilon = 1$ (рис.1a) и в кварце $\varepsilon = 3.75$ (рис.1b),

$$\frac{dN_n^{(c)}}{d\Omega} = \frac{T}{\hbar n\omega_0}\frac{dI_n^{(c)}}{d\Omega} \qquad (25)$$

в зависимости от угла θ (в радианах) для гармоники $n = 25$ и для энергии электрона $E_q = 2$ МэВ для значений отношения $r_c/r_q = 0.95$, 0.9 и 0.85. Пунктирные кривые соответствуют излучению в отсутствии проводящего цилиндра. Как видно из рис.1b, в случае излучения в среде число излученных квантов существенно больше по сравнению с излучением в вакууме. Это связано с тем, что в

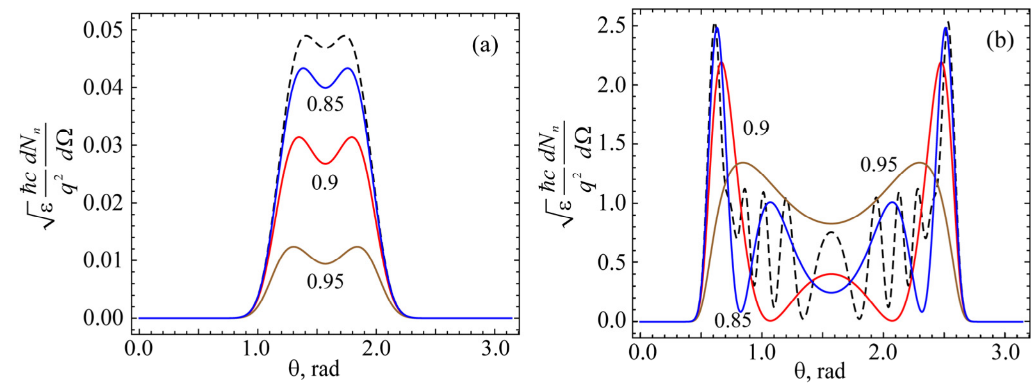

Рис.1. Угловая плотность числа излученных квантов для гармоники $n = 25$ в зависимости от угла излучения для электрона с энергией 2 МэВ: (a) в вакууме, (b) в кварце с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 3.75$. Числа возле кривых соответствуют значениям отношения r_c / r_q.

дополнение к синхротронному имеется также черенковское излучение. Для случая вращения в среде излучение, в основном, сосредоточено в угловой области $\pi / 2 - \theta_c < \theta < \pi / 2 + \theta_c$, где $\theta_c = \arccos(1/\beta)$. Для параметров, соответствующих рис.1b, имеем $\pi / 2 - \theta_c \approx 0.56$, а для левого пика $\theta \approx 0.61$.

Число осцилляций в интервале углов $\pi / 2 - \theta_c < \theta < \pi / 2 + \theta_c$ возрастает с ростом n. Для случая излучения в вакууме число излученных квантов уменьшается с ростом r_c / r_q. Как уже было указано выше, интенсивность излучения обращается в нуль в пределе $r_c / r_q \to 1$.

Зависимость числа излученных квантов от номера гармоники представлена на рис.2 для электрона с энергией 2 и 5 МэВ, вращающегося в вакууме, и

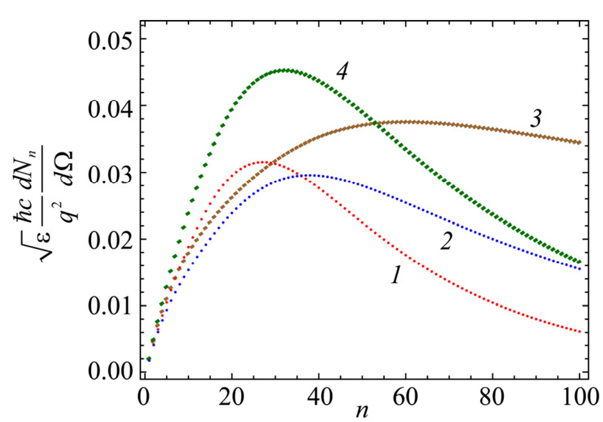

Рис.2. Число излученных квантов в зависимости от номера гармоники для излучения в вакууме для энергии электрона 2 Мэв (*1* и *2*) и 5 Мэв (*3* и *4*) и для углов излучения θ, равных 1.35 (*1*), π/2 (*2* и 3) и 1.29 (*4*).

для углов излучения 1.35, $\pi/2$ и 1.29. Численные расчеты проводились для значения $r_c / r_q = 0.9$.

Заметим, что для релятивистских электронов длина волны излучения на заданной гармонике n порядка $2\pi r_q / n$. Для гармоник $\sim 10^2$ и для радиуса орбиты ~ 1 см можно получить излучение в терагерцовой области частот. Для электрона, движущегося в однородном магнитном поле H_{ext}, радиус орбиты определяется выражением $r_q \approx 1.7 \times 10^3 (\gamma / H_{\text{ext}})$ см, где H_{ext} измерено в гауссах и $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$. С помощью неодимовых магнитов можно получить магнитные поля $\sim 10^4$ Гс. Для электрона с энергией 2 МэВ соответствующий радиус $r_q \sim 1$ см.

Выше было рассмотрено излучение на больших расстояниях от цилиндра. Для реальных проводников будут излучаться также поверхностные волны (о поверхностных волнах в цилиндрических структурах см., например, [26–28]).

4. Заключение

Исследовалось излучение заряда, вращающегося вокруг проводящего цилиндра. Определены напряженности электромагнитного поля, а также поверхностный заряд и ток, индуцированные на поверхности цилиндра. Выведена формула для частотно-углового распределения интенсивности излучения на больших расстояниях от цилиндра. Для случая заряда, вращающегося в вакууме, наличие цилиндра приводит к подавлению излучения по сравнению с обычным синхротронным излучением в вакууме. При стремлении радиуса орбиты вращения к радиусу цилиндра интенсивность излучения стремится к нулю. В этом пределе поле заряда компенсируется полем его изображения на поверхности цилиндра. Картина существенно меняется, если заряд вращается в среде и выполняется условие Черенкова. В этом случае интерференция синхротронного и черенковского излучений приводит к осцилляциям в угловом распределении интенсивности излучения. Излучение, в основном, сосредоточено в области углов $\pi/2 - \theta_c < \theta < \pi/2 + \theta_c$ и интенсивность существенно превосходит соответствующую величину для случая вращения в вакууме.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.Н. Цытович.** Вестник МГУ, **11**, 27 (1951).
2. **K. Kitao**. Prog. Theor. Phys., **23,** 759 (1960).
3. **T. Erber, D. White, H.G. Latal**. Acta Phys. Austriaca, **45,** 29 (1976).
4. **J. Schwinger, W. Tsai, T. Erber**. Ann. Phys., **96,** 303 (1976).
5. **T. Erber, D. White, W. Tsai, H. Latal**. Ann. Phys., **102,** 405 (1976).
6. **T.M. Rynne, G.B. Baumgartner, T. Erber**. J. Appl. Phys., **49,** 2233 (1978).
7. **В.П. Зрелов**. Излучение Вавилова−Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Москва. Атомиздат, 1968.

8. **С.Р. Арзуманян, Л.Ш. Григорян, А.А. Саарян.** Известия НАН Армении, Физика, **30**, 99 (1995).
9. **С.Р. Арзуманян, Л.Ш. Григорян, А.А. Саарян, Х.В. Котанджян**. Известия НАН Армении, Физика, **30**, 106 (1995).
10. **Л.Ш. Григорян, А.С. Котанджян, А.А. Саарян**. Известия НАН Армении, Физика, **30**, 239 (1995).
11. **Л.Ш. Григорян, Г.Ф. Хачатрян, С.Р. Арзуманян**. Известия НАН Армении, Физика, **33**, 267 (1998).
12. **Л.Ш. Григорян, Г.Ф. Хачатрян, С.Р. Арзуманян**. Известия НАН Армении, Физика, **37**, 327 (2002).
13. **L.Sh. Grigoryan, H.F. Khachatryan, S.R. Arzumanyan, M.L. Grigoryan**. Nucl. Instrum. Methods B, **252,** 50 (2006).
14. **S.R. Arzumanyan, L.Sh. Grigoryan, H.F. Khachatryan, M.L. Grigoryan**. Nucl. Instrum. Methods B, **266**, 3715 (2008).
15. **А.С. Котанджян, Г.Ф. Хачатрян, А.В. Петросян, А.А. Саарян**. Известия НАН Армении, Физика, **35**, 115 (2000).
16. **А.С. Котанджян, А.А. Саарян**. Известия НАН Армении, Физика, **37**, 135 (2002).
17. **A.S. Kotanjyan, A.A. Saharian**. Mod. Phys. Lett. A, **17**, 1323 (2002).
18. **A.S. Kotanjyan**. Nucl. Instrum. Methods B, **201**, 3 (2003).
19. **А.А. Саарян, А.С. Котанджян**. Известия НАН Армении, Физика, **38**, 288 (2003).
20. **A.A. Saharian, A.S. Kotanjyan**. Nucl. Instrum. Methods B, **226,** 351 (2004).
21. **A.A. Saharian, A.S. Kotanjyan**. J. Phys. A: Math. Gen., **38,** 4275 (2005).
22. **A.A. Saharian, A.A. Kotanjyan, M.L. Grigoryan**. J. Phys. A: Math. Theor., **40,** 1405 (2007).
23. **A.A. Saharian, A.S. Kotanjyan**. J. Phys. A: Math. Theor., **42**, 135402 (2009).
24. **А.С. Котанджян, А.А. Саарян**. Известия НАН Армении, Физика, **36**, 310 (2001).
25. **М. Абрамовиц, И. Стиган.** Справочник по специальным функциям. Москва, Наука, 1979.
26. **V. Tekkozyan, A. Babajanyan, K. Nerkararyan**. Opt. Comm., **305**, 190 (2013).
27. **J. Polanco, R.M. Fitzgerald, A.A. Maradudin**. Opt. Comm., **316**, 120 (2014).
28. **I.A. Kotelnikov, G.V. Stupakov**. Phys. Lett. A, **379**, 1187 (2015).

RADIATION FROM A CHARGE ROTATING AROUND A PERFECTLY CONDUCTING CYLINDER

A.A. SAHARIAN, A.S. KOTANJYAN, T.S. VARDANYAN

The radiation from a charge uniformly rotating around a conducting cylinder immersed into a homogeneous medium are investigated. Expressions are provided for the electric and magnetic fields, for the surface charge, and current densities induced by the charge on the cylinder surface. A formula is derived for the spectral-angular distribution of the radiation intensity. The results of the numerical analysis are presented.