РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА, 2020, том 65, № 2, с. 135–140

## ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 538.3(075.8)

# ПОЛЯ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ПО ОКРУЖНОСТИ СТАТИЧЕСКОГО ЗАРЯДА

© 2020 г. Б. М. Петров[a], В. В. Савельев[a, *]

[a]Южный федеральный университет,
ул. Большая Садовая, 105/42, Ростов-на-Дону, 344006 Российская Федерация

*E-mail: vlvasa@mail.ru

Поступила в редакцию 06.07.2018 г.
После доработки 06.07.2018 г.
Принята к публикации 10.08.2018 г.

Строго решена задача об излучении электромагнитного поля (ЭМП) вращающимся по окружности с постоянной скоростью статическим зарядом. Показано, что во вращающейся системе отсчета помимо электрического поля возбуждается и магнитное поле, но они не образуют ЭМП. Выполнен анализ составляющих пространственного спектра электрического и магнитного полей в дальней и в ближней зонах. Получены составляющие векторов электрического и магнитного полей, образующие ЭМП в “неподвижной” системе отсчета. Определены выражения для спектральных составляющих дискретного спектра частот поля излучения в “неподвижной” системе отсчета. Приведены результаты расчетов для разных случаев скорости движения заряда. Анализируются угломестные поляризационные характеристики и зависимость спектра излучения от скорости движения заряда и радиуса окружности.

**DOI:** 10.31857/S0033849420020163

## ВВЕДЕНИЕ

Электрические параметры атмосферы Земли зависят от вращающихся с Землей электронов и ионов, распределенных по высоте над Землей по сложным законам [1–3]. Изучению напряженностей электромагнитного поля (ЭМП), возбуждаемых вращающимися электрическими зарядами, посвящен ряд работ [3–5]. При этом решения задач определения векторов напряженностей ЭМП получены с применением нековариантных уравнений электродинамики в неинерциальных (вращающихся) системах отсчета, и поэтому их нельзя считать корректными. Ниже строгое решение задачи об излучении ЭМП вращающимся с постоянной угловой частотой электрическим зарядом получено на основе ковариантных уравнений электродинамики [6].

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Введем в неограниченное пространство, заполненное средой с однородными диэлектрической $\varepsilon$ и магнитной $\mu$ проницаемостями, инерциальную (декартову) систему отсчета $K\left(x, y, z, iv_\phi t\right) = K\left(R, \theta, \varphi, iv_\phi t\right) = K(x^j)$, где $i$ – мнимая единица, $v_\phi = (\varepsilon\mu)^{-1/2}$, $t$ – время, $x^j = x^1, x^2, x^3, x^0$, $j = 1, 2, 3, 0$, $x^\alpha = R, \theta, \varphi$ – сферические координаты, $\alpha = 1, 2, 3$ и покоящуюся в ней точку наблюдения $P\left(p, t\right)$, где $p = x^1, x^2, x^3 = R, \theta, \varphi$. Введем вращающуюся с постоянной угловой частотой $\Omega$ жесткую систему отсчета $K'\left(R', \theta', \varphi', iv_\phi t\right) = K'\left(x^{\alpha'}, iv_\phi t\right)$, $\alpha' = 1', 2', 3'$ и совместим начала сферических систем координат. Полярную ось $\theta = \theta' = 0$ направим вдоль оси вращения. Обозначим через $P'\left(p', t\right)$, где $p' = R', \theta', \varphi'$, покоящуюся в $K'$ точку наблюдения. Координаты точек наблюдения $P\left(p, t\right)$ в “неподвижной” системе отсчета $K$ и $P'\left(p', t\right)$ – во введенной вращающейся $K'$ связаны соотношениями

$$R = R', \quad \theta = \theta', \quad \varphi = \varphi' + \Omega t. \qquad (1)$$

Во вращающейся системе отсчета $K'$ в области сторонних источников $V'_{\hat{j}}$ задан в точке $p'_0 = (a, \theta'_0, \varphi'_0)$ покоящийся электрический статический заряд $Q'$ со скалярной плотностью $\hat{\rho}'^E$. Радиус вращения $a$ задан в $K'$. Плотности сторонних электрического $\vec{\hat{j}}'^E$ и магнитного $\vec{\hat{j}}'^H$ токов отсутствуют.

Необходимо найти составляющие векторов напряженностей электрических и магнитных полей $\vec{E}'$, $\vec{H}'$ и $\vec{E}$, $\vec{H}$ соответственно в системах отсчета $K'$ и $K$.

В трехмерном пространстве, соответствующем $K'$, тензор кривизны пространства отличен от нуля. Поэтому пространство является римановым пространством. Следовательно, уравнения электродинамики для ЭМП в $K'$ могут быть записаны [6] в трехмерной форме для трехмерных объектов: напряженности электрического поля – ковариантного вектора $\vec{E}' = E_{\alpha'} = \left(E_{1'}, E_{2'}, E_{3'}\right) = \left(E_{R'}, R' E_{\theta'}, R'\sin\theta' E_{\varphi'}\right)$, напряженности магнитного поля – контравариантной бивекторной плотности веса +1 $\hat{\vec{H}}' = \hat{H}^{\alpha'\beta'} = \left(\hat{H}^{2'3'}, -\hat{H}^{1'3'}, \hat{H}^{1'2'}\right) = \left(H_{R'}, R' H_{\theta'}, R'\sin\theta' H_{\varphi'}\right)$, электрической индукции – контравариантной векторной плотности веса +1, $\hat{\vec{D}}' = \hat{D}^{\alpha'} = \left(\hat{D}^{1'}, \hat{D}^{2'}, \hat{D}^{3'}\right) = \left(R'^2\sin\theta' \hat{D}^{R'}, R'\sin\theta' \hat{D}^{\theta'}, R' \hat{D}^{\varphi'}\right)$, магнитной индукции – ковариантного вектора $\vec{B}' = B_{\alpha'\beta'} = \left(B_{2'3'}, -B_{1'3'}, B_{1'2'}\right) = \left(R'^2\sin\theta' B_{\theta'\varphi'}, -R'\sin\theta' B_{R'\varphi'}, R' B_{R'\theta'}\right)$ в виде

$$\operatorname{rot}\hat{\vec{H}}' = \frac{\partial\hat{\vec{D}}'}{\partial t} + \hat{\vec{j}}'^{E}, \quad \operatorname{rot}\vec{E}' = \frac{-\partial\vec{B}'}{\partial t} - \hat{\vec{j}}'^{H}, \quad \operatorname{div}\hat{\vec{D}}' = \hat{\rho}'^{E}, \quad \operatorname{div}\vec{B}' = 0, \tag{2}$$

где

$$\hat{\rho}'^{E} = Q'\hat{\delta}(p' - p'_0) = Q'\hat{\delta}(R' - a)\hat{\delta}(\theta' - \theta'_0)\hat{\delta}(\varphi' - \varphi'_0)\Big/R'^2\sin\theta'. \tag{3}$$

## 2. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Общее решение задачи получено путем разложения составляющих электрического векторного потенциала по системе векторных собственных функций риманова пространства и разделения ЭМП на сумму полей электрического и магнитного типов с помощью электрического $V'^{E}(p', t)$ и магнитного $V'^{H}(p', t)$ потенциалов Дебая. Последние представлены в виде разложения по функциям Маркова $U'^{E}_{nm}$ и $U'^{H}_{nm}$ [6]:

$$V'^{E}(p') = \exp(i\omega_0 t)\frac{1}{\varepsilon}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n} U'^{E}_{nm}(p'),$$
$$V'^{H}(p') = \exp(i\omega_0 t)\frac{1}{\mu}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n} U'^{H}_{nm}(p'), \tag{4}$$

где $\varepsilon$, $\mu$ – диэлектрическая и магнитная проницаемости, измеренные в $K'$.

Тогда радиальные составляющие индукций

$$\hat{D}'^{R'} = \frac{1}{R'}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n} n(n+1)U'^{E}_{nm}(p'),$$
$$B'_{\theta'\varphi'} = \frac{1}{R'}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n} n(n+1)U'^{H}_{nm}(p'). \tag{5}$$

Если подставить значение стороннего заряда (3) в выражения для функций $U'^{E,H}_{nm}$ [6] и выполнить интегрирование, то получим

$$U'^{E}_{nm} = -\frac{im\varepsilon\Omega Q' W c_{nm}}{n(n+1)4\pi} P_n^m(\cos\theta'_0) P_n^m(\cos\theta') \times \exp\left(-im\left(\varphi' - \varphi'_0\right)\right) \times \begin{cases} (x j_n(x))' h_n^{(2)}(y), & R' > a, \\ \left(x h_n^{(2)}(x)\right)' j_n(y), & R' < a, \end{cases} \tag{6}$$

$$U'^{H}_{nm} = \frac{i\mu\Omega k_m a Q' c_{nm}}{n(n+1)4\pi} \frac{dP_n^m\left(\cos\theta'_0\right)}{d\theta'_0} \times P_n^m(\cos\theta')\sin\theta'_0 \exp\left(-im\left(\varphi' - \varphi'_0\right)\right) \times \begin{cases} j_n(x) h_n^{(2)}(y), & R' > a \\ h_n^{(2)}(x) j_n(y), & R' < a \end{cases}, \tag{7}$$

где $x = k_m a$, $y = k_m R'$, штрих над круглой скобкой означает производную по $x$, $W = \sqrt{\mu/\varepsilon}$, $P_n^m(\cos\theta')$ – присоединенные полиномы Лежандра, $j_n(x)$, $h_n^{(2)}(x)$ – сферические функции Бесселя, $k_m = m\Omega/v_\phi$,

$$c_{nm} = (2n+1)(n-m)!/(n+m)!$$

Поскольку в системе отсчета $K'$ составляющие векторов напряженностей электрического поля (ЭП) [6] можно представить в виде

$$E'_{\theta'} = \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n}\left[\frac{1}{\varepsilon R'}\frac{\partial^2\left(R' U'^{E}_{nm}\right)}{\partial\theta'\partial R'} - \frac{W}{\mu R'^2}\frac{\partial}{\partial\theta'}\beta\frac{\partial}{\partial\theta'}\left(R' U'^{H}_{nm}\right)\right],$$
$$E'_{\varphi'} = \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n}\left[\frac{1}{\varepsilon R'\sin\theta'}\frac{\partial^2\left(R' U'^{E}_{nm}\right)}{\partial\varphi'\partial R'} - \frac{\beta W}{\mu R'^2\sin\theta'}\frac{\partial^2\left(R' U'^{H}_{nm}\right)}{\partial\varphi'\partial\theta'}\right], \tag{8}$$
$$E'_{R'} = \frac{1-\beta^2}{\varepsilon}\hat{D}'^{R'} - \beta W H'_{\theta'},$$

а составляющие векторов напряженностей магнитного поля (МП) –

$$H'_{\theta'} = \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n}\left[\frac{1}{\mu R'}\frac{\partial^2\left(R'U'^H_{nm}\right)}{\partial\theta'\partial R'} + \right.$$
$$\left. + \frac{W}{\mu R'^2}\frac{\partial}{\partial\theta}\beta\frac{\partial\left(R'U'^E_{nm}\right)}{\partial\theta}\right],$$
$$H'_{\varphi'} = \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n}\left[\frac{1}{\mu R'\sin\theta'}\frac{\partial^2\left(R'U'^H_{nm}\right)}{\partial\varphi'\partial R'} + \right. \tag{9}$$
$$\left. + \frac{W\beta}{\mu R'^2\sin\theta'}\frac{\partial^2\left(R'U'^E_{nm}\right)}{\partial\theta'\partial\varphi'}\right],$$
$$H'_{R'} = \frac{1-\beta^2}{\mu}B'_{\theta'\varphi'} + W^{-1}\beta E'_{\theta'}, \quad \beta = \Omega R'\sin\theta'/v_\phi,$$

то из выражений (6)–(9) следует: во вращающейся системе отсчета статический электрический заряд возбуждает, кроме статического ЭП, статическое МП; эти ЭП и МП не образуют ЭМП; векторы напряженностей ЭП и МП имеют все составляющие; появление всех составляющих вектора $\vec{H}'$ в (9) обязано воздействию эквивалентного гравитационного поля и на заряд, и на ЭП. Первые слагаемые составляющих пространственного спектра в (8) и (9) обусловлены электрическим зарядом, а вторые – обязаны своим появлением вращению заряда.

Для анализа зависимостей составляющих пространственного спектра ЭП (8) и МП (9) от расстояния $R'$ учтем, что, применяя к функциям $U'^{E,H}_{nm}$ асимптотические разложения сферических функций [7], имеем в дальней зоне при $R' \gg a$ (но $k_m a \ll 1$, $k_m R' > n$):

$$U'^E_{nm}(k_m R') \sim \frac{n(k_m a)^n}{\sqrt{\pi}2^n\Gamma\left(n+\frac{3}{2}\right)}\frac{1}{k_m R'}\exp(-ik_m R' + i\phi_n),$$
$$U'^H_{nm}(k_m R') \sim \frac{(k_m a)^n}{2^n\Gamma\left(n+\frac{3}{2}\right)}\frac{1}{k_m R'}\exp(-ik_m R' + i\phi_n),$$

а в ближней зоне при $R' < a$, (но $k_m R' < 1$, $k_m a \gg 1$, $k_m a > n$) –

$$U'^E_{nm}(k_m R') \sim \frac{\sqrt{\pi}(k_m R')^n}{2^{n-1}\Gamma(n+3/2)}\frac{1}{k_m a}\exp(-ik_m a + i\phi_n),$$
$$U'^H_{nm}(k_m R') \sim \frac{(k_m R')^n}{2^n\Gamma(n+3/2)}\frac{1}{k_m a}\exp(-ik_m a + i\phi_n),$$

где $\phi_n = \pi(n+1/2)/2 - \pi/4$, $\Gamma(n+3/2)$ – гамма-функция.

Эти выражения показывают, что в (8) и (9) имеются компоненты пространственного спектра, которые при увеличении расстояния $R'$ в дальней зоне уменьшаются не быстрее, чем $(k_m R')^{-1}$, а в ближней зоне – увеличиваются как $(k_m R')^{n-1}$.

Наибольший практический интерес представляет ЭМП в “неподвижной” системе отсчета $K$. Для преобразования ЭП и МП из $K'$ в $K$ используем преобразование продольных составляющих электрической $\hat{D}'^{R'}$ и магнитной $B'_{\theta'\varphi'}$ индукций в составляющие $\hat{D}^R(p,t)$ и $B_{\theta\varphi}(p,t)$ [6]:

$$\hat{D}^R(p,t) = \hat{D}'^{R'}(p,t), \quad B_{\theta\varphi}(p,t) = B'_{\theta'\varphi'}(p,t).$$

Так как согласно (1) $R' = R$, $\theta' = \theta$, $\varphi' = \varphi - \Omega t$, то получим

$$\omega_m = \mathrm{m}\Omega,$$
$$\hat{D}^R(p,t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} d^R_m(p)\exp(i\omega_m t),$$
$$B_{\theta\varphi}(p,t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{m,\theta\varphi}(p)\exp(i\omega_m t),$$

где составляющие частотного спектра имеют вид

$$\hat{d}^R_m = \frac{1}{R}\sum_{n=0}^{\infty} n(n+1)U^E_{nm}(p),$$
$$b_{m,\theta\varphi} = \frac{1}{R}\sum_{n=0}^{\infty} n(n+1)U^H_{nm}(p),$$

а функции $U^{E,H}(p)$ определяются по (6) и (7) путем замены $R' = R$, $\theta' = \theta$, $\varphi' = \varphi$. При этом векторы напряженностей ЭМП в системе отсчета $K$

$$\vec{E}(p,t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty}\vec{e}_m(p)\exp(i\omega_m t),$$
$$\vec{H}(p,t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty}\vec{h}_m(p)\exp(i\omega_m t),$$

где комплексные амплитуды составляющих векторов представимы в виде

$$e_{m,\theta}(p) = \frac{1}{R}\sum_{n=0}^{\infty}\left[\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial^2\left(RU^E_{nm}\right)}{\partial\theta\partial R} - \frac{i\omega_m}{\sin\theta}\frac{\partial\left(RU^H_{nm}\right)}{\partial\varphi}\right],$$
$$e_{m,\varphi}(p) = \frac{1}{R}\sum_{n=0}^{\infty}\left[\frac{1}{\varepsilon\sin\theta}\frac{\partial^2\left(RU^E_{nm}\right)}{\partial\varphi\partial R} + i\omega_m\frac{\partial\left(RU^H_{nm}\right)}{\partial\theta}\right], \tag{10}$$

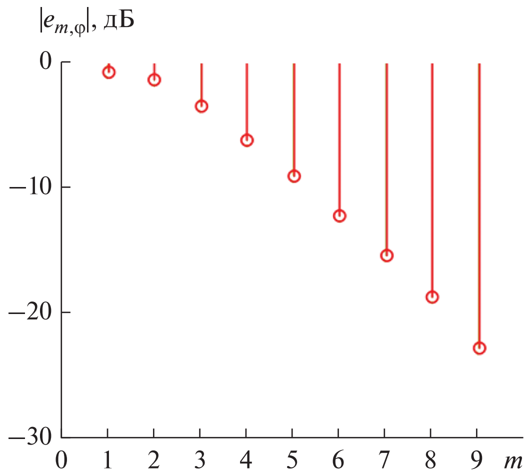


**Рис. 1.** Спектр поля излучения вращающегося заряда в плоскости вращения.

$$e_{m,R}(p) = \hat{d}_m^R/\varepsilon, \quad h_{m,R}(p) = b_{m,\theta,\varphi}/\mu,$$
$$h_{m,\theta}(p) = \frac{1}{R}\sum_{n=0}^{\infty}\left[\frac{i\omega_m}{\sin\theta}\frac{\partial\left(RU_{nm}^E\right)}{\partial\varphi} + \frac{1}{\mu}\frac{\partial^2\left(RU_{nm}^H\right)}{\partial\theta\partial R}\right], \quad (11)$$
$$h_{m,\varphi}(p) = \frac{1}{R}\sum_{n=0}^{\infty}\left[-i\omega_m\frac{\partial\left(RU_{nm}^E\right)}{\partial\theta} + \frac{1}{\mu\sin\theta}\frac{\partial^2\left(RU_{nm}^H\right)}{\partial\varphi\partial R}\right].$$

Выражения (5) и (10), (11) показывают, что имеются составляющие частотного спектра, изменяющиеся в дальней зоне как $R^{-1}$, в системе имеется волновой процесс, значит, возбуждается ЭМП.

Определим поле излучения вращающегося заряда в вакууме, где $v_\varphi$ равна скорости света $c$. В дальней зоне, используя асимптотику сферических функций Ганкеля и ее производной при $k_mR \to \infty$ [8], получим спектральные составляющие отличных от нуля составляющих векторов электрического поля в виде, удобном для проведения дальнейших расчетов:

$$e_{m,\theta}(p) = \frac{Q'\Omega}{4\pi R}Wk_m am\exp\left(-ik_mR\right)\sum_{n=1}^{N}i^n\frac{c_{nm}}{n(n+1)}\times$$
$$\times\left[-i\frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta}FE_{nm} + \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta}FH_{nm}\right]\times$$
$$\times\exp\left(-im\varphi\right), \quad (12)$$
$$e_{m,\varphi}(p) = -\frac{Q'\Omega}{4\pi R}Wk_m a\exp\left(-ik_mR\right)\sum_{n=1}^{N}i^n\frac{c_{nm}}{n(n+1)}\times$$
$$\times\left[m^2\frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta}FE_{nm} + i\frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta}FH_{nm}\right]\times$$
$$\times\exp\left(-im\varphi\right),$$

где

$$FE_{nm} = \frac{1}{k_ma}\frac{d\left(aj_n(k_ma)\right)}{da}P_n^m(\cos\theta_0')\exp(im\varphi_0'),$$

$$FH_{nm} = j_n(k_ma)\frac{dP_n^m(\cos\theta_0')}{d\theta_0'}\sin\theta_0'\exp(im\varphi_0').$$

Спектральные составляющие отличных от нуля составляющих векторов магнитного поля в дальней зоне связаны с составляющими векторов электрического поля характеристическим сопротивлением пространства $W$. Поля излучения на спектральных составляющих, как видно из полученных формул, определяются только суммой по индексу $n$.

Таким образом, поле излучения вращающегося статического заряда в неподвижной системе отсчета так же, как и поле вращающегося диполя [9], представляет собой дискретный спектр частот частоты вращения $\Omega$.

## 4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Рассчитаем спектр электромагнитного излучения вращающегося заряда (сгустка электронов) в адронном коллайдере. Длина кольца коллайдера $\ell = 2\pi a = 27 \times 10^3$ м, скорость движения сгустка электронов по окружности $v = \Omega a$ ($v < c$). Тогда $k_ma = m\frac{\Omega}{c}a = m\kappa$, где $\kappa$ – отношение линейной скорости $v$ движения заряда по окружности к скорости света $c$.

В расчете при скорости движения заряда с параметром $\kappa = 0.5$ достаточно [8] удерживать 10 членов ряда по $n$, т.е. $N = 10$. Считаем, что заряд вращается в экваториальной плоскости $\theta_0' = \pi/2$, а угол $\varphi_0'$ примем равным нулю.

Расчет спектра излучения показал, что в плоскости вращения присутствуют только азимутальные составляющие $e_{m,\varphi}$. При $\kappa = 0.1$ частота первой гармоники равна 1.11 кГц. Амплитуда первой гармоники, нормированная по амплитуде первой гармоники при осевом наблюдении, составляет 0 дБ, второй –14 дБ, а третьей –29.5 дБ.

Снижение скорости движения заряда по окружности приводит к существенному подавлению второй гармоники и значительному затуханию третьей, т.е. к обужению спектра. Напротив, повышение скорости движения заряда ($\kappa > 0.1$) ведет к расширению спектра. На рис. 1 показан в логарифмическом масштабе нормированный по амплитуде первой гармоники азимутальной составляющей $e_{1,\varphi}$ при осевом наблюдении ($\theta = 0°$) амплитудный спектр азимутальной составляющей $e_{m,\varphi}$ поля излучения в экваториальной плос-

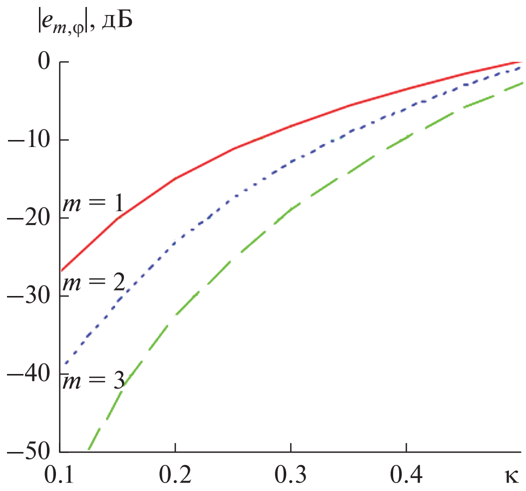


**Рис. 2.** Зависимость амплитуд гармоник спектра от относительной скорости движения заряда κ.

кости ($\theta = \pi/2$) и $\varphi = 0$ вращающегося заряда при $\kappa = 0.5$. В отличие от общепринятого изображения спектра здесь показаны величины затухания гармоник по отношению к нормирующему значению. Частота первой гармоники в этом случае равна 5.55 кГц.

Зависимости трех первых гармоник спектра в экваториальной плоскости от параметра κ, изменяющегося в пределах 0.1...0.5 показаны на рис. 2. Эти зависимости наглядно иллюстрируют расширение спектра при увеличении κ. Поле излучения сложным образом зависит от отношения линейной скорости движения заряда по окружности к скорости света, поскольку аргументы функций Бесселя и их производных зависят от κ.

Выясним зависимость поля излучения от радиуса окружности, по которой вращается заряд. Коэффициент, стоящий перед суммой в (12), может быть преобразован к виду $\frac{Q'}{4\pi\varepsilon R} m \frac{\kappa^2}{a}$. Откуда следует, что поле излучения на гармониках спектра обратно пропорционально радиусу окружности. Таким образом, радиус окружности влияет только на величину спектральных составляющих и никак не сказывается на огибающей спектра.

На рис. 3а и 3б представлены зависимости амплитуд гармоник соответственно $e_{m,\theta}$ и $e_{m,\varphi}$ при $\kappa = 0.5$ от угла наблюдения θ. Из приведенных графиков следует, что в плоскости вращения ($\theta = 90°$) поляризация излучения на спектральных составляющих линейная ($e_{m,\theta} = 0$). С уменьшением угла наблюдения θ поляризация на гармониках спектра является эллиптической, а при $\theta = 0°$ спектр вырождается в монохроматический, причем $|e_{1,\theta}| = |e_{1,\varphi}|$ при

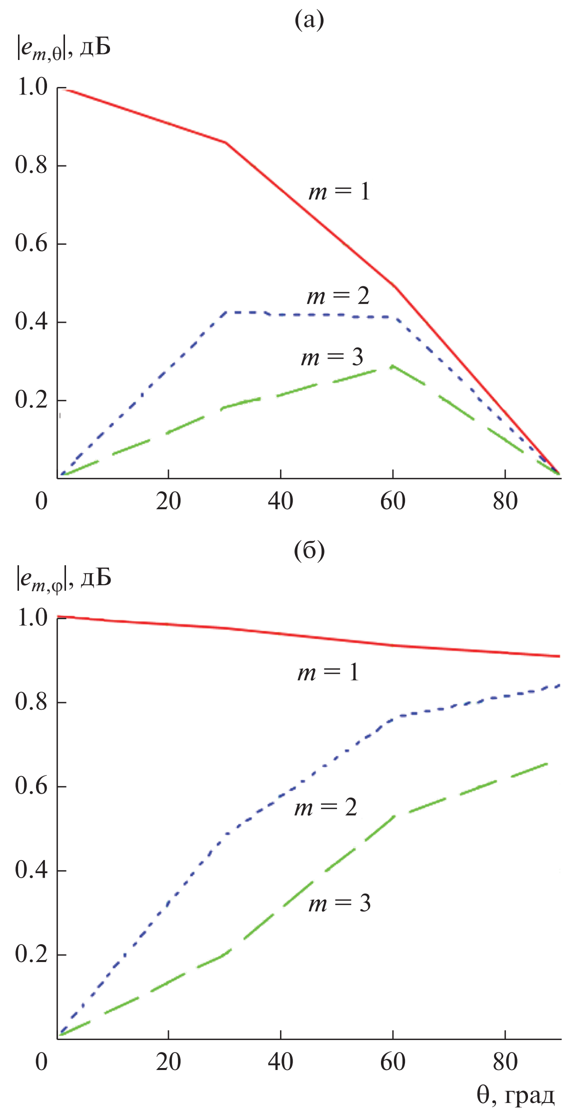


**Рис. 3.** Зависимость амплитуд меридиональных (а) и азимутальных (б) составляющих гармоник спектра от угла наблюдения θ.

сдвиге фаз между ними $\pi/2$. Поляризация становится круговой.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, задача об излучении вращающегося статического заряда решена строго с помощью уравнений электродинамики в ковариантной форме, соответствующих неинерциальной системе отсчета. Во вращающейся системе, жестко связанной с зарядом, статический электрический заряд возбуждает кроме статического электрического статическое магнитное поле. Эти поля имеют все составляющие, но они не образуют ЭМП. Появление всех составляющих магнитного поля обязано воздействию эквивалентного гравитационного поля и на заряд и на электрическое поле.

В “неподвижной” системе отсчета поля́, преобразованные из вращающейся системы, представляют собой частотный спектр частоты вращения. Поперечные составляющие гармоник частотного спектра изменяются в дальней зоне как $1/R$, в системе имеется волновой процесс, т.е. возбуждается ЭМП.

Результаты расчета, представленные в виде графиков, соответствуют физическим представлениям о поведении излучаемых полей в зависимости от угла наблюдения. Ширина спектра зависит в основном от относительной линейной скорости движения заряда по окружности, а уровень спектральных составляющих обратно пропорционален радиусу окружности. При уменьшении радиуса кривизна пространства возрастает и отмеченные выше эффекты проявляются в большей степени.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ


1. *Михайлов А.А.* Земля и ее вращения. М.: Наука, 1984.
2. *Колосов М.А., Шабельников А.В.* Рефракция электромагнитных волн в атмосферах Земли, Венеры и Марса. М.: Сов. радио, 1976.
3. *Терлецкий Я.П.* // Труды междунар. конф. Т.3. Радиационный пояс Земли. М.: Изд-во АН СССР, 1960.
4. *Вайнштейн Л.А.* Об излучении зарядов при круговом движении // РЭ. 1963. Т. 8. № 10. С. 1968.
5. *Seshardi S.R.* // Radiation from a charge in a Uniform Circular Motion Proc. IEEE. 1968. V. 56. № 5. P. 111.
6. *Петров Б.М.* Прикладная электродинамика вращающихся тел. М.: Горячая линия-Телеком, 2007.
7. *Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф.* Специальные функции. М.: Наука, 1968.
8. *Марков Г.Т.* Возбуждение электромагнитных волн. 2-е изд. М.: Радио и связь, 1983.
9. *Савельев В.В.* // Труды Междунар. науч. конф. “ИРЭМВ-2013”. Таганрог–Дивноморское, 24–28 июнь, 2013. С. 127.