

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ ТОКА ВДОЛЬ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННЫ, ВОЗБУЖДАЕМОЙ ЭЛЕКТРОННЫМ РЕЛЯТИВИСТСКИМ ЗАРЯДОМ

С. Д. ПРИЙМЕНКО, Ю. Ф. ЛОНИН, К. А. ЛУКИН, И. Н. ОНИЩЕНКО

Получено интегральное уравнение для спектральных компонент тока линейной антенны с ненулевым значением тока на одном из ее концов. Сформулированы граничные условия на торце линейной антенны, к которому с постоянной скоростью вдоль оси антенны движется релятивистский точечный заряд. Граничные условия описывают как спектральную компоненту тока, так и ток на торце антенны до соприкосновения заряда с антенной, а также в момент пересечения зарядом торца антенны. В асимптотическом приближении решено интегральное уравнение для временной спектральной компоненты тока вдоль линейной антенны при приближении точечного заряда к антенне. Рассчитана зависимость спектральной компоненты тока от продольной координаты, частоты и радиуса антенны

Ключевые слова: антенна монополюльно-дипольного типа, линейная антенна, интегральное уравнение, граничные условия, релятивистский точечный заряд, спектральная компонента тока.

ВВЕДЕНИЕ

По-видимому, впервые термин монополь, под которым понимается линейный излучатель, в применении к антенным системам использован в [1] (р. 147). В настоящей публикации вводится понятие монополюльно-дипольной антенны, где последняя представляет собой антенну с ненулевыми электрическими монополюльным [2] (с. 280) и дипольным моментами. Перспективным типом такой антенны является линейная антенна, возбуждаемая релятивистским электронным банчем [3]. Последний движется с постоянной скоростью \vec{v} в вакууме вдоль оси антенны по направлению к одному из ее концов. В приближении точечного заряда электронный банч до соприкосновения с антенной, возбуждает ее ближним полем, окружающим точечный заряд Q (рис. 1). Линейная антенна представляет собой идеально проводящий цилиндр радиуса a и длины L . В момент пересечения торца антенны, она возбуждается плотностью тока точечного заряда

$$\vec{j}_q = Q \cdot v_q \cdot \vec{z}_0 \frac{1}{\rho} \delta(\rho) \cdot \delta(z - v_q t) \quad (\vec{z}_0 \text{ есть единичный вектор вдоль оси Oz}).$$


Рис.1

Система электрических зарядов характеризуется электрическими монополюльным и дипольным моментами. Монополюльный момент является скаляром и равен полному заряду системы [2] (с. 280), дипольный момент является вектором и имеет размерность заряда, умноженному на смещение. Если полный заряд системы не равен нулю, то скалярный потенциал сис-

темы на больших расстояниях или в волновой зоне приближается к скалярному потенциалу точечного заряда или электрического монополя. Скалярные потенциалы монополя и диполя обратно пропорциональны первой и второй степени расстояния между точкой источника и точкой наблюдения соответственно [4] (с. 27). Скалярный потенциал системы зарядов одного знака с плотностью заряда в ретардированный момент времени является кулоновским потенциалом или скалярным потенциалом в нулевом [5] (с. 51), т. е. монополюльном приближении. Скалярный потенциал системы зарядов с ненулевой расходимостью тока или с ненулевой производной по времени от плотности заряда является скалярным потенциалом в дипольном или первом приближении [5] (с. 51).

При полете заряда к антенне монополь и диполь представлены точечным зарядом и антенной соответственно. Антенна является в целом электрически нейтральной. При пересечении релятивистским зарядом поверхности антенны заряд на торце антенны дискретно во времени обращается в нуль, ток изменяется во времени дельтаобразно, на торце формируется генератор тока. Заряд антенны дискретно во времени изменяется на Q , плотность электрического заряда в линейном приближении уменьшается до $\frac{Q}{L}$ (L есть длина антенны), а ее скалярный потенциал в монополюльном или нулевом приближении меняется от нуля до конечной величины.

В приведенном материале:

- Сформулированы граничные условия на торце линейной антенны, которые связывают ток антенны с плотностью тока релятивистского точечного заряда.
- Отмечено, что возбуждение линейной антенны обусловлено двумя причинами: полем вокруг точечного заряда и током на торце антенны.

Спектральная компонента поля вокруг точечного заряда описывается неоднородной плоской волной [6]

(с. 41) с действительной компонентой волнового вектора вдоль оси Oz $k_z = \omega/v_q$, ($\omega = 2\pi \cdot f$, f — частота) и мнимой компонентой волнового вектора в радиальном направлении $k_\rho = i \frac{\omega}{v_q} \sqrt{1 - \frac{v_q^2}{c^2}}$. Волна распространяется в продольном направлении и затухает в радиальном направлении. Поверхностью постоянной фазы есть плоскость $z = const$, а поверхностью постоянной амплитуды является цилиндрическая поверхность $\rho = const$.

Торец антенны, ближайший к заряду, образован пересечением плоскости $z = 0$ и цилиндрической поверхности $\rho = a$, т. е. представляет собой круг поперечной ориентации радиуса a . Ток на конце антенны $I_z(t, \rho = a, z = 0)$ есть ток продольной ориентации, пересекающий криволинейное ребро цилиндра при $r \in \{\rho = a, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, z = 0\}$. Этот ток включает две составляющие. Первая составляющая образована зарядами, стекающими с торца через криволинейное ребро на боковую поверхность антенны. Данная составляющая определяется продольной компонентой обобщенного тока. Вторая составляющая образована азимутальной компонентой магнитного поля на криволинейном ребре антенны. Продольная компонента обобщенного тока до столкновения заряда с антенной представлена аксиальной составляющей тока смещения, а при столкновении представлена током релятивистского заряда.

Продольная компонента электрического поля точечного заряда нормальна к торцевой поверхности антенны и касательна к боковой поверхности антенны. Она формирует заряд на торцевой поверхности и стороннюю электродвижущую силу на боковой поверхности антенны. Продольная компонента электрического поля изменяет заряд на торцевой и ток на боковой поверхности антенны. Заряды, перемещаясь с торцевой на боковую поверхность антенны через криволинейное ребро, формируют на конце антенны ненулевой ток.

Аксиальная компонента магнитного поля изменяет ток как на торцевой, так и боковой поверхностях антенны.

Для релятивистского заряда током смещения по сравнению с током заряда можно пренебречь. При подлете точечного релятивистского заряда к антенне спектральная компонента тока на конце антенны, формируемая аксиальной компонентой магнитного поля преобладает над спектральной компонентой тока на конце антенны, формируемой продольной компонентой тока смещения.

До соприкосновения заряда с антенной поле заряда перераспределяет заряды вдоль антенны, однако антенна в целом остается электрически нейтральной.

Это приводит к излучению в дипольном приближении.

Получено интегральное уравнение для временной спектральной компоненты тока вдоль линейной антенны, возбуждаемой релятивистским зарядом. Это уравнение решено в асимптотическом приближении при движении точечного заряда к антенне. Рассчитана зависимость спектральной компоненты тока от продольной координаты, частоты и радиуса антенны.

1. АНАЛИТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ

1.1 Граничные условия

1.1.1 *Электрическое поле.* Воспользуемся граничными условиями на поверхности идеально проводящего тела для нестационарных полей (5.52), (5.53) [7, с. 192]

$$\left(-\frac{\partial \vec{D}(t'(t), \rho_e'(t'), \varphi_e'(t'), z_e'(t'); t, \rho_s, \varphi_s, z_s)}{\partial t} \cdot \vec{z}_0 \right) = Q \cdot v_q \frac{1}{\rho_s} \delta(\rho_s) \cdot \delta(z_s - v_q t) + \text{div}_s \vec{j}_s(t, \rho_s, \varphi_s, z_s), \quad (1)$$

где $\vec{D}(t'(t), \rho_e'(t'), \varphi_e'(t'), z_e'(t'); t, \rho_s, \varphi_s, z_s)$ (размерность $[\frac{Q}{m^2}]$) — вектор электрического смещения,

$\vec{j}_q = Q \cdot v_q \cdot \vec{z}_0 \frac{1}{\rho_s} \delta(\rho_s) \cdot \delta(z_s - v_q t)$ и $\vec{j}_s(t, \rho_s, \varphi_s, z_s)$ — плотности тока релятивистского точечного заряда и поверхностного тока на торце антенны.

Перепишем (1) в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial D_z(t'(t), \rho_e'(t'), \varphi_e'(t'), z_e'(t'); t, \rho_s, \varphi_s, z_s)}{\partial t} = \\ = Q \cdot v_q \cdot \frac{1}{\rho_s} \delta(\rho_s) \cdot \delta(z_s - v_q t) + \\ + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial}{\partial \rho_s} (\rho_s \cdot j_{\rho s}(t, \rho_s, \varphi_s, z_s)). \end{aligned} \quad (2)$$

Выполним интегрирование по поверхности торца антенны

$$\begin{aligned} - \int_0^a \rho_s d\rho_s \int_0^{2\pi} d\varphi_s \frac{\partial D_z(t'(t), \rho_e'(t'), \varphi_e'(t'), z_e'(t'); t, \rho_s, \varphi_s, z_s)}{\partial t} = \\ = Q \cdot v_q \cdot 2\pi \cdot \delta(z_s - v_q t) + I_z(t, \rho_s = a, z_s), \end{aligned} \quad (3)$$

где a — радиус линейной антенны, $Q \cdot v_q \cdot 2\pi \cdot \delta(z_s - v_q t)$ — ток релятивистского точечного заряда на торце антенны, а

$$I_z(t, \rho_s = a, z_s) = 2\pi a \cdot j_{\rho s}(t, \rho_s = a, z_s). \quad (4)$$

Величина $I_z(t, \rho_s = a, z_s)$ есть ток линейной антенны на ее торце. Принимаем во внимание, что плот-

ность тока смещения для релятивистского заряда является малой величиной

$$\frac{\partial D_z(t'(t), \rho'_e(t'), \varphi'_e(t'), z'_e(t'); t, \rho_s, \varphi_s, z_s)}{\partial t} \approx 0. \quad (5)$$

Учитывая (5) и полагая в (3) $z_s = 0$, получаем граничное условие для тока на торце линейной антенны при возбуждения ее релятивистским точечным зарядом

$$I_z(t, \rho_s = a, z_s = 0) \approx Q \cdot 2\pi \cdot \delta(t). \quad (6)$$

В пренебрежении током смещения, ток на конце линейной антенны $I_z(t, \rho_s = a, z_s = 0)$ равен току точечного заряда $Q \cdot 2\pi \cdot \delta(t)$.

Для спектральной компоненты тока граничное условие (6) принимает вид

$$I_z(\omega, \rho_s = a, z_s = 0) \approx Q. \quad (7)$$

1.1.2 *Магнитное поле.* Азимутальная спектральная компонента магнитного поля, создаваемая точечным зарядом, движущимся с постоянной скоростью $\vec{v}_{qz} = v_q \cdot \vec{z}_0$ в продольном направлении [8] в системе координат, связанной с зарядом в момент наблюдения

$$H_\varphi(\omega, r) = \sqrt{1 - \frac{v_q^2}{c^2}} \frac{Q\omega}{2\pi v} \left(1 - \frac{v_q^2}{c^2}\right) \times \\ \times K_1\left(\frac{\omega}{v} \sqrt{1 - \frac{v_q^2}{c^2}} \rho\right) e^{\frac{i\omega}{v} z}. \quad (8)$$

Откуда спектральная компонента тока на торце антенны ($l = 0$), ближайшем к релятивистскому заряду, при подлете последнего к антенне

$$I_q(\omega, \rho = a, z = d) = \sqrt{1 - \frac{v_q^2}{c^2}} \frac{Q\omega a}{v_q} \left(1 - \frac{v_q^2}{c^2}\right) \times \\ \times K_1\left(\frac{\omega}{v_q} \sqrt{1 - \frac{v_q^2}{c^2}} a\right) e^{\frac{i\omega}{v} d}, \quad (9)$$

где d – расстояние от заряда до торца антенны.

Результирующая напряженность магнитного поля точечного заряда, движущегося прямолинейно с постоянной скоростью, убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от заряда до точки наблюдения (73.5) [5, с. 46]. Поэтому спектральную компоненту тока на торце антенны ($l = L$), удаленным от релятивистского заряда при подлете последнего к антенне, полагаем равной нулю

$$I(\omega, \rho = a, z = l = L) = 0. \quad (10)$$

2. ИНТЕГРАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ

2.1 Пространственно-частотное измерение

Согласно (4.19) [9, с. 192] интегральное уравнение для частотной спектральной компоненты тока $I(\omega, l)$ вдоль линейной антенны

$$\vec{E}^i(\omega, l) \cdot \vec{l} = \frac{(-1)i}{\omega \epsilon_0} \int_0^L [I(\omega, l') \varphi(\omega; l', l) \frac{\omega^2}{c^2} + \\ + \frac{\partial I(\omega, l')}{\partial l'} \frac{\partial \varphi(\omega; l', l)}{\partial l}] dl', \quad (11)$$

где $\vec{E}^i(\omega, l)$ – напряженность стороннего электрического поля, \vec{l} – единичный вектор вдоль антенны, L – длина антенны, $\varphi(\omega, l', l)$ – функция Грина для тонкого проводника

$$\varphi(\omega; l', l) = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{\frac{i\omega}{c} \sqrt{(l-l')^2 + a^2}}}{\sqrt{(l-l')^2 + a^2}}. \quad (12)$$

Выполняя интегрирование по частям, получаем

$$\int_0^L \frac{\partial I(\omega, l')}{\partial l'} \frac{\partial \varphi(\omega; l', l)}{\partial l} dl' = I(\omega, l') \frac{\partial \varphi(\omega; l', l)}{\partial l} \Big|_0^L - \\ - \int_0^L I(\omega, l') \frac{\partial}{\partial l'} \frac{\partial \varphi(\omega; l', l)}{\partial l} dl' = \\ = -I(\omega, l' = 0) \frac{\partial \varphi(\omega; l' = 0, l)}{\partial l} - \\ - \int_0^L I(\omega, l') \frac{\partial}{\partial l'} \frac{\partial \varphi(\omega; l', l)}{\partial l} dl'. \quad (13)$$

Подставим (12), (13) в (11), и учтем граничные условия (9), (10).

$$E_l^i(\omega, l) = \frac{(-1)i\omega}{4\pi c^2 \epsilon_0} \int_0^L I(\omega, l') \varphi(\omega; l', l) dl' + \\ + \frac{i}{4\pi \omega \epsilon_0} \int_0^L I(\omega, l') \frac{\partial}{\partial l'} \frac{\partial \varphi(\omega; l', l)}{\partial l} dl' + \\ + \frac{(-1)}{4\pi c \epsilon_0} I_{qz}(\omega, l' = 0) \frac{e^{\frac{i\omega}{c} \sqrt{l^2 + a^2}}}{\sqrt{l^2 + a^2}} \frac{l}{\sqrt{l^2 + a^2}} + \\ + \frac{(-1)i}{4\pi \omega \epsilon_0} I_{qz}(\omega, l' = 0) \frac{e^{\frac{i\omega}{c} \sqrt{l^2 + a^2}}}{(l^2 + a^2)} \frac{l}{\sqrt{l^2 + a^2}}. \quad (14)$$

Соотношение (14) является интегральным уравнением для спектральной компоненты $I(\omega, l)$ тока линейной антенны, которая возбуждается релятивистским зарядом на ее торце.

Третье слагаемое в правой части (14) есть спектральной компонентой потенциального электрического поля излучения вдоль оси антенны $E_l^{PS}(\omega, l, \rho = 0) = E_z^{PS}(\omega, z, \rho = 0)$, которая перемещается в волновую зону и обусловлена спектральной компонентой тока возбуждаемого релятивистским зарядом на торце антенны $I_{qz}(\omega, l' = 0)$

$$E_l^{PS}(\omega, l, \rho = 0) = E_z^{PS}(\omega, z, \rho = 0) = \frac{(-1)}{4\pi c \epsilon_0} I_{qz}(\omega, l' = 0) \frac{e^{\frac{i\omega}{c}\sqrt{l^2+a^2}}}{\sqrt{l^2+a^2}} \frac{l}{\sqrt{l^2+a^2}}. \quad (15)$$

Соотношение (15) определяет спектральную компоненту потенциальной составляющей напряженности электрического поля дифракционного излучения. Оно формируется на торце антенны полем релятивистского заряда при подлете его к антенне.

Четвертое слагаемое в правой части (14) определяет спектральную компонента продольной составляющей квазистационарного рассеянного поля вдоль оси антенны $E_l^{CS}(\omega, l, \rho = 0) = E_z^{CS}(\omega, z, \rho = 0)$, которое остается в ближней зоне и обусловлено спектральной компонентой заряда, наводимой на торце антенны $Q_q(\omega, l' = 0)$.

$$E_l^{CS}(\omega, l, \rho = 0) = E_z^{CS}(\omega, z, \rho = 0) = \frac{(-1)i}{4\pi\omega\epsilon_0} I_{qz}(\omega, l' = 0) \cdot \frac{e^{\frac{i\omega}{c}\sqrt{l^2+a^2}}}{(l^2+a^2)^2} \frac{l}{\sqrt{l^2+a^2}} = \frac{(-1)i}{4\pi\epsilon_0} Q_q(\omega, l' = 0) \frac{e^{\frac{i\omega}{c}\sqrt{l^2+a^2}}}{(l^2+a^2)^2} \frac{l}{\sqrt{l^2+a^2}}. \quad (16)$$

Интегральное уравнение (14) определяет процесс трансформации спектральной компоненты тока релятивистского заряда в спектральную компоненту тока антенны как при движении заряда к антенне, так и пересечении торца антенны.

Принимая во внимание выражение для спектральной компоненты напряженности электрического поля вдоль антенны $E_z(\omega, r)$, создаваемой релятивистским точечным зарядом [8]

$$E_z(\omega, r) = E_l(\omega, \rho = a, l) = -iQ\omega/2\pi\epsilon_0 v_q^2 (1 - \frac{v_q^2}{c^2}) \times \times K_0(\frac{\omega}{v_q} \sqrt{1 - \frac{v_q^2}{c^2}} a) e^{\frac{i\omega}{v_q} l} \quad (17)$$

и фильтрующее свойство функции Грина неограниченного пространства [10] (с. 55), получаем в асимптотическом приближении решение уравнения (14)

$$I(\omega, l) = \text{Re } I(\omega, l) + \text{Im } I(\omega, l). \quad (18)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \text{Re } I(\omega, l) = \text{Re } I_l(\omega, l) = & \frac{(-1)Q\omega ca}{2.3 \cdot v_q^2} \sqrt{1 - \frac{v_q^2}{c^2}} \times \\ & \times K_0(\frac{\omega}{v_q} \sqrt{1 - \frac{v_q^2}{c^2}} a) \sin \frac{\omega}{v_q} l + \frac{(-1)Q\omega a^2}{4 \cdot 2.3 \cdot v_q} \sqrt{1 - \frac{v_q^2}{c^2}} \times \\ & \times K_1(\frac{\omega}{v_q} \sqrt{1 - \frac{v_q^2}{c^2}} a) \frac{l}{(l^2 + a^2)} \cos \frac{\omega}{v_q} \sqrt{l^2 + a^2} + \\ & + \frac{(-1)Qca^2}{4 \cdot 2.3 \cdot v_q} \sqrt{1 - \frac{v_q^2}{c^2}} \times \\ & \times K_1(\frac{\omega}{v_q} \sqrt{1 - \frac{v_q^2}{c^2}} a) \frac{l}{(l^2 + a^2)^{3/2}} \sin \frac{\omega}{v_q} \sqrt{l^2 + a^2}; \quad (19) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Im } I(\omega, l) = \text{Im } I_l(\omega, l) = & Q\omega ca / 2.3 \cdot v_q^2 \sqrt{1 - \frac{v_q^2}{c^2}} \times \\ & \times K_0(\frac{\omega}{v_q} \sqrt{1 - \frac{v_q^2}{c^2}} a) \cos \frac{\omega}{v_q} l + \frac{(-1)Q\omega a^2}{4 \cdot 2.3 \cdot v_q} \sqrt{1 - \frac{v_q^2}{c^2}} \times \\ & \times K_1(\frac{\omega}{v_q} \sqrt{1 - \frac{v_q^2}{c^2}} a) \frac{l}{(l^2 + a^2)} \sin \frac{\omega}{v_q} \sqrt{l^2 + a^2} + \\ & + Qca^2 / 4 \cdot 2.3 \cdot v_q \sqrt{1 - \frac{v_q^2}{c^2}} \times \\ & \times K_1(\frac{\omega}{v_q} \sqrt{1 - \frac{v_q^2}{c^2}} a) \frac{l}{(l^2 + a^2)^{3/2}} \cos \frac{\omega}{v_q} \sqrt{l^2 + a^2}. \quad (20) \end{aligned}$$

3. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ

При решении интегрального уравнения (14) релятивистский точечный заряд равен $Q = -1.0 \cdot 10^{-11} Q$, скорость $\beta = v/c = 0.94$, расстояние от заряда до ближайшего к нему торца антенны $d = 3 \cdot 10^{-3} m$. Зависимость действительной части тока $\text{Re } J_l$ от радиуса изображено на рис. 2. Уменьшение радиуса от $a = 1.5 \cdot 10^{-2} m$ до $a = 1.5 \cdot 10^{-3} m$ приводит к увеличению тока в десять раз.

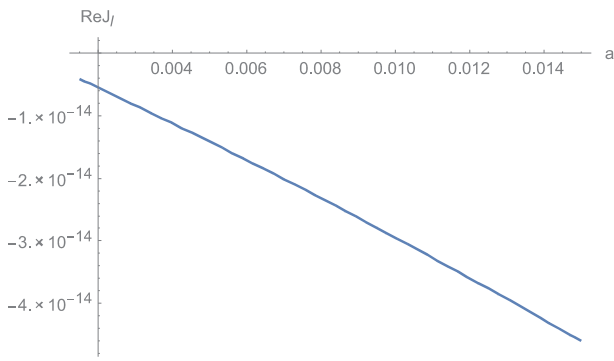


Рис. 2. Зависимость $ReJ_l(a)$ ($l=1.5\text{ m}$, $f=1\cdot 10^8\text{ Hz}$, $d=3\cdot 10^{-3}\text{ m}$)

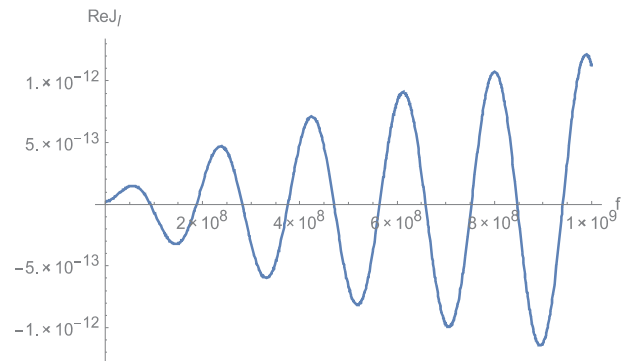


Рис. 5. Зависимость $ReJ_l(f)$ ($l=1.5\text{ m}$, $a=1.5\cdot 10^{-2}\text{ m}$, $0 < f < 1.0\cdot 10^9\text{ Hz}$, $d=3\cdot 10^{-3}\text{ m}$)

Зависимость ReJ_z от частоты в интервале $0 < f < 1.0\cdot 10^7\text{ Hz}$, $0 < f < 1.0\cdot 10^8\text{ Hz}$, $0 < f < 1.0\cdot 10^9\text{ Hz}$ отображают рис. 3, рис. 4, рис. 5 соответственно.

Зависимость ReJ_z от продольной координаты для частот $f=1.0\cdot 10^7\text{ Hz}$, $f=1.0\cdot 10^8\text{ Hz}$, $f=1.0\cdot 10^9\text{ Hz}$ отображают рис. 6, рис. 7, рис. 8 соответственно.

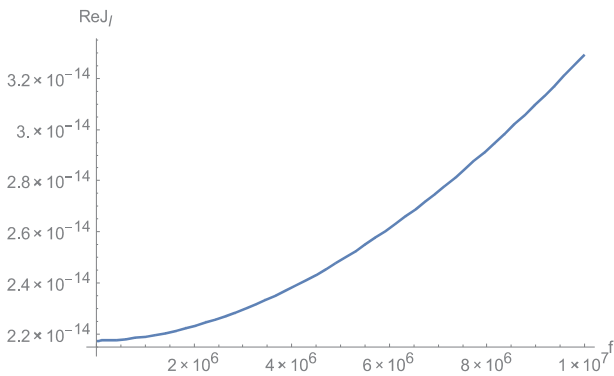


Рис. 3. Зависимость $ReJ_l(f)$ ($l=1.5\text{ m}$, $a=1.5\cdot 10^{-2}\text{ m}$, $0 < f < 1.0\cdot 10^7\text{ Hz}$, $d=3\cdot 10^{-3}\text{ m}$)

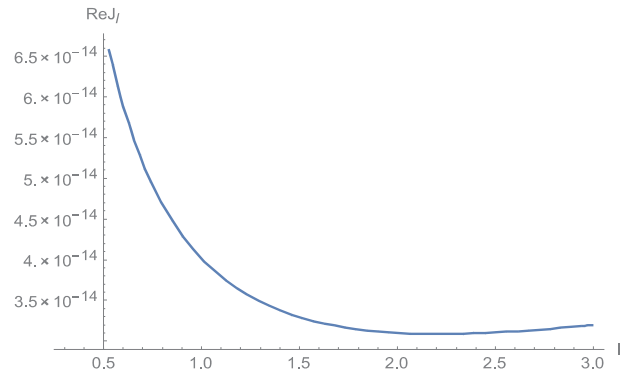


Рис. 6. Зависимость $ReJ_l(l)$ ($a=1.5\cdot 10^{-2}\text{ m}$, $f=1.0\cdot 10^7\text{ Hz}$, $d=3\cdot 10^{-3}\text{ m}$)

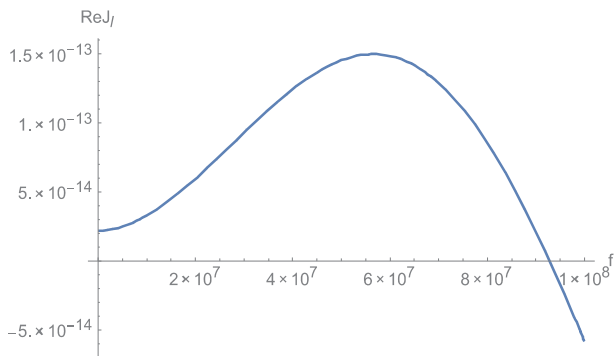


Рис. 4. Зависимость $ReJ_l(f)$ ($l=1.5\text{ m}$, $a=1.5\cdot 10^{-2}\text{ m}$, $0 < f < 1.0\cdot 10^8\text{ Hz}$, $d=3\cdot 10^{-3}\text{ m}$)

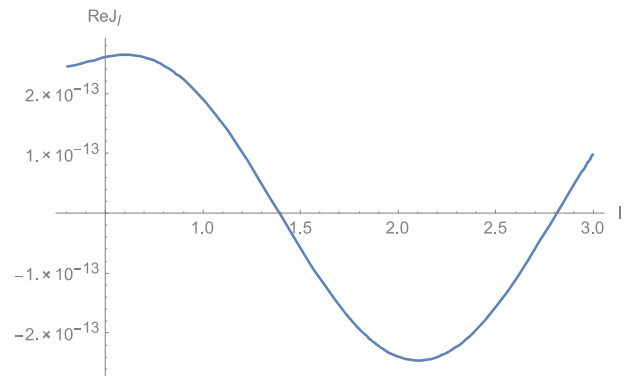


Рис. 7. Зависимость $ReJ_l(l)$ ($a=1.5\cdot 10^{-2}\text{ m}$, $f=1.0\cdot 10^8\text{ Hz}$, $d=3\cdot 10^{-3}\text{ m}$)

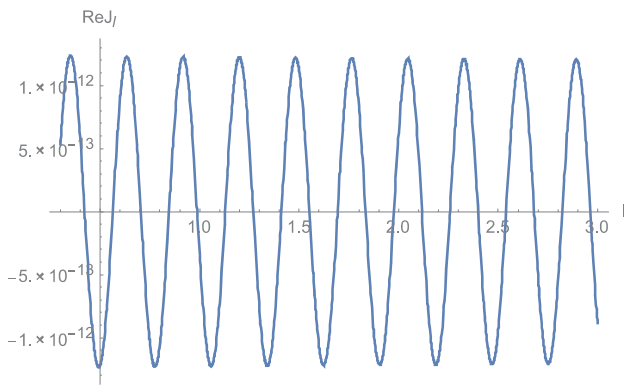


Рис. 8. Зависимость $\text{Re} J_l(l)$
 ($a = 1.5 \cdot 10^{-2} \text{ m}$, $f = 1.0 \cdot 10^9 \text{ Hz}$, $d = 3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$)

ВЫВОДЫ

На торце линейной антенны, пересекаемым электрическим зарядом, сформулированы граничные условия, которые связывают ток антенны с током и полем релятивистского точечного заряда. Граничные условия сформулированы в приближении стороннего поля и пренебрежении током смещения. При движении заряда в вакууме вклад нормальной компоненты электрического поля в ток на торце антенны считается малым по сравнению с вкладом азимутальной компоненты магнитного поля. Полный ток заменяется током точечного заряда при пересечении торца антенны релятивистским зарядом. Граничные условия при пересечении торца антенны получены как в пространственно-временном, так и пространственно-частотном представлениях.

Возбуждение линейной антенны вызвано двумя причинами: полем вокруг точечного заряда и током точечного заряда. Поле вокруг точечного заряда описывается неоднородной плоской волной, а ток точечного заряда на торцевой поверхности дельтаобразно изменяется со временем.

В асимптотическом приближении решено интегральное уравнения для временной спектральной компоненты тока вдоль линейной антенны при приближении точечного заряда к антенне. Рассчитана зависимость тока вдоль линейной антенны от продольной координаты, частоты и радиуса антенны.

До пересечения антенны точечным зарядом ее суммарный электрический заряд равен нулю, антенна в целом является электрически нейтральной, ее кулоновский потенциал или скалярный потенциал в нулевом или монополюсном приближении равен нулю. При пересечении антенны точечным зарядом ее суммарный электрический заряд дискретно во времени меняется от нуля до конечной величины, антенна в целом становится электрически заряженной, ее кулоновский потенциал или скалярный потенциал в нулевом или монополюсном приближении дискретно во времени меняется от нуля до конечной величины.

Литература

[1] *B. Levin*. The theory of thin antennas and its use in antenna engineering. «Bentham Science Publishers», 2013 .
 [2] *Э. Парселл*. Электричество и магнетизм. Классическая электродинамика. М: «Наука», 1983.
 [3] *Гапоненко Н.И., Горбань А.М., Горожанин Д.В., Курилко В.И., Латинский С.М., Лонин Ю.Ф., Харченко И.Ф.* Формирование интенсивных электромагнитных импульсов, излучаемых при прямом возбуждении изолированной штыревой антенны короткоимпульсным сильноточечным РЭП. Физика Плазмы. Т.26, N 4, 2000, С.387–389.
 [4] *В. Пановский, М. Филитс*. Классическая электродинамика. М: «Физматгиз», 1963.
 [5] *Мешков И.Н., Чириков Б.В.* Релятивистская электродинамика. Новосибирск. «НГУ», 1982.
 [6] *Д. В. Сивухин*. Общий курс физики. Оптика. М: «Наука», 1980.
 [7] *В.Т. Ерофеевко, И.С. Козловская*. Аналитическое моделирование в электродинамике. – М.: «Либроком», 2014.
 [8] *S.D. Prijmenko, L.A. Bondarenko*. On realization of the transition radiation antenna. Proceedings IEEE 2008 Microwaves, Radar and Remote Sensing Symposium. Kiev, Ukraine. September 22-24, 2008. P.30-33.
 [9] Вычислительные методы в электродинамике. Под ред. *Р.Митры*. М.: 1977.
 [10] *Г.Т. Марков, Д.М. Сазонов*. Антенны. М.: Энергия. 1975.

Поступила в редколлегию 16.05.2018

Приيمنко Сергей Дмитриевич, фото и сведения об авторе см. на стр. 33.



Лонин Юрий Федорович, доктор технических наук, кандидат физико-математических наук, начальник отдела, Институт плазменной электроники и новых методов ускорения ННЦ ХФТИ НАНУ. Область научных интересов: физика плазмы, физика ускорителей заряженных частиц, физика мощных импульсных генераторов микроволнового, ЭМИ и СЖР излучений и их распространение. Воздействие микроволнового, ЭМИ и СЖР излучений на РЭА и медико-биологические объекты.

Лукин Константин Александрович, фото и сведения об авторе см. на стр. 28.



Онищенко Иван Николаевич, доктор физ.-мат. наук, профессор, член-корреспондент НАНУ, заместитель директора института, Институт плазменной электроники и новых методов ускорения ННЦ ХФТИ НАНУ. Область научных интересов: плазменная электроника, новые методы ускорения, генерация мощных регулярных и стохастических электромагнитных колебаний, физика интенсивных релятивистских пучков.

УДК 537.87, 621.396.67

Прийменко С. Д. **Розподіл спектральних компонент струму уздовж лінійної антени, збуджуваної електронним релятивістським зарядом** / С. Д. Прийменко, Ю. Ф. Лонін, К. А. Лукін, І. М. Оніщенко // Прикладна радіоелектроніка: наук. – техн. журнал. – 2018. – Том 17, № 1, 2. – С. 35–41.

Отримано інтегральне рівняння для струму лінійної антени з ненульовим значенням струму на одному з її кінців. Сформульовано граничні умови на торці лінійної антени, до якого з постійною швидкістю вздовж осі антени рухається релятивістський точковий заряд. Граничні умови описують струм на торці антени до стикання заряду з антеною, а також в момент перетину зарядом торця антени. В асимптотичному наближенні вирішено інтегральне рівняння для часової спектральної компоненти струму уздовж лінійної антени при наближенні точкового заряду до антени. Розраховано залежність струму від поздовжньої координати, частоти і радіусу антени.

Ключові слова: антена монопольно-дипольного типу, лінійна антена, інтегральне рівняння, граничні умови, релятивістський точковий заряд.

Лл. 08. Бібліогр.: 10 найм.

UDC 537.87, 621.396.67

Prijmenko S. D. **Distribution of spectral current components along a linear antenna excited by an electron relativistic charge** / S. D. Prijmenko, Yu. F. Lonin, K. A. Lukin, I. N. Onishchenko // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2018. – Vol. 17, № 1, 2. – P. 35–41.

An integral equation for the spectral current components of a linear antenna with a nonzero current at one of its ends is obtained. The boundary conditions at the end of the linear antenna are formulated, to which a relativistic point charge moves along the antenna axis at a constant speed. The boundary conditions describe the spectral current components and the current at the end of the antenna before a charge comes into contact with the antenna, and also at the moment of crossing by the charge of the end of the antenna. In the asymptotic approximation, an integral equation is solved for the time spectral current component along the linear antenna as the point charge approaches the antenna. The dependence of the current on the longitudinal coordinate, frequency and radius of the antenna is calculated.

Keywords: antenna of a monopolar-dipole type, linear antenna, integral equation, boundary conditions, relativistic point charge.

Fig. 08. Ref.: 10 items.