

*М.А. ОМАРОВ, д-р техн. наук, С.Н. СЕЛЕВКО, канд. техн. наук,  
Р.И. ЦЕХМИСТРО, канд. физ.-мат. наук, А.В. ДЕГТЯРЕВ*

## **К ВОПРОСУ О МОДЕЛИРОВАНИИ ЛОГОПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПРОВОЛОЧНОЙ АНТЕННЫ С ИМПУЛЬСНЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ**

### **Введение**

К современным антеннам предъявляются следующие требования: стабильность электродинамических характеристик в широком частотном диапазоне, электромагнитная совместимость, малые вес и габаритные размеры, технологичность изготовления и т.д. Антенны, предназначенные для настройки сверхширокополосных импульсных сигналов, должны иметь четко выраженный фазовый центр, постоянную амплитудно-частотную и линейную фазо-частотную характеристики в полосе частот, содержащей доминирующую часть спектра сигнала.

Решением задачи, связанной с увеличением полосы рабочих частот антенны стало создание спиральных и логопериодических антенн. Известны варианты их выполнения, направленного на улучшение параметров и электродинамических характеристик. Однако основные недостатки – большие габаритные размеры, нестабильность при изменении частоты фазового центра и выраженные дисперсионные свойства – затрудняют использование таких антенн в системах, предназначенных для неискаженной передачи и приема сверхширокополосных сигналов. К антеннам, которые обладают свойством широкополосности, можно отнести логопериодические антенны, что позволяет использовать их для излучения сверхкоротких импульсов. При этом до настоящего времени отсутствуют расчетные модели, устанавливающие взаимосвязь между геометрическими параметрами логопериодических антенн, требуемыми характеристиками излучаемого электромагнитного поля и параметрами поступающего на вход антенны возбуждающего импульса.

Особую актуальность приобретает доскональное изучение физических процессов в ближней зоне комбинированной антенны, поскольку без проведения такого исследования дальнейшее совершенствование известных и создание новых комбинированных антенн представляется затруднительным. Поэтому значительное внимание стало уделяться анализу и синтезу, имеющим целью поиск продуктивных подходов к проблеме создания высокоэффективных сверхширокополосных антенн. Были предложены технологические и конструктивные решения в определенных рамках, удовлетворяющие предъявляемым требованиям. Здесь можно выделить такие антенны, как *Impulse Radiating Antennas*, *Vivaldi Antennas*, *Scissor-Antennas*, ТЕМ-антенны, плоские и объемные конструкции антенн с резистивными нагрузками, фрактальные антенны [1, 2].

Во многих работах проводится анализ особенности излучения логопериодическими антеннами гармонических колебаний с несущими частотами в заданном диапазоне [3 – 5]. Однако результаты этих работ не могут быть в полной мере использованы для спектрального анализа полей, формируемых логопериодическими антеннами при их возбуждении сверхкороткими импульсами.

В ряде работ рассмотрены особенности полей излучения диполей и вибраторных антенн при их импульсном возбуждении [1, 6, 7]. Указанные результаты также имеют ограниченное применение и не могут быть прямо использованы при анализе полей логопериодических антенн ввиду особенностей запитки и взаимного влияния вибраторов, а также необходимости учета времени распространения возбуждающего импульса по антенне.

Цель работы – разработка модели расчета пространственно-временной зависимости напряженности электрического поля логопериодической антенны в ближней зоне излучения при возбуждении антенны короткими импульсами.

## Постановка задачи

Рассмотрим постановку задачи, близкую к [8], соответствующую логопериодической антенне расположению (рис.1).

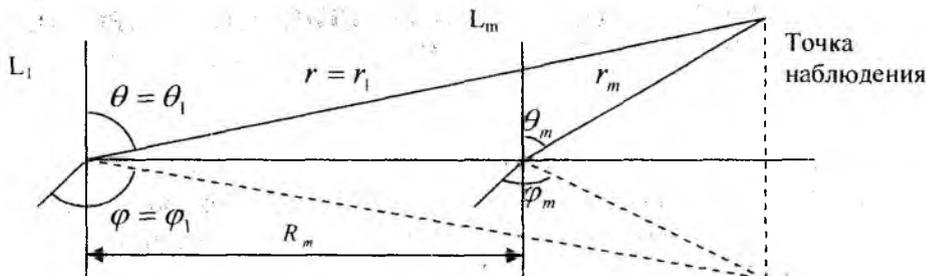


Рис. 1. Схема для расчета поля излучения логопериодической вибраторной антенны

Каждая вибраторная антенна в собственной системе координат  $\{r_m, \theta_m, \varphi_m\}$  создает в дальней зоне электрическое поле  $E_m = E_m e_{\theta m}$ , где  $e_{\theta m}$  – меридианный орт сферической системы координат  $\{r_m, \theta_m, \varphi_m\}$ . При выполнении условия  $r \gg R_m$  справедливы приближения  $e_{\theta m} \approx e_{\theta}$  и  $\theta_m \approx \theta$ , т.е. электрическое поле логопериодической вибраторной антенны в дальней зоне имеет только  $\theta$ -составляющую. Кроме того, напряженность электрического поля  $m$ -й вибраторной антенны не зависит от координаты  $\varphi_m$ . Отсюда следует, что модуль напряженности электрического поля логопериодической антенны в дальней зоне излучения можно представить в виде зависимости  $E$  от координат  $\{r_m, \theta_m, t\}$ .

Данная схема пригодна для расчета электромагнитного поля только на больших расстояниях от каждого вибратора. В работе [9] приводятся соотношения для  $E_r, E_{\theta}, H_{\varphi}$ , которые присутствуют в ближней зоне. Для определения выражений для этих компонент с учетом импульсного возбуждения излучателя необходимо рассмотреть задачу в постановке представленной на рисунке 2 [10]. Воспользуемся выражениями для потенциалов электромагнитного поля [9]:

$$\vec{H} = \frac{1}{c} \frac{d(\text{rot} \vec{P})}{dt}, \quad (1)$$

$$\vec{E} = \text{rot rot}(\vec{P}), \quad (2)$$

введя в рассмотрение вектор  $\vec{P} = \vec{p}_0 \Psi(R, t)$ . Не принимая во внимание временную зависимость и используя методику, изложенную в [9, 10], для получения выражений для компонент электромагнитного поля осциллятора проведем аналогичные преобразования для вибраторного излучателя. Введем вместо функции  $\psi(R, t) - \psi(r)$ :

$$\psi = \frac{e^{-ikr}}{r}, \quad (3)$$

$$r = \sqrt{R^2 + r_s^2 - 2Rr_s \cos \theta}, \quad (4)$$

где  $s$  – поверхность антенны;  $R$  – расстояние до точки наблюдения от начала сферической системы координат, совмещенного с серединой антенны.  $r_s$  и  $\theta$  определяются для проволочного вибраторного излучателя согласно [5]. При проведении дальнейших преобразований точка запитки вибратора будет исключаться из рассмотрения. Задача также существенно упрощается, если считать толщину антенны бесконечно малой, что позволяет заменить интегрирование по поверхности интегрированием по осевой координате.

Для проведения вычисления в (1) и (2) с учетом (3), (4) воспользуемся хорошо известным соотношением векторного анализа:

$$\text{rot rot } \vec{a} = \text{grad div } \vec{a} - \nabla^2 \vec{a} \quad (5)$$

и выражениями для компонент ротора произвольного вектора  $\vec{a}$  в сферической системе координат  $R, \theta$  и  $\varphi$ , которые выражаются следующим образом [11]:

$$\text{rot}_R \vec{a} = \frac{1}{R \sin \theta} \left\{ \frac{d}{d\theta} (\sin \theta a_\varphi) - \frac{da_\theta}{d\varphi} \right\}; \quad (6)$$

$$\text{rot}_\theta \vec{a} = \frac{1}{R \sin \theta} \left\{ \frac{da_R}{d\varphi} - \frac{d}{dR} (R \sin \theta a_\varphi) \right\}; \quad (7)$$

$$\text{rot}_\varphi \vec{a} = \frac{1}{R} \left\{ \frac{d}{dR} (R a_\theta) - \frac{da_R}{d\theta} \right\}. \quad (8)$$

При проведении преобразований, примем во внимание, что  $a_R = a \cdot \cos \theta$ ,  $a_\theta = -a \cdot \sin \theta$ ,  $a_\varphi = 0$ . Чтобы найти поля  $E, H$  вычислим  $\text{rot } \vec{a}$  и  $\text{rot}$  от  $\text{rot } \vec{a}$ , т.е. используя ориентацию вибратора в сферической системе координат [9,10], введем в рассмотрение вектор  $\vec{a} = \vec{j}^e \psi$ . Воспользуемся соотношениями [11]  $\text{rot} = [\text{grad } \psi, ] = 1/R$ , из которых следует, что если ввести вектор  $\vec{P} = \text{rot } \vec{a}$ , то его составляющие по координатам  $R, \theta, \varphi$  равны:

$$P_\varphi = \text{rot}_\varphi a = -j^e \sin \theta \frac{d\psi}{dR}; \quad (9)$$

$$P_\theta = \text{rot}_\theta a = 0; \quad (10)$$

$$P_R = \text{rot}_R a = 0. \quad (11)$$

Для определения  $E$  нужно вычислить ротор от вектора  $\vec{P}$ . Подставляем (9) – (11) в (6) – (7), вносим результат преобразования в (1) и получаем:

$$E_\varphi = 0; \quad (12)$$

$$E_R = \frac{1}{4\pi i \omega \varepsilon} \left( \frac{1}{R \sin \theta} \left( \frac{d}{d\theta} (\sin(\theta) (\text{rot}_\varphi a) \right) \right) = \frac{1}{4\pi i \omega \varepsilon} \left( \frac{1}{R \sin(\theta)} \left( \frac{d}{d\theta} (-\vec{j}) \sin(\theta) \frac{d\Psi}{dR} \right) \right); \quad (13)$$

$$E_\theta = \frac{1}{4\pi i \omega \varepsilon} \left( -\frac{1}{R} \left( \frac{d}{dR} (R (\text{rot}_\theta a) \right) \right) = \frac{1}{4\pi i \omega \varepsilon} \left( -\frac{1}{R} \left( \frac{d}{dR} (R (-\vec{j}) \frac{d\Psi}{dR}) \right) \right). \quad (14)$$

Определяем компоненты магнитного поля:

$$H_R = 0; \quad (15)$$

$$H_\theta = 0; \quad (16)$$

$$H_\varphi = -i \frac{1}{4\pi} \text{rot}_\varphi a = -i \frac{1}{4\pi} (-\vec{j} \sin(\theta) \frac{d\Psi}{dR}). \quad (17)$$

Вычисление производных в выражениях (13), (14) и (17) приводит к выражениям, аналогичным [11, 12], если учитывать только зависимость  $J=J(z)$ .

Использовать их для анализа электромагнитного поля логопериодической антенны с импульсным возбуждением и учетом взаимного влияния можно лишь путем численного

интегрирования, введя распределение тока вдоль вибратора  $\dot{j}(z)$ , получим выражения для ортогональных компонент векторов напряженности электрического и магнитного полей бесконечно тонкой проволочной антенны конечной длины на произвольном расстоянии от нее [9]. Однако, если принять во внимание импульсное возбуждение антенны, следует использовать  $\dot{j}(z, t)$ . Ввиду того, что простые аналитические выражения для компонент электромагнитного поля в явном виде получить практически невозможно, для описания ближних полей вибраторных излучателей при импульсном возбуждении обратимся к модели диполя Герца. Данная модель позволяет проще учесть электромагнитное влияние вибраторов друг на друга на любых расстояниях от излучателя.

Проведем исследования на предмет допустимости теории диполя Герца, т.е. выражений (18) – (20) к логопериодической вибраторной антенне. Результаты приведены на рис. 3,4, в них расчеты по соотношениям (18) – (20) сопоставляются с расчетами по соотношениям, полученным из преобразований (13), (14), (17), которые приведены в [9] :

$$\dot{E}_\theta = \left( -\frac{\omega^2}{c^2} + \frac{i\omega}{cR} + \frac{1}{R^2} \right) \sin(\theta) \frac{\dot{I}^3}{R} e^{-i\omega(t-R/c)}; \quad (18)$$

$$\dot{E}_R = 2 \left( \frac{i\omega}{cR} + \frac{1}{R^2} \right) \cos(\theta) \dot{I}^3 \frac{e^{-i\omega(t-R/c)}}{R}; \quad (19)$$

$$\dot{H}_\varphi = \frac{i\omega}{c} \left( \frac{i\omega}{c} + \frac{1}{R} \right) \sin(\theta) \frac{\dot{I}^3}{R} e^{-i\omega(t-R/c)}. \quad (20)$$

### Анализ результатов

При расчете амплитудных характеристик использовалось распределение тока, определенное как по строгой (решение интегрального уравнения Халлена), так и по приближенной теории эквивалентных длинных линий. Отметим сразу, что результаты расчетов амплитудных характеристик электромагнитного поля вибраторов и по строгой, и по приближенной теории практически совпадают, как и в случае коротких вибраторов [11]. Это обусловлено тем, что поля в каждой точке наблюдения, в том числе и в ближней зоне излучателя, определяются суммой полей элементарных излучателей [11]. Это приводит к сглаживанию незначительных отличий амплитудно-фазовых распределений источников поля, полученных по строгой и приближенной теории.

Результаты расчетов зависимостей амплитуд полей и мощности от расстояния от излучателя до точки наблюдения амплитуд векторов напряженности электрического и магнитного полей и мощности излучения, нормированных к их значению в точке  $R=\lambda$ , представлены на рис. 2, 3 [11]. Эти расчеты проведены для направления главного максимума диаграммы направленности, т.е. при  $\theta=90^\circ$ . Из рис. 2 видно, что начиная с расстояния  $0,3\lambda$  зависимости от расстояния поперечных компонент вектора напряженности электрического поля излучения вибраторов, длины которых изменяются от  $0,4$  до  $0,6$  длины волны (указаны на рисунке), совпадают с такой же зависимостью для электрической компоненты излучения диполя Герца. Отметим также, что начиная с этого расстояния наблюдается совпадение зависимостей от  $R$  амплитуд поперечных электрических компонент проволочных антенн с зависимостью от  $R$  электрической компоненты диполя Герца, что было показано выше. На рис. 2. приведены также кривые  $20\lg(C/R)$ , рассчитанные с нормировкой амплитуд  $E$  полей в точке  $R/\lambda=1$ . Константы  $C$  – значения амплитуд  $E$  диполя Герца в точке  $R/\lambda=1$ .

Дальнейший анализ показал, что амплитуды компонент электромагнитного поля и его мощность возрастают по мере приближения к антенне со значительно меньшей скоростью,

чем компоненты электромагнитного поля и мощность излучения диполя Герца, а также вибраторных антенн малой электрической длины (меньше  $0,4\lambda$ ). Минимальная скорость роста имеет место для вектора напряженности электрического поля и мощности при резонансной длине вибратора. Амплитуда же вектора напряженности магнитного поля возрастает с тем меньшей скоростью, чем больше длина вибратора.

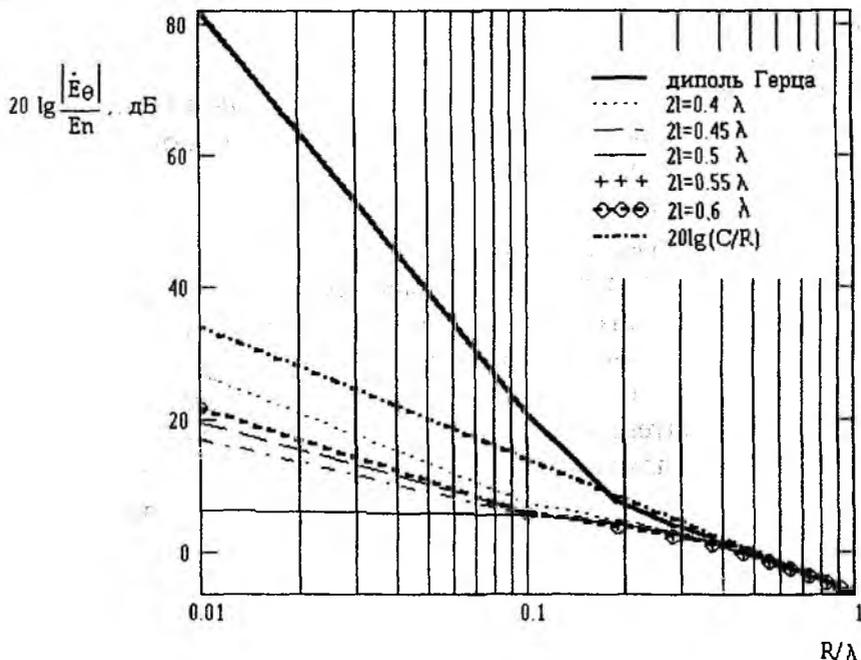


Рис. 2. Зависимости относительной амплитуды напряженности электрического поля от расстояния между антенной и точкой наблюдения

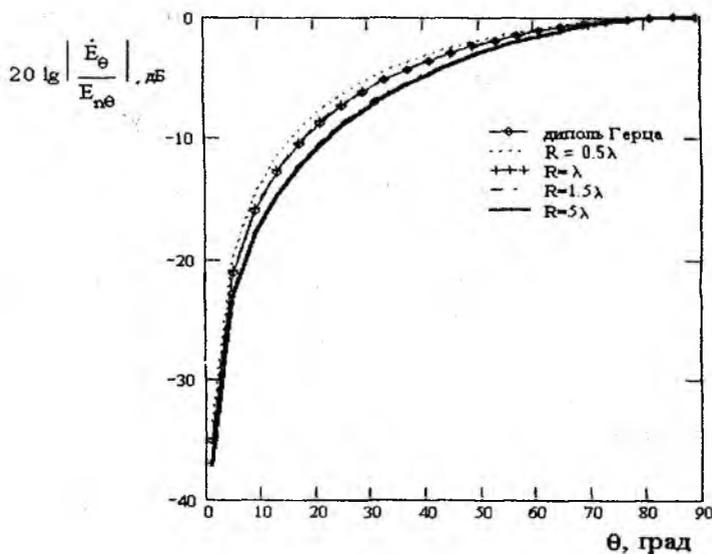


Рис. 3. Зависимость амплитуды компоненты  $E_\theta$  полуволнового вибратора и диполя Герца от угловой координаты точки наблюдения

Из анализа зависимости поперечной компоненты  $E_\theta$  резонансного полуволнового вибратора от угла наблюдения (рис. 3) можно сделать вывод о том, что на расстояниях, равных половине длины волны, она совпадает с зависимостью поперечной компоненты электрического поля диполя Герца, а на расстоянии  $1,5\lambda$  поперечная компонента электрического поля зависит от угла  $\theta$  так же, как в дальней зоне.

Из анализа нормированных к единице зависимостей поперечной компоненты магнитного поля полуволнового вибратора от угла  $\theta$ , рассчитанных для указанных выше расстояний  $R=0,5; 1; 1,5$  и  $5$  длин волн, следует, что они мало отличаются от такой же зависимости для диполя Герца и практически совпадают друг с другом. Другими словами, угловое распределение амплитуды вектора  $H$  излучения полуволнового вибратора совпадает с его диаграммой направленности на расстояниях  $R \geq 0,5\lambda$ , т.е. меньших, чем для вектора  $E$ . Расчет зависимости продольной компоненты электрического поля полуволнового вибратора от угла наблюдения показал, что она совпадает с зависимостью для продольной компоненты вектора  $E$  излучения диполя Герца на расстоянии  $R=0,5\lambda$ . На расстояниях, больших чем  $1,0\lambda$ , зависимость нормированной к единице радиальной (продольной) компоненты электрического поля от угла  $\theta$  не зависит от расстояния.

Зависимости мощности полуволнового вибратора от угла наблюдения показывают, что они изменяются по форме, т.е. соответствуют диаграмме направленности, на расстояниях  $R \geq 1,5\lambda$  [11]. Таким образом, анализ зависимости амплитуд векторов напряженности электрического и магнитного полей и мощности излучения вибраторов, длина которых близка к полуволновой, от расстояния и от угловых координат точек наблюдения показал, что расстоянием дальней зоны таких антенн является полторы длины волны.

Результаты приведенного анализа дают основания использовать соотношения (18) – (20) для моделирования логопериодической вибраторной антенны при учете импульсного возбуждения, т.е.

$$j^{\varepsilon} = \frac{U_{\Gamma} e^{t-tu}}{Z_{\Gamma} + Z_m}, \quad Z_{\Gamma} - \text{сопротивление генератора, } Z_m - \text{волновое сопротивление,}$$

$t$  – возбуждающий импульс на расстояниях соответствующих промежуточной зоне.

## Выводы

Разработаны дополнения для методики расчета пространственно-временной зависимости напряженности электрического поля логопериодической антенны, анализирующие ближнюю зону излучения при импульсном возбуждении.

Предложена методика получения строгих аналитических зависимостей для компонент электромагнитного поля вибраторных антенн, позволяющая учитывать импульсное возбуждение. Показано, что решение об излучении диполя Герца для моделирования логопериодической антенны также эффективно, как и теория проволочного вибратора начиная с расстояния, равного  $1,5\lambda$ .

**Список литературы:** 1. Волков, А.А., Сырбу, И.А. Особенности расчета поля излучения логопериодической вибраторной антенны при импульсном возбуждении // Антенны. – 2010. – № 8. 2. Финкельштейн, М. И., Карпунин, В. И., Кутеев, В. А., Метелкин, В. Н. Подповерхностная радиолокация / под ред. М. И. Финкельштейна. – М. : Радио связь, 1994. 3. Радиоэлектронная борьба. Силовое поражение радиоэлектронных систем / под ред. А. И. Куприянова. – М. : Вузовская книга, 2007. 4. Рамзей, В. Частотно независимые антенны. – М. : Мир, 1968. 5. Марков, Г. Т., Сазонов, Д. М. Антенны. – М. : Энергия, 1975. 6. Пространственно-временная обработка сигналов / под ред. И. Я. Кремера. – М. : Радиосвязь, 1984. 7. Содин, Л. Г. Характеристики импульсного излучения антенн (электромагнитного снаряда) // Радиотехника и электроника. – 1992. – Т. 37. №5. 8. Harmuth, H. F., Ding-Rong, Sh. Antennas for nonsinusoidal waves // IEEE Trans, on EMC. Febr. 1983. V. EMC-25. No. 1. 9. Тамм, И.Е. Основы теории электричества. – М. : Наука, 1989. – 504 с. 10. Корн, Г., Корн, Т. Справочник по высшей математике для научных работников и инженеров. – М. : Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1969. – 720 с. 11. Горобец, Н.Н., Цехмистро, Р.И. Характеристики электромагнитного поля коротких проволочных вибраторных антенн в ближней зоне // Вісник Харк. нац. ун-ту. Радіофізика та електроніка. – 2000. – № 467.- С. 62-66. 12. Цехмистро, Р.И. Особенности излучения телекоммуникационных импедансных проволочных антенн // Радиотехника. – 2004. – № 139. – С. 28 -32.