

## ВЛИЯНИЕ КОРПУСА ОБЪЕКТА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИЕМНОЙ АФС

Ю.Б. Нечаев, докт. физ.-мат. наук, Ю.В. Кузьменко, А.В. Туров

Воронежский научно-исследовательский институт связи (Россия)

На основе модели Фельда для приемной антенны [1] и метода Гринберга [2], получена система интегральных уравнений для приемной антенной решетки, размещенной на плоской идеально проводящей поверхности произвольной конфигурации. Показано влияние конструктивных параметров АФС и размеров подстилающей поверхности на характеристики падающего электромагнитного поля в ближней зоне.

\* \* \*

On the basis of Feld's model for a receiving antenna [1] and Greenberg's method [2], the system of integral equations for a receiving array placed on flat perfectly a conducting surface of an arbitrary configuration is obtained. The influence of design data AFS and sizes of a spreading surface on performances of an incident electromagnetic field in a near zone is shown.

*Постановка проблемы.* Размещаемая в настоящее время на подвижных объектах радиометрическая аппаратура требует наличия эффективной малоэлементной антенной решетки. Жесткие требования на массогабаритные параметры АФС существенно ограничивают потенциальные возможности измерения электродинамических характеристик падающего поля. Кроме того, наличие ограниченного проводящего корпуса объекта размещения антенн приводит к появлению вторичного, рассеянного поля и, как следствие, искажению характеристик первичного, падающего поля.

*Цель статьи.* Рассмотреть влияние ограниченного плоского экрана на характеристики приемной радиометрической АФС.

*Решение задачи.* Эквивалентная схема произвольной приемной антенны приведена на рис.1, где использованы следующие обозначения:  $Z_A$  - входное сопротивление антенны;  $Z_n$  - сопротивление нагрузки на входе антенны;  $\varepsilon$  - эквивалентная ЭДС, пересчитанная ко входу антенны.

Воспользуемся моделью приемной антенны, предложенной Фельдом. Представим ток на поверхности антенны в виде суммы двух составляющих:

$$\vec{J}(z, Z_n) = \vec{J}_t(z, Z_n) + \vec{J}_r(z, 0), \quad (1)$$

где  $\vec{J}_t(z, Z_n)$  – ток в антенне в режиме передачи при  $Z_n$  и эквивалентном генераторе  $Z_0$ ;  $\vec{J}_r(z, 0)$  – ток в антенне в режиме приема при  $Z_n = 0$ .

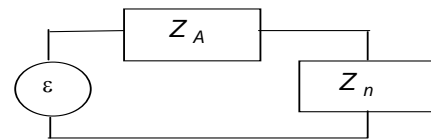


Рис. 1. Эквивалентная схема произвольной приемной антенны

Первая составляющая тока (1) находится из решения матричного уравнения:

$$\hat{Z} \vec{J}_t(z, Z_n) = \hat{\varepsilon}, \quad (2)$$

где  $\hat{Z}$  – обобщенная матрица импедансов (в общем случае учитывающая как собственные, так и взаимные сопротивления отдельных участков тока на поверхности антенны);  $\hat{\varepsilon} = \vec{\varepsilon} - Z_n \vec{J}_t(0, Z_n)$  – вектор стороннего внешнего падающего поля.

Уравнение (2) может быть представлено в следующем виде:

$$(\hat{Z} + Z_n \hat{I}) \vec{J}_t(z, Z_n) = \vec{\varepsilon}(z), \quad (3)$$

где  $\hat{I}$  – единичная матрица, соразмерная матрице  $\hat{Z}$ .

Уравнение (3) представляет собой известное матричное уравнение, которое большинство авторов

(например, [3]) используют для определения тока на входе приемной антенны. Однако таким образом определяется лишь одна составляющая тока в приемной нагрузке, и влияние сопротивления нагрузки учитывается не в полной мере.

Исходя из модели Фельда Я.Н., вторая составляющая тока  $\vec{J}_r(z, 0)$  в режиме передачи определяется из решения следующего уравнения:

$$(\hat{Z} + Z_n \hat{I}) \vec{J}_t(z, Z_n) = -Z_n J_r(0, Z_n) \delta(z). \quad (4)$$

Уравнение (4) преобразуем к виду, используемому характеристики падающего поля:

$$(\hat{Z} + Z_n \hat{I}) \vec{J}_t(z, Z_n) = -\frac{Z_n}{Z_n + 1/J_r(0, Z_n)} \vec{e}(z). \quad (5)$$

Уравнения (3) и (5) определяют распределение тока в приемной антенне. Из анализа уравнений следует, что при  $Z_n \rightarrow \infty$   $\vec{J}_t(z, Z_n) = -\vec{J}_r(z, Z_n)$  и соответствующие составляющие напряженности полей компенсируют друг друга [4].

Суммарное поле  $\vec{E}_\Sigma$  определим как суперпозицию двух полей  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$ , где  $\vec{E}_1$  – поле первичной волны в случае бесконечного экрана, а  $\vec{E}_2$  – поле, создаваемое токами, наведенными на ограниченном экране первичным полем квазиплоской монохроматической волны [5], т.е.

$$\vec{E}_\Sigma = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$

Определим составляющую  $\vec{E}_2$ , вызванную токами рассеяния квазиплоской волны на ограниченном экране. Электромагнитное поле падающей квазиплоской волны имеет две составляющие:

$$\vec{E}(r) = -E_0 e^{-j\vec{k}\vec{r}} \vec{e}_\theta \quad (6)$$

$$\vec{H}(r) = \frac{E}{Z_0} e^{-j\vec{k}\vec{r}} \vec{e}_\varphi$$

Здесь  $E_0$  – амплитуда падающего поля,  $Z_0$  – волновое сопротивление среды;  $\vec{k}$  – волновой вектор;  $\vec{r}$  – радиус-вектор;  $\vec{e}_\theta$ ,  $\vec{e}_\varphi$  – единичные векторы сферической системы координат.

Определим плотность электрического тока на идеально проводящем экране произвольной формы, расположенном в плоскости XOY, исходя из следующего граничного условия:

$$\vec{j} = [\vec{n}, \vec{H}_\tau] = [\vec{e}_z, H_\varphi \vec{e}_\varphi] = -H_\varphi \vec{e}_\rho.$$

Компонента  $H_\varphi$  электромагнитного поля квазиплоской волны в цилиндрической системе координат имеет следующий вид:

$$H_\varphi(\rho', \varphi', z') = \frac{E_0}{Z_0} e^{-jk(\rho \cos(\varphi_0 - \varphi') \sin \theta)} \times e^{-jkz' \cos \theta_0},$$

где  $\rho'$ ,  $\varphi'$ ,  $z'$  – координаты точки наблюдения.

Таким образом, на идеально проводящем экране наводится только одна компонента тока  $j_\rho$ :

$$j_\rho(\rho', \varphi') = -\frac{E_0}{Z_0} e^{-jk\rho' \cos(\varphi_0 - \varphi')} \quad (7)$$

Определить компоненту суммарного поля  $\vec{E}_z$  можно с помощью функций Грина, представленных в цилиндрической системе координат. Используя [5], представим  $E_{2z}$  в следующем виде:

$$E_{2z}(\rho, \varphi, z) = \frac{Z_0}{j\rho\pi k} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^2 e^{-\sqrt{\chi^2 - k^2}z - jn\varphi} \times F_n(\chi, \rho) d\chi \quad (8)$$

$$F_n(\chi, \rho) = \begin{cases} J_n(\chi\rho) \int_{S'} j_\rho(\rho', \varphi') H_n^{(2)}(\chi\rho') e^{jn\varphi'} dS' & \text{при } \rho < \rho'; \\ H_n^{(2)}(\chi\rho) \int_{S'} j_\rho(\rho', \varphi') J_n'(\chi\rho') e^{jn\varphi'} dS' & \text{при } \rho > \rho'; \end{cases} \quad (9)$$

Здесь  $J_n(x)$  – функция Бесселя 1-го рода n-го порядка,  $H_n^{(2)}(x)$  – функция Ганкеля 2-го рода n-го порядка,  $J_n'(x)$ ,  $H_n^{(2)'}(x)$  – первые их производные,  $S'$  – поверхность интегрирования.

Выражения (8), (9) совместно с (7) определяют компоненту поля  $E_z$ , создаваемую произвольной плоской поверхностью при падении на нее плоской электромагнитной волны, приходящей с направления  $\varphi_0$ ,  $\theta_0$ . В общем случае, выражение (9) не может быть приведено к более простому аналитиче-

скому виду. Для круглого экрана радиуса  $A$  выражение (8) упрощается

$$E_{2z}(\rho, \varphi, z) = \frac{E_0}{4k} \sum_{n=0}^{\infty} (-j)^{n-1} \cos n(\varphi - \varphi_0) \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \chi^2 e^{-\sqrt{\chi^2 - k^2} z} R_n(\chi, \rho) d\chi,$$

$$\text{где } R_n(\chi, \rho) = H_n^{(2)}(\chi \rho) \int_0^{\rho} J_n(k\rho') J_n'(\chi \rho') \rho' d\rho' + \\ + J_n(\chi, \rho) \int_{\rho}^A J_n(k\rho') H_n^{(2)}(\chi \rho') \rho' d\rho'$$

Таким образом, для нахождения токов в антенной решетке из  $N$  несимметричных вибраторов, с фазовым центром в центре плоского круглого экрана радиуса  $A$ , необходимо решить систему:

$$\sum_{n=1}^N \int_{-l_n}^{l_n} J_r(z', Z_n) K_{i,n}(z, z') dz' + j J_r(z', Z_n) \frac{4\pi}{Z_0} \times \\ \times \sin k|z| = C_{1n} \cos kz + C_{2n} \sin kz + F_n(z) \\ \sum_{n=1}^N \int_{-l_n}^{l_n} J_r(z', Z_n) K_{i,n}(z, z') dz' + j J_r(z', Z_n) \frac{4\pi}{Z_0} \times \\ \times \sin k|z| = C_{1n} \cos kz + C_{2n} \sin kz - \\ - \frac{Z_n}{Z_n + 1/J_r(0, Z_n)} F_n(z),$$

где

$$F_n(z) = E_n^1(z) + E_n^2(z) \\ E_n^1(z) = -j \frac{4\pi E_0 \exp\{-jk x_n \cos \varphi_0 \sin \theta_0\}}{Z_0 k (1 - \cos^2 \theta_0)} \times \\ \times \exp\{-jk y_n \sin \varphi_0 \sin \theta_0 + l_n \cos \theta_0\} \times \\ \times [1 - \cos k(z + l_n) - j \sin k(z + l_n) \cos \theta_0] \\ K_{i,n}(z, z') = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\exp\left[-jk \sqrt{(z-z')^2 + 4a_n R_m \sin^2 \varphi + (R_m - a_n)^2}\right]}{\sqrt{(z-z')^2 + 4a_n R_m \sin^2 \varphi + (R_m - a_n)^2}}$$

где  $x_n, y_n, z_n$  – координаты точки на поверхности  $n$ -го вибратора,  $l_n, a_n$  – высота и радиус вибратора соответственно,  $R_m$  – расстояние между  $i$ -м и  $n$ -м

вибраторами,  $C_{1n}, C_{2n}$  – неизвестные константы интегрирования,  $b$  – радиус противовеса,  $\varphi_0, \theta_0$  – углы направления прихода электромагнитной волны.

В выражение (10) входят составляющие:  $F_n^1(z)$  – определяемая полем падающей волны в отсутствие экрана и  $F_n^2(z)$  – определяемая рассеянным круглым экраном полем. При вычислении поля без экрана использовался метод зеркального отображения, по которому несимметричный вибратор заменялся симметричным вибратором с длиной плеча, равным высоте несимметричного вибратора.

Для вычисления второй компоненты необходимо воспользоваться следующим выражением:

$$F_n^2(z) = -j \frac{4\pi}{Z_0} \int_{-l_n}^z E_{2z}^n(z') \sin k|z - z'| dz' \\ \text{где } E_{2z}^n(z) = \frac{E_0}{4k} \sum_{m=0}^{\infty} (-j)^{m-1} \cos m(\varphi - \varphi_0) \int_{-\infty}^{\infty} \chi^2 \times \\ \times e^{-\sqrt{\chi^2 - k^2} z} R_m(\chi, b) d\chi \quad (11)$$

$$R_m(\chi, b) = H_m^{(2)}(\chi b) \int_0^b J_m(k\rho') J_m'(\chi \rho') \rho' d\rho' + \\ + J_m(\chi, b) \int_b^A J_m(k\rho') H_m^{(2)}(\chi \rho') \rho' d\rho' \quad (12)$$

В выражение (11) преобразуем в несколько ином виде, для чего подставим в него выражение (12), поменяем порядок интегрирования и вычислим интеграл по  $z'$ . После несложных преобразований получаем следующее выражение:

$$F_n^2(z) = \frac{\pi E_0}{Z_0 k} \sum_{m=0}^{\infty} (-j)^m \cos m(\varphi_n - \varphi_0) \int_{-\infty}^{\infty} R_m(\chi, b) \times \\ \times \left\{ 2\sqrt{\chi^2 - k^2} \sin kz + k e^{-\sqrt{\chi^2 - k^2} z} - e^{-\sqrt{\chi^2 - k^2} l_n} \left[ \sqrt{\chi^2 - k^2} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \sin k(z + l_n) + k \cos k(z + l_n) \right] \right\} d\chi$$

Система интегральных уравнений (10) с учетом (13) представляет собой математическое описание модели решетки несимметричных вибраторов, расположенных на круглом противовесе конечного ра-

диуса. Решение ее находится с помощью метода коллокаций. На рис. 2 и 3 представлены графики зависимости максимальной разности фаз для трехэлементной АР идентичных излучателей высоты  $L$ ,  $b/L = 2; 4; \infty$ ;  $R/L=1$ ,  $\varphi_0=150^\circ$ ,  $Z_H=200, 50$  Ом. Анализ полученных результатов показывает, что для низкочастотной части диапазона присутствие противовеса приводит к уменьшению разности фаз на  $20^\circ-30^\circ$ . С увеличением частоты различие уменьшается и для  $Z_H=200$  Ом превышает на  $25^\circ-30^\circ$  разность фаз для АР симметричных вибраторов. С ростом радиуса противовеса обе разности фаз начинают сближаться

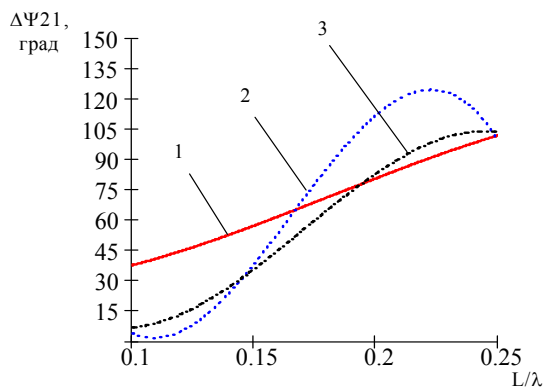


Рис. 2. Зависимости максимальной разности фаз для трехэлементной АР идентичных излучателей при  $1-b/L=\infty$ ;  $2-b/L=2$ ;  $3-b/L=4$   $R/L=1$ ,  $\varphi_0=150^\circ$ ,  $Z_H=200$  Ом

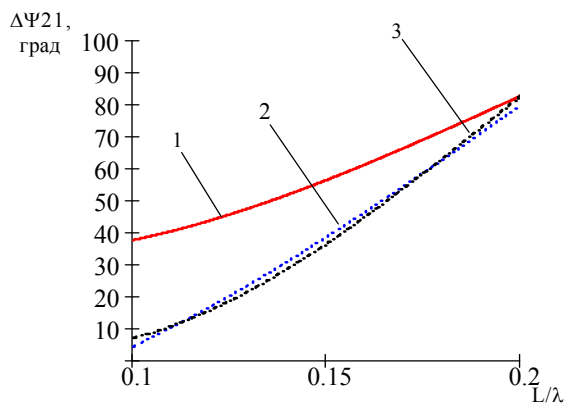


Рис. 3. Зависимости максимальной разности фаз для трехэлементной АР идентичных излучателей при  $1-b/L=\infty$ ;  $2-b/L=2$ ;  $3-b/L=4$   $R/L=1$ ,  $\varphi_0=150^\circ$ ,  $Z_H=50$  Ом

Таким образом, наличие противовеса даже правильной формы и симметричного (относительно его

центра) расположения элементов АР приводит к существенному изменению разности фаз, характер которого зависит от соотношения радиуса противовеса и длины вибратора, а также сопротивления нагрузки.

### Выводы

На основании строгого электродинамического подхода построена математическая модель приемной антенной решетки несимметричных вибраторов на плоском противовесе произвольной конфигурации, корректно учитывающей сопротивление нагрузки.

Показано, что наличие круглого противовеса приводит к уменьшению максимальной разности фаз на  $20^\circ-30^\circ$  в низкочастотной части диапазона и к увеличению разности фаз на  $25^\circ-30^\circ$ ; что необходимо учитывать при построении АФС точных радиометрических систем подвижных объектов.

### Литература

1. Бененсон Л.С., Фельд Я.Н. Рассеяние электромагнитных волн антеннами // Радиотехника и электроника, 1988.-Т.33.-№2.- С. 225-246.
2. Захаров Е.В., Пименов Ю.В. Численный анализ дифракции радиоволн.- М.: Радио и связь, 1982.- 184 с.
3. Kahn W.K. Kurss H.// IEEE Trans. 1965. V.AP-13, №5, P.671.
4. Бриккер А.М., Зернов Н.В., Мартынова Т.Е. Рассеяние электромагнитных волн приемной антенной из нескольких связанных вибраторов. - Радиотехника. – 1999. - №3. - С. 18-21.
5. Электродинамический расчет характеристик излучения полосковых антенн / Б.А.Панченко, С.Т.Князев, Ю.Б.Нечаев и др. – М.: Радио и связь, 2002. – 256 с.

Поступила в редакцию 13.08.03

**Рецензент:** д-р техн. наук, профессор Барышев И.В., Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», г. Харьков