

У ДК 621.396.674.1

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СООСНЫХ КРУГЛЫХ РАМОК

Лобкова Л.М., Посный О.А., Козинкин А.А.

Севастопольский национальный технический университет
99053, Севастополь, Студгородок СевНТУ

E-mail: root@sevgtu.sebastopol.ua

Предложен метод построения антенных решеток, состоящих из соосных круглых рамок с произвольными геометрическими параметрами и возбуждаемых токами с заданным фазовым распределением. Получены формулы для расчета диаграмм направленности решетки, состоящей из двух элементов.

Интенсивное освоение дециметровых и сантиметровых волн привело к необходимости разработки антенн, обладающих заданными частотными свойствами и поляризационной структурой поля.

Анализ характеристик существующих типов излучателей показал, что перспективным является построение антенных решеток, состоящих из круглых рамок. Однако до настоящего времени нашли применение только малые и волновые рамки; не исследованы вопросы пространственного расположения рамок, их взаимного влияния, влияния фазовых характеристик токов возбуждения [1, 2].

Рассмотрим двухэлементную решетку из круглых рамок с радиусами a_1 и a_2 . Геометрия решетки изображена на рисунке 1.

Токи, протекающие по кольцу «1» и «2», можно представить в виде

$$I_n(\alpha) = I_0 e^{j\psi_n} \cos[ka_n(\pi - \alpha)], \quad (1)$$

где $n = 1$ или $n = 2$; $\psi_{1,2}$ – начальные фазы тока на входных клеммах рамок.

Пусть первая рамка располагается в плоскости x_1y_1 при $z_1 = d$; вторая

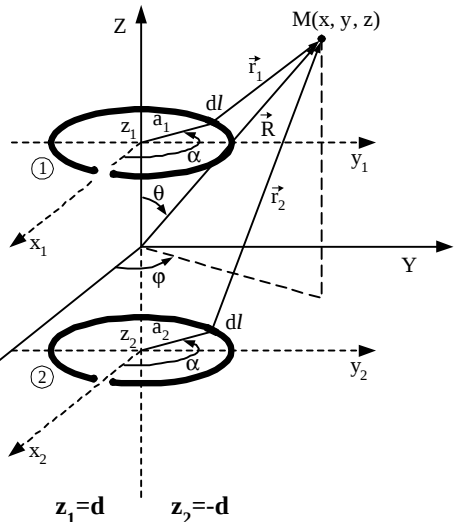


Рисунок 1 – Геометрия расположения круглых рамок

рамка – в плоскости x_2y_2 при $z_2 = -d$, тогда текущие координаты рамок можно записать в параметрическом виде

$$x_{1,2} = a_{1,2} \cos \alpha; \quad y_{1,2} = a_{1,2} \sin \alpha,$$

где угол α отсчитывается от оси $x_{1,2}$.

Для исследования поляризационной структуры поля излучения рамок воспользуемся векторным потенциалом

$$\mathbf{\dot{A}}_{1,2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{l_{1,2}} \mathbf{\dot{I}}_{1,2}(l) \frac{e^{-jkr_{1,2}}}{r_{1,2}} dl_{1,2}, \quad (2)$$

где $l_1 = 2\pi a_1$; $l_2 = 2\pi a_2$; $dl_1 = a_1 d\alpha$; $dl_2 = a_2 d\alpha$.

Дальнейшее рассмотрение (2) проведем, представляя

$$\mathbf{\dot{I}}_{1,2}(l) dl_{1,2} = I_{1,2}(l) d\mathbf{\dot{l}}_{1,2} = \mathbf{\dot{I}}_{1,2}(l) (\mathbf{i} dx + \mathbf{j} dy),$$

где $dx = -a_{1,2} \sin \alpha d\alpha$, $dy = a_{1,2} \cos \alpha d\alpha$.

Для вычисления (2) необходимо определить расстояния r_1 и r_2 для каждой рамки. Так r_1 можем представить в виде

$$\begin{aligned} r_1 &= \sqrt{(x_1 - x_M)^2 + (y_1 - y_M)^2 + (d - z_M)^2} \cong \\ &\cong \sqrt{R^2 - 2x_1 x_M - 2y_1 y_M - 2dz_M} \approx R - \frac{dz_M}{R} - \frac{x_1 x_M}{R} - \frac{y_1 y_M}{R}. \end{aligned} \quad (3)$$

Запишем координаты точки наблюдения $M(x_M, y_M, z_M)$ в сферической системе координат

$$z_M = R \cos \theta; \quad x_M = R \sin \theta \cos \varphi; \quad y_M = R \sin \theta \sin \varphi. \quad (4)$$

После подстановки (4) в (3) получим:

$$r_1 \cong R - d \cos \theta - x_1 \sin \theta \cos \varphi - y_1 \sin \theta \sin \varphi. \quad (5)$$

По аналогии получим соотношение для r_2 :

$$r_2 \cong R - d \cos \theta - x_2 \sin \theta \cos \varphi - y_2 \sin \theta \sin \varphi. \quad (6)$$

Из (5) и (6) следует, что $R - d \cos \theta = r_{01}$; $R + d \cos \theta = r_{02}$ – расстояния от центра круглых рамок.

После подстановки (1), (5) и (6) в соотношение (2) и преобразования можем записать:

$$\begin{aligned} \mathbf{\dot{A}}_{1,2} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot I_0 e^{j\psi_{1,2}} \frac{e^{-jkr_{01,2}}}{R} \int_0^{2\pi} \cos[k a_{1,2} (\pi - \alpha)] \times \\ &\times e^{jk(x_{1,2} \sin \theta \cos \varphi + y_{1,2} \sin \theta \sin \varphi)} a_{1,2} (-\sin \alpha \cdot \mathbf{\dot{e}}_x + \cos \alpha \cdot \mathbf{\dot{e}}_y) d\alpha. \end{aligned} \quad (7)$$

Далее воспользуемся принципом суперпозиции и запишем соотношения для результирующего поля в точке наблюдения M в виде

$$\mathbf{\dot{E}} = \mathbf{\dot{E}}_1 + \mathbf{\dot{E}}_2,$$

где $\mathbf{\dot{E}}_1 \cong \mathbf{\dot{A}}_1$, а $\mathbf{\dot{E}}_2 \cong \mathbf{\dot{A}}_2$.

Таким образом, можем записать для рамок с радиусами $a_1 = a_2 = a$

$$\mathbf{r} \equiv \mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_1 \left(1 + e^{j\Delta\psi_{2-1}} e^{-jk(r_{02}-r_{01})} \right). \quad (8)$$

Соотношение для амплитуды поля $|\mathbf{E}|$ из (8) можно представить как

$$|\mathbf{E}| \equiv |\mathbf{r}_1| \cdot \left| 1 + e^{j(\Delta\psi_{2-1} - 2kd \cos \theta)} \right| = |\mathbf{r}_1| \cdot 2 \cdot \cos \left(\frac{\Delta\psi_{2-1} - 2kd \cos \theta}{2} \right). \quad (9)$$

Формула (9) может быть записана и для любой составляющей вектора $|\mathbf{r}_1|$, т.е. теорема умножения справедлива для элементов решетки с одинаковой геометрией. Как только изменим радиусы рамок, т.е. $a_1 \neq a_2$, соотношение (9) применять нельзя.

Далее, представляя $|\mathbf{r}_1|$ в виде $\mathbf{r}_1 = A_x \mathbf{e}_x + A_y \mathbf{e}_y$ и переходя к сферической системе координат $\mathbf{r}_1 = A_\theta \mathbf{e}_\theta + A_\varphi \mathbf{e}_\varphi$, где $A_\theta = A_x \cos \theta \cos \varphi + A_y \cos \theta \sin \varphi$ и $A_\varphi = -A_x \sin \varphi + A_y \cos \varphi$, получаем следующие соотношения для амплитуд составляющих поля $E_\theta \equiv A_\theta$ и $E_\varphi \equiv A_\varphi$:

$$\begin{aligned} |E_\theta| &\equiv 2 \cdot |A_\theta| \cos \left(\frac{\Delta\psi_{2-1} - 2kd \cos \theta}{2} \right), \\ |E_\varphi| &\equiv 2 \cdot |A_\varphi| \cos \left(\frac{\Delta\psi_{2-1} - 2kd \cos \theta}{2} \right). \end{aligned} \quad (10)$$

На основании (10) были проведены численные расчеты для двух круглых рамок при значениях $ka = 0,3; 0,5; 0,7$. Результаты численных расчетов составляющих E_θ и E_φ для случая $\Delta\psi = \pi/2$ и $d = \lambda/8$ изображены на рисунке 2. Здесь также показаны ДН одиночной рамки.

Анализ полученных данных позволяет установить, что в зависимости от геометрических параметров элементов решетки (a , d) можно создать ДН с заданными свойствами (от квазиизотропной до направленной ДН).

Проведем анализ $\mathbf{E}$ для случая $a_1 \neq a_2$.

Введем обозначение подынтегральной функции в соотношении (7):

$$\begin{aligned} G(a_{1,2}, \theta, \varphi) &= \cos[ka_{1,2}(\pi - \alpha)] \times \\ &\times \exp[jka_{1,2}(\cos \alpha \sin \theta \cos \varphi + \sin \alpha \sin \theta \sin \varphi)] a_{1,2} \end{aligned}$$

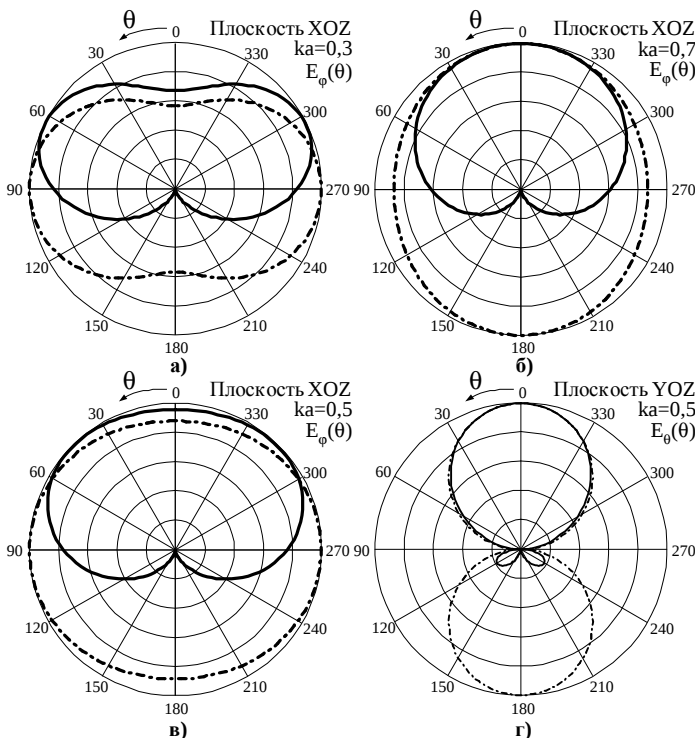


Рисунок 2 – ДН двухэлементной антенной решетки и одиночной рамки:

———— система из двух рамок
 - - - - - одиночная рамка

и запишем

$$\mathbf{A}_{1,2}^{\mathbf{r}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot I_0 e^{j\psi_{1,2}} \frac{e^{-jkr_{01,2}}}{R} \int_0^{2\pi} G(a_{1,2}, \theta, \varphi) (-\sin \alpha \mathbf{e}_x + \cos \alpha \mathbf{e}_y) d\alpha. \quad (11)$$

Таким образом, для результирующего поля $\mathbf{E}^{\mathbf{r}}$ получим следующее

выражение:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x_M, y_M, z_M) &\cong \mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2 = \frac{\mu_0}{4\pi} e^{j\psi_1} \frac{e^{-jkr_{01}}}{R} \times \\ &\times \left\{ \int_0^{2\pi} G(a_1, \theta, \varphi) (-\sin \alpha \mathbf{e}_x + \cos \alpha \mathbf{e}_y) d\alpha + e^{j(\Delta\psi - 2kd \cos \theta)} \times \right. \end{aligned}$$

$$\times \int_0^{2\pi} G(a_2, \theta, \varphi) (-\sin \alpha \mathbf{e}_x^{\mathbf{r}} + \cos \alpha \mathbf{e}_y^{\mathbf{r}}) d\alpha \Bigg\}. \quad (12)$$

Формула (12) справедлива для антенной решетки, состоящей из круглых рамок с произвольными значениями радиусов a_1 и a_2 .

В заключение необходимо отметить, что формулы (10)-(12) позволяют создать антенную решетку, состоящую из круглых рамок, обладающую оптимальными характеристиками излучения, которые можно получить, оптимизируя распределение фазы токов в решетке и выбирая соответствующие расстояния между элементами.

Библиографический список

1. Лобкова Л.М. Направленные свойства рамочной антенны, обусловленные ее геометрическими параметрами / Л.М. Лобкова, М.Б. Проценко, М.В. Ивашина // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника — 1999. — Т. 42. — № 2. — С. 27–32.
2. Лобкова Л.М. Частотные характеристики входного сопротивления круглой рамочной антенны / Л.М. Лобкова, М.Б. Проценко, О.А. Посный // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника — 1998. — Т. 41. — № 12. — С. 20–25.

Поступила в редакцию 30.01.2002 г.