

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СФЕРИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ ПРИ ОСЕСИММЕТРИЧНОМ РАСПОЛОЖЕНИИ ОБЛУЧАТЕЛЯ

Выведены формулы для сравнительного анализа поляризационной структуры поля излучения сферической и параболической антенн. Показана возможность создания многолучевых сферических антенн, либо антенн с широкоугольным сканированием.

Анализ поляризационной структуры поля параболических антенн показал, что основным недостатком таких антенн является появление наряду с основной еще и кросс-поляризационной составляющей поля излучения, которая является одним из источников помех. Чтобы добиться “чистоты” поляризационной структуры поля необходимо использовать специальные конструкции облучателя, что усложняет антенную систему. С учетом вышеизложенного представляет интерес исследование сферических антенн не только с точки зрения подавления кросс-составляющей, но и возможности широкоугольного сканирования главным лепестком диаграммы направленности (ДН), а также создание многолучевой сферической антенны.

Для построения многолучевых антенн на основе сферического зеркала необходимо провести исследование характеристик излучения однолучевой сферической антенны с осесимметричным и асимметричным расположением облучателя, после этого рассмотрения можно оценить влияние на характеристики излучения многолучевой антенны степени перекрытия освещенных зон на поверхности сферического зеркала, создаваемые каждым соседним лучом.

Особое внимание следует обратить на особенности поляризационной структуры поля излучения сферических антенн. Для решения поставленной задачи необходимо рассмотреть возможность применения как токовых, так и апертурных методов расчета поля излучения антенны.

Рассмотрим токовый метод с использованием векторной формулы для определения в точке наблюдения М напряженности $\vec{E}_M$ электромагнитного поля (см. рисунок 1)

$$\vec{E}_M = -j \frac{\omega \mu}{4\pi} \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \iint_S [\vec{r}_0 [\vec{J}_S, \vec{r}_0]] \exp \left[j \frac{k}{R_0} (xx' + yy' + zz') \right] dS, \quad (1)$$

где $P(x', y', z')$ – точка интегрирования, расположенная на поверхности зеркала; $R_0 = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$; $\vec{r}_0$ – единичный радиус-вектор точки М, и его можно представить в декартовой системе координат: $\vec{r}_0 = \vec{i}_x \sin \theta \cos \varphi + \vec{i}_y \sin \theta \sin \varphi + \vec{i}_z \cos \theta$; $\vec{J}_S$ – вектор плотности тока на внутренней поверхности зеркала;

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$; S – внутренняя поверхность зеркала; $dS = \rho(\rho^2 + \rho_1^2)^{1/2} \sin \theta' d\theta' d\varphi'$, $\rho_1 = \frac{d\rho(\theta')}{d\theta'}$; $\rho = \rho(\theta')$ –

уравнение профиля зеркала.

Все обозначения показаны на рисунке 1.

Раскроем векторное произведение в подынтегральном выражении формулы (1), тогда после преобразования получим

$$\begin{aligned} [\vec{r}_0, [\vec{J}_S, \vec{r}_0]] = & \vec{i}_x \{ J_x (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi) - 0.5 J_y \sin^2 \theta \sin 2\varphi - 0.5 J_z \sin 2\theta \cos \varphi \} + \\ & + \vec{i}_y \{ J_y (1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi) - 0.5 J_x \sin^2 \theta \sin 2\varphi - 0.5 J_z \sin 2\theta \sin \varphi \} + \\ & + \vec{i}_z \{ J_z \sin^2 \theta - 0.5 J_x \sin 2\theta \cos \varphi - 0.5 J_y \sin 2\theta \sin \varphi \} \end{aligned} \quad (2)$$

где J_x, J_y, J_z – составляющие поверхностной плотности тока $\vec{J}_S$, которые можно определить, анализируя магнитную составляющую поля, создаваемую первичным облучателем

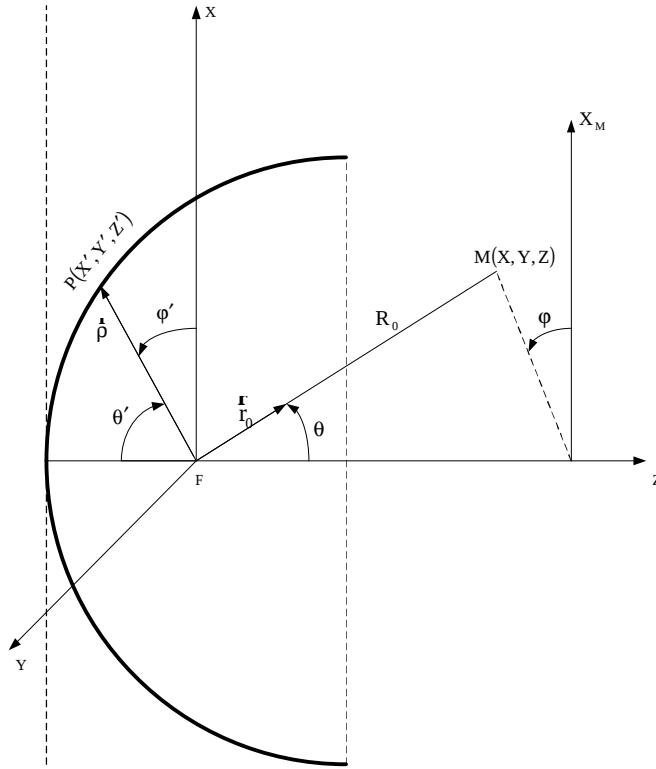


Рисунок 1 – Сферическая антенна с осесимметричным расположением облучателя

Далее перейдем к сферической системе координат для $M(\theta, \varphi, R_0)$ и $P(\rho, \varphi', \theta')$

$$\begin{aligned} x &= R_0 \sin \theta \cos \varphi, & x' &= \rho \sin \theta' \cos \varphi', \\ y &= R_0 \sin \theta \sin \varphi, & y' &= \rho \sin \theta' \sin \varphi', \\ z &= R_0 \cos \theta, & z' &= -\rho \cos \theta', \end{aligned}$$

а также запишем орт $\hat{\rho}_0$ в сферической системе координат

$$\hat{\rho}_0 = \hat{i}_x \sin \theta' \cos \varphi' + \hat{i}_y \sin \theta' \sin \varphi' - \hat{i}_z \cos \theta'.$$

На основании вышеизложенного запишем соотношения для показателя экспоненты в (1) в виде

$$j \frac{k}{R_0} (xx' + yy' + zz') = jkU(\theta, \theta', \varphi, \varphi'), \quad (3)$$

где $U(\theta, \theta', \varphi, \varphi') = \rho [\sin \theta \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi') - \cos \theta \cos \theta']$.

После подстановки в подынтегральное выражение соотношений (2) и (3) для $\hat{E}_M$ можно записать

$$\hat{E}_M = \hat{i}_x E_x + \hat{i}_y E_y + \hat{i}_z E_z, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{j\omega\mu}{4\pi} \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \iint_S \{J_x (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi) - 0.5J_y \sin^2 \theta \sin 2\varphi - 0.5J_z \sin 2\theta \cos \varphi\} \exp(jkU(\theta, \theta')) dS; \\ E_y &= -\frac{j\omega\mu}{4\pi} \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \iint_S \{J_y (1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi) - 0.5J_x \sin^2 \theta \sin 2\varphi - 0.5J_z \sin 2\theta \sin \varphi\} \exp(jkU(\theta, \theta')) dS; \\ E_z &= -\frac{j\omega\mu}{4\pi} \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \iint_S \{J_z \sin^2 \theta - 0.5J_x \sin 2\theta \cos \varphi - 0.5J_y \sin 2\theta \sin \varphi\} \exp(jkU(\theta, \theta')) dS. \end{aligned}$$

Далее целесообразно провести анализ амплитудных диаграмм направленности $F_\theta(\theta, \varphi)$ и $F_\varphi(\theta, \varphi)$, при этом нормировку полей $E_\theta(\theta, \varphi)$ и $E_\varphi(\theta, \varphi)$ проведем по максимальному значению для $E_\theta(0, 0)$.

Таким образом получим

$$F_\theta(\theta, \varphi) = \frac{E_\theta(\theta, \varphi)}{E_\theta(0, 0)}; \quad F_\varphi(\theta, \varphi) = \frac{E_\varphi(\theta, \varphi)}{E_\varphi(0, 0)}, \quad (5)$$

$$\text{где } E_\theta(0, 0) = -j \frac{\omega\mu}{4\pi} \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \iint_S J_x e^{-jk\rho \cos \theta'} dS.$$

Соотношения (5) полностью описывают поляризационную структуру поля зеркальной антенны, полученные с применением метода наведенных плотностей тока на поверхности зеркала. Итак, дальнейшее исследование направлено на определение распределения плотности тока $\vec{J}_S$. Распределение $\vec{J}_S$ на поверхности зеркала полностью определяется поляризационными и направленными свойствами облучателя.

Для $\vec{J}_S$ можем записать следующие соотношения [1]

$$\vec{J}_S = 2[\vec{n}, [\vec{\rho}_0, \vec{E}_0]] f_0(\theta', \varphi') \frac{e^{-jk\rho}}{\rho}, \quad (6)$$

где $\vec{n}$ – внутренняя нормаль к поверхности зеркала; $\vec{E}_0$ – вектор, определяющий поляризационную структуру поля облучателя; $f_0(\theta', \varphi')$ – амплитудная ДН облучателя; $\rho = \rho_{\text{пар}}$ – для параболического зеркала; $\rho = \rho_{\text{сф}}$ – для сферического зеркала.

Формула (6) позволяет определить все три составляющие вектора плотности тока $\vec{J}_S$ на поверхности зеркала с любым профилем, однако для этого необходимо вывести соотношения как для нормали, так и для радиус-вектора $\vec{\rho}_0$.

Поскольку параболические зеркала являются базовыми для создания антенн различного назначения, данный анализ характеристик излучения сферических зеркал целесообразно проводить по сравнению с характеристиками излучения параболических зеркал. Уравнения софокусных параболического и сферического зеркал в декартовой системе координат с началом в точке фазового центра облучателя представим в виде (см. рисунок 2)

$$x^2 + y^2 = 4f(z + f - \Delta), \quad x^2 + y^2 + [z - (f + \Delta)]^2 = 4f^2,$$

где Δ – смещение фазового центра облучателя из точки фокуса к вершине зеркала; $f = \frac{R_{\text{сф}}}{2}$.

Таким образом, переходя к сферической системе координат, можно записать

$$\rho_{\text{пар}} = 2f \frac{(1 - C_1 \sin^2 \theta' - \cos \theta')^{1/2}}{\sin^2 \theta'}; \quad (7)$$

$$\rho_{\text{сф}} = 2f \left[\left(1 - 0.25(1 + C_1)^2 \sin^2 \theta' \right)^{1/2} - \frac{1 + C_1}{2} \cos \theta' \right], \quad (8)$$

где $C_1 = \frac{\Delta}{f}$.

Соотношения для внутренней нормали $\vec{n}$ для случаев:

1) параболического зеркала –

$$\vec{n} = -\vec{i}_x \sin \frac{\theta'}{2} \cos \varphi' - \vec{i}_y \sin \frac{\theta'}{2} \sin \varphi' + \vec{i}_z \cos \frac{\theta'}{2}; \quad (9)$$

2) для сферического зеркала –

$$\vec{n} = -\vec{i}_x A \sin \theta' \cos \varphi' - \vec{i}_y A \sin \theta' \sin \varphi' + \vec{i}_z \sqrt{1 + A^2 \sin^2 \theta'}, \quad (10)$$

где $A = \frac{\rho_{\text{сф}}}{2f}$.

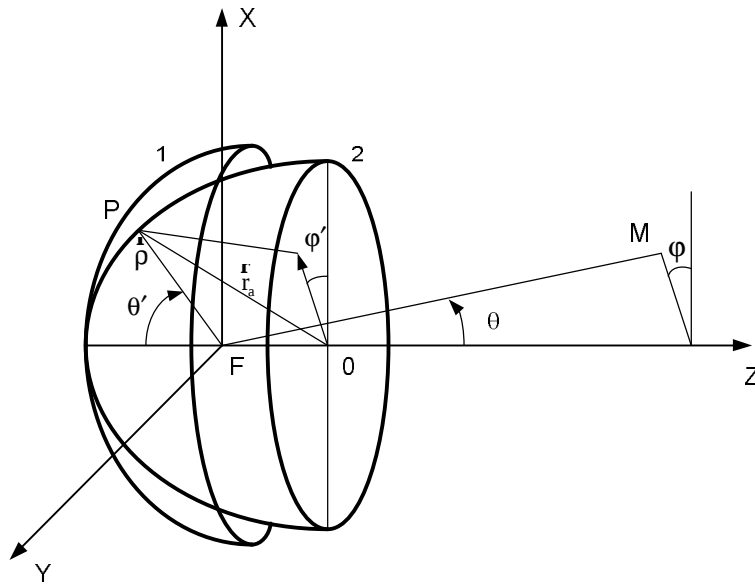


Рисунок 2 – Равнофокусные параболическая (1) и сферическая (2) антенны

Учитывая вышесказанное о линейной поляризации поля излучения облучателя, т.е. $\vec{E}_0 = \vec{i}_x E_{0x}$, на основании формул (7) – (10) можем представить $\vec{J}_S$ в виде

$$\vec{J}_S = \vec{i}_x J_x + \vec{i}_y J_y + \vec{i}_z J_z, \quad (11)$$

для случаев параболического зеркала имеем

$$J_x = \left(\sin \theta' \sin \frac{\theta'}{2} \sin^2 \varphi' + \cos^2 \theta' \right) f_0(\theta', \varphi') \frac{e^{-jk\rho_{\text{пар}}}}{\rho_{\text{пар}}}; \quad J_y = -0.25 \sin \theta' \sin \frac{\theta'}{2} \sin 2\varphi' f_0(\theta', \varphi') \frac{e^{-jk\rho_{\text{пар}}}}{\rho_{\text{пар}}};$$

$$J_z = \cos \theta' \sin \frac{\theta'}{2} \cos \varphi' f_0(\theta', \varphi') \frac{e^{-jk\rho_{\text{пар}}}}{\rho_{\text{пар}}};$$

для сферического зеркала получаем

$$J_x = \left(A \sin^2 \theta' \sin^2 \varphi' + \sqrt{1 - A^2 \sin^2 \theta' \cos^2 \theta'} \right) f_0(\theta', \varphi') \frac{e^{-jk\rho_{\text{сф}}}}{\rho_{\text{сф}}}; \quad J_y = -0.5 A \sin^2 \theta' \sin 2\varphi' f_0(\theta', \varphi') \frac{e^{-jk\rho_{\text{сф}}}}{\rho_{\text{сф}}};$$

$$J_z = 0.5 A \sin 2\theta' \cos \varphi' f_0(\theta', \varphi') \frac{e^{-jk\rho_{\text{сф}}}}{\rho_{\text{сф}}}.$$

Таким образом, поляризационные соотношения (4) – (11) для параболической и софокусной сферической антенн позволяют исследовать особенности формирования поляризованной структуры поля и, в первую очередь, зависимость кросс-составляющей от геометрических параметров зеркала, что позволит уменьшить ее влияние на “чистоту” поляризованной структуры поля излучения.

Полученные результаты позволяют перейти к численным расчетам распределения плотности токов на поверхности сферического зеркала и характеристик излучения всей зеркальной антенны. После выполнения расчетов планируется изготовление зеркальной антенны и проведение экспериментальных исследований, что составит предмет дальнейших исследований в данном направлении.

Библиографический список

1. Фрадин А.З. Антенны сверхвысоких частот / А.З. Фрадин. — М.: Сов. радио, 1957. — 648 с.
2. Муравьев Ю.К. Асимптотические методы в теории дифракции электромагнитных волн / Ю.К. Муравьев. — Л.: Изд-во Академии связи им С.М. Буденного 1980. — 139 с.

Поступила в редакцию 27.01.2005 г.