

УДК 621.396.67

Л.М. Лобкова проф., д-р техн. наук, А.В. Троицкий, Ю.Н. Тыщук

Севастопольский национальный технический университет

99053, г. Севастополь, Стрелецкая балка, Студгородок

e-mail: rt.sevgtu@stel.sebastopol.ua

МЕТОДЫ РАСЧЕТА КВАЗИПАРАБОЛИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛЬНЫХ АНТЕНН

Проведено сравнение методов расчета поля излучения с использованием как токового метода, так и апертурного для случая сферических зеркал, для которых справедливо приближение параболического профиля.

Одной из важнейших современных задач является разработка гибридно-зеркальных антенн. Совершенствование современных систем передачи информации требует создания антенн, имеющих возможность широкоугольного сканирования, и многолучевых антенн, реализовать которые наиболее полно можно используя гибридные антенные устройства на базе квазипараболических зеркал. Построение зеркальных антенн с необходимой поляризационной структурой поля излучения является важной и сложной задачей. Расчет таких антенн можно провести различными способами: апертурным и токовым. Эти два метода имеют свои отличия и ограничения. Возможности применения их для разного класса задач также различны. Необходимо уделить внимание возможности применения каждого из методов для расчета антенн с различной поляризацией.

В настоящее время все более широкое применение находят сферические зеркала, которые можно отнести к классу квазипараболических зеркал, в апертуре которых определены допустимые фазовые ошибки, не превышающие $\pi/8$.

Для оценки фазовых ошибок рассмотрим уравнение центрального сечения сферического зеркала (см. рисунок 1)

$$(z - R_{\text{сф}})^2 + x^2 = R_{\text{сф}}^2, \quad (1)$$

откуда

$$x^2 = 2R_{\text{сф}} \cdot z \cdot \left(1 - \frac{z}{2R_{\text{сф}}}\right),$$

а при $z \ll R_{\text{сф}}$, имеем:

$$x^2 = 4fz, \quad (2)$$

где $f = \frac{R_{\text{сф}}}{2}$ – фокусное расстояние параболы.

Для расчета фазовых ошибок в раскрытии сферического зеркала на основании (1) запишем соотношение для z в виде:

$$z = R_{\text{сф}} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{x^2}{R_{\text{сф}}^2}}\right). \quad (3)$$

Для дальнейшего рассмотрения удобно представить (3) в виде сходящегося степенного ряда относительно $\frac{x^2}{R_{\text{сф}}^2}$. Поскольку справедливы неравенства $z \ll R_{\text{сф}}$ и $x \ll R_{\text{сф}}$, достаточно удержать лишь два первых члена разложения:

$$z \cong \frac{x^2}{2R_{\text{сф}}} + \frac{x^4}{8R_{\text{сф}}^3}. \quad (4)$$

Учитывая (2) и (4), можно представить разность хода лучей, отраженных от поверхности параболического и сферического зеркал (рисунок 2) в виде:

$$\delta'(x) \cong \frac{x^4}{8R_{\text{сф}}^3}.$$

Предположим, что траектории лучей, отраженных от сферического зеркала, параллельны оси z , тогда полная разность хода отраженных лучей, по сравнению с параболическим зеркалом, равна $2\delta'(x)$, а фазовое распределение в апертуре сферической антенны определяются как

$$\Phi(x) = k \cdot 2\delta'(x) = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{x^4}{8R_{\text{сф}}^3}.$$

Если $x = \frac{d}{2}$, где d – диаметр раскрытия сферического зеркала, то максимальная фазовая ошибка равна:

$$\Phi_m\left(\frac{d}{2}\right) = \frac{\pi}{32} \left(\frac{d}{\lambda}\right)^4 \cdot \left(\frac{\lambda}{R_{сф}}\right)^3. \quad (5)$$

На основании (5) с учетом допустимой фазовой ошибки можно найти максимальный диаметр излучающей апертуры

$$\left(\frac{d_m}{\lambda}\right)^4 = \frac{32}{\pi} \left(\frac{R_{сф}}{\lambda}\right)^3 \Phi_m\left(\frac{d}{2}\right).$$

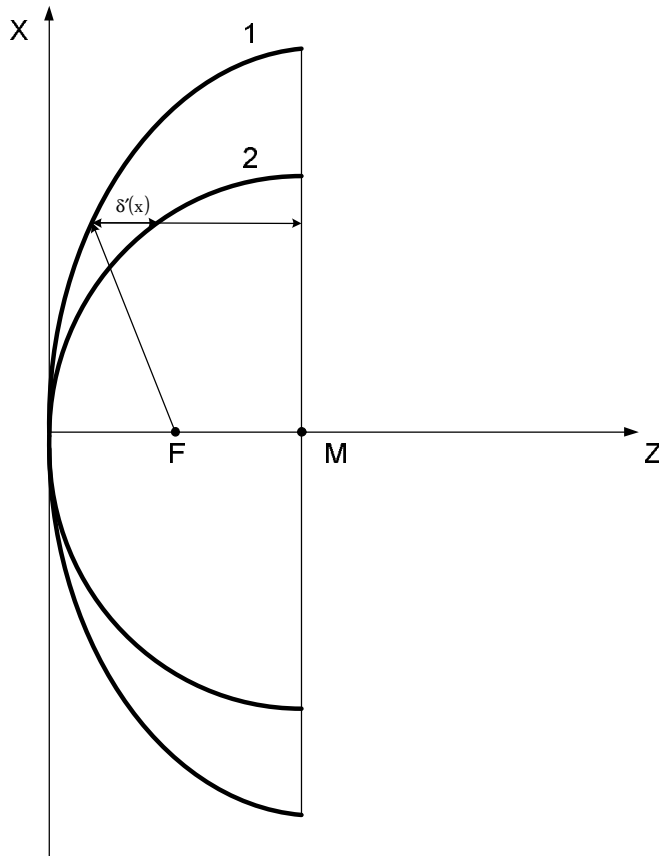


Рисунок 1 – Центральное сечение параболической (1), сферической (2) антенн

Исходя из требования наименьших потерь коэффициента усиления, т.е.

$$\Phi_m\left(\frac{d}{2}\right) \leq \frac{\pi}{8},$$

можно получить соотношение для $\frac{f}{d_m}$ в виде :

$$\frac{f}{d_m} \geq 0,3 \cdot \sqrt[3]{\frac{d_m}{\lambda}}.$$

С целью сокращения размеров антенны при неизменном отношении $\frac{d_m}{\lambda}$ в [1] предложено оптимизировать фазовое распределение в апертуре сферического зеркала. Для этого расстояние между фазовым центром облучателя и вершиной зеркала выбирается из следующего соотношения

$$f_{opt} = \frac{R_{сф}}{2} = \frac{D_m^2}{32R_{сф}}.$$

В этом случае фазовое распределение в апертуре сферического зеркала приобретает знакопеременный характер, за счет чего появляется возможность уменьшения радиуса кривизны зеркала в $\sqrt{2}$ раз [1].

Далее исследование поля излучения зеркальных антенн проводим с применением апертурного и токового методов. Проанализируем особенности расчета характеристик излучения зеркальных антенн каждым из названных методов.

В дальнейшем будем исследовать только составляющие электрического поля $\vec{E}$. В качестве исходного соотношения для $\vec{E}$ будем рассматривать следующее уравнение [2]

$$\vec{E} = -j \frac{\omega \mu}{4\pi} \iint_s \vec{J}_s^3 \Psi dS + \frac{1}{4\pi j \omega \epsilon} \text{grad} \cdot \text{div} \iint_s \vec{J}_s^3 \Psi dS - \frac{1}{4\pi} \text{rot} \iint_s \vec{J}_s^M \Psi dS, \quad (6)$$

где ϵ, μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости среды; ω – круговая частота электромагнитных колебаний; $\vec{J}_s^3, \vec{J}_s^M$ – векторы плотности электрического и магнитного токов

Как правило, на практике точные значения $\vec{J}_s^3, \vec{J}_s^M$ неизвестны. Определение их даже в случае зеркал простейшей формы встречает значительные математические трудности. Для расчета характеристик излучения зеркальных антенн используются различные приближенные методы. Задачу нахождения поля излучения антенны разбивают на две задачи: внутреннюю и внешнюю. Внутренняя задача заключается в нахождении распределения источников на некоторой поверхности, непосредственной окружающей антенну.

В зависимости от способа решения внутренней задачи различают два метода расчета характеристик излучения: токовый и апертурный. Согласно токового метода, сторонние источники находятся как распределение поверхностных токов $\vec{J}_s^3$, наведенных электромагнитным полем облучателя на зеркале

$$\vec{J}_s^3 = 2 \cdot [\vec{n}, \vec{H}_{\text{пад}}]; \quad \vec{J}_s^3 = 0 - \text{на теневой стороне зеркала}, \quad (7)$$

где $\vec{n}$ – вектор внутренней нормали к поверхности зеркала; $\vec{H}_{\text{пад}}$ – вектор магнитного поля облучателя у поверхности зеркала.

Решение внутренней задачи в виде (7) является приближенным, поскольку имеет место следующее:

- 1) электромагнитное поле облучателя заменяется его асимптотическим представлением без учета составляющих ближнего поля;
- 2) отбрасывается член, учитывающий взаимодействие токов на различных частях зеркала, т. е. зеркало считается плоским;
- 3) не учитывается возмущение токов кромкой зеркала;
- 4) не учитываются теневые токи зеркала;
- 5) не учитываются отражения от облучателя и его опор.

Среди перечисленных факторов, ограничивающих точность расчетов методов наведенных токов, наиболее существенным является дифракционный поправочный член за счет ближнего поля облучателя. Относительная величина дифракционной поправки примерно одинакова для основной и кросс-поляризационной компоненты тока и в большинстве случаев не превышает 1%.

Погрешность определения поверхностных токов по (6), обусловленная кривизной зеркала, зависит от радиуса его кривизны R . При выполнении условия $R \gg \lambda$ поправку к току за счет кривизны зеркала можно не учитывать.

Использование апертурного метода основывается на заданном амплитудно-фазовом распределении поля в раскрытии антенны [2]. Согласно апертурного метода, сторонние источники задаются в виде касательных составляющих поля в апертуре

$$\vec{E}_s = \frac{\vec{E}_0}{\rho}, \quad (8)$$

где $\vec{E}_0$ – поле излучения облучателя; ρ – радиус-вектор точки P на внутренней поверхности зеркала (рисунок 2).

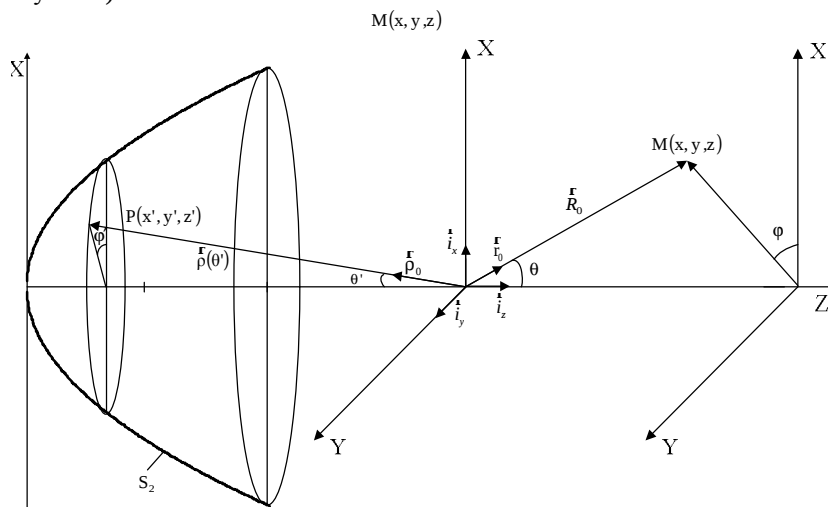


Рисунок 2 – К расчету поля излучения зеркальной антенны

Решение внутренней задачи с использованием (8) также связано с погрешностями, поскольку обычно используются законы геометрической оптики, сформулированные для плоских поверхностей.

После решения внутренней задачи переходят к решению внешней задачи: нахождению электромагнитного поля излучения антенны по заданному распределению сторонних источников. При этом удобнее ввести операторы дифференцирования соотношения (6) под знак интеграла. Тогда, используя известные формулы векторного анализа [2], можно получить:

$$\bar{E} = -j \frac{\omega \mu}{4\pi} \iint_s \bar{J}_s \Psi dS + \frac{1}{4\pi j \omega \epsilon} \iint_s (\bar{J}_s^3, \bar{\nabla}) \text{grad} \Psi dS + \frac{1}{4\pi} \iint_s [\bar{J}_s^M, \text{grad} \Psi] \cdot dS. \quad (9)$$

Учитывая, что при $r \gg \lambda$ $\text{grad} \Psi \approx -jk \Pi \bar{F}_0$,

$(\bar{J}, \bar{\nabla}) \text{grad} \Psi \approx k^2 \Psi (\bar{J}, \bar{r}_0) \bar{F}_0$, получаем

$$\bar{E} = -j \frac{\omega \mu}{4\pi} \iint_s [\bar{r}_0, [\bar{J}_s^3, \bar{r}_0]] \Psi dS - j \frac{k}{4\pi} \iint_s [\bar{J}_s^M, \bar{r}_0] \Psi dS. \quad (10)$$

Поскольку можно считать $\bar{J}_s^M \equiv 0$, то (9) представляется в виде:

$$\bar{E} = -j \frac{\omega \mu}{4\pi} \iint_s [\bar{r}_0, [\bar{J}_s^3, \bar{r}_0]] \Psi dS. \quad (11)$$

Соотношение (10) более удобно применять при расчетах характеристик излучения зеркальных антенн токовым методом. Если в исследуемом объеме отсутствуют сторонние токи $\bar{J}^3$ и $\bar{J}^M$, то (8) можно переписать иначе:

$$\bar{E} = \frac{1}{4\pi} \iint_s [[\bar{n}, \bar{E}_s], \text{grad} \Psi] dS + \frac{1}{4\pi j \omega \epsilon} \iint_s ((\bar{n}, \bar{H}_s), \bar{\nabla}) \cdot \text{grad} \Psi dS - j \frac{\omega \mu}{4\pi} \iint_s [\bar{n}, \bar{H}_s] \Psi dS.$$

После преобразования (11) получим формулу Кирхгофа в виде:

$$\bar{E} = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_2} \left(\bar{E}_s \frac{\partial \Psi}{\partial n} - \Psi \frac{\partial \bar{E}_s}{\partial n} \right) dS. \quad (12)$$

Формула Кирхгофа является точной лишь для замкнутых поверхностей S_2 . Для незамкнутой поверхности она справедлива с точностью до слагаемых, содержащих контурные интегралы.

В основе апертурного метода будем использовать соотношение (12), которое после преобразования можно представить в виде

$$\bar{E} = -j \frac{k}{4\pi} \iint_{S_2} \bar{E}_s \left[\left(\sin \Psi + \frac{1}{\beta_r} \cos \theta \sin \varphi \right) \bar{\theta}_0 + \left(\cos \theta \cos \varphi + \frac{1}{\beta_r} \sin \varphi \right) \bar{\varphi}_0 \right] \Psi dS, \quad (13)$$

где $\beta_r = \sqrt{\frac{\epsilon_r}{\mu_r}}$, ϵ_r, μ_r – соответственно относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды распространения.

Рассмотрим соотношение для функции Грина в подынтегральных выражениях (11) и (13)

$$\Psi = \frac{e^{-jkr}}{r} = \frac{\exp \left[\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2} \right]}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}},$$

где x, y, z – координаты точки наблюдения М; x', y', z' – координаты точки интегрирования Р (рисунок 2)

Учитывая, что $r \gg \lambda$, после несложных преобразований можно получить:

$$\Psi \approx \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} e^{j \frac{k}{R_0} (xx' + yy' + zz')}, \quad (14)$$

где $R_0 = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$.

Соотношение (14) значительно упрощает исходные формулы (11) и (13), поэтому используется как в апертурном, так и в токовом методах.

Таким образом, теоретическое исследование характеристик излучения сферической антенны можно проводить двумя методами: апертурным и токовым.

Полученные результаты позволяют перейти к моделированию многолучевых и сканирующих антенн, построенных на базе сферического зеркала и облучателя с круговой или линейной поляризацией. При этом в зависимости от поляризации облучателя, необходимо использовать один из указанных выше методов расчета.

Дальнейший анализ должен строиться на расчете распределения поверхностной плотности тока на зеркале, в случае токового метода, либо на распределении поля в апертуре зеркала, в случае апертурного метода; а также на влиянии этих распределений на характеристики излучения самой зеркальной антенны.

Библиографический список

1. Кюн Р. Микроволновые антенны: Пер. с нем; Под ред. М.П. Долуханова/ Р.Кюн. — Л.: Судостроение 1967. — 517 с.
2. Фрадин А.З. Антенны сверхвысоких частот/ А.З. Фрадин. — М.: Сов. радио, 1957. — 648 с.

Поступила в редакцию 27.01.2005 г.