

ВЛИЯНИЕ КОЛЕБАНИЙ ВЫСШИХ ТИПОВ НА К. Н. Д. АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН

А. П. Дорохов, В. С. Марчук

Харьков

В случае применения фидеров с неоднородностями для питания некоторых апертурных антенн (типа рупорных, линзовых, рупорно-зеркальных) распределение источников излучения в раскрывах определяется полями волн нескольких типов. Наложение на поле основного типа полей волн высших типов может привести к заметному изменению коэффициента направленного действия (к. н. д.) и формы диаграммы направленности.

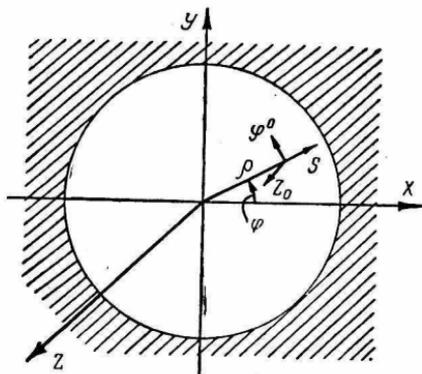


Рис. 1.

Ниже рассматривается влияние полей высших типов на к. н. д. и коэффициент использования площади раскрыва (к. и. п. р.) для случая больших раскрытов, когда в раскрыве для колебаний любого типа выполняется условие $\lambda_{кр} \gg \lambda$.

К. н. д. антенны определяется известным соотношением [1]

$$D = \frac{P_{\Sigma 0}}{P_{\Sigma}} = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_p \nu, \quad (1)$$

из которого получаем удобную формулу для расчета к. и. п. р.:

$$\nu = \frac{\lambda^2}{4\pi S_p} \cdot \frac{P_{\Sigma 0}}{P_{\Sigma}}. \quad (2)$$

Здесь λ — рабочая длина волны;

S_p — площадь раскрыва;

P_{Σ} — мощность излучения исследуемой антенны;

$P_{\Sigma 0}$ — мощность излучения ненаправленного излучателя, создающего в дальней зоне поле, напряженность которого равна напряженности поля исследуемой антенны в направлении максимума главного лепестка диаграммы направленности.

Рассмотрим к. н. д. и к. и. п. р. в направлении нормали к раскрыву (по оси z , рис. 1), где находится главный максимум неискаженной диаграммы направленности.

Известно [1], что мощность, излучаемая антенной:

$$P_{\Sigma} = \operatorname{Re} \int_{S_p} \vec{\Pi}_s \vec{ds}, \quad (3)$$

где $\vec{\Pi}_s$ — комплексный вектор Умова—Пойнтинга на поверхности раскрыва S_p .

Если не учитывать отражений от раскрыва и дифракции на его краях, то при выполнении условия $\lambda_{\text{кр}i} \gg \lambda$, используя соотношение $E_{is} = W_0 H_{is}$ и условие

$$\vec{E}_s \vec{H}_s^* = \frac{1}{W_0} \left[\vec{E}_s (\vec{n} \times \vec{E}_s^*) \right] = 0,$$

получаем

$$\operatorname{Re} \vec{\Pi}_{sn} = \frac{1}{2W_0} E_s^2. \quad (4)$$

Здесь $\vec{\Pi}_{sn}$ — модуль вектора Умова—Пойнтинга, нормального к поверхности раскрыва;

\vec{n} — единичная внешняя нормаль к поверхности раскрыва;

W_0 — волновое сопротивление свободного пространства;

$$\vec{E}_s = \sum_i \vec{E}_{is}; \quad \vec{H}_s = \sum_i \vec{H}_{is};$$

$\vec{E}_{is}, \vec{H}_{is}$ — поля колебания i -го типа в раскрыве.

Из (3) с учетом (4) получим

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2W_0} \int_{S_p} E_s^2 ds, \quad (5)$$

где

$$E_s^2 = \left(\sum_i E_{isy} \right)^2 + \left(\sum_i E_{isx} \right)^2 \quad (6)$$

в декартовой системе координат.

Мощность излучения ненаправленного излучателя при указанных выше ограничениях равна

$$P_{\Sigma 0} = 4\pi R^2 \operatorname{Re} \vec{\Pi}_{Rn}, \quad (7)$$

где $\vec{\Pi}_{Rn}$ — модуль вектора Умова—Пойнтинга апертурной антенны в направлении нормали к раскрыву;

R — расстояние до точки, где определяется поле.

В случае возбуждения в раскрыве волн, симметричных относительно оси y (рис. 1), поля в дальней зоне в направлении оси z , согласно [2], равны

$$E_{Ry}(H_{Rx}) = -\frac{1}{\lambda R} \int_{S_p} E_{sy}(H_{sx}) ds, \quad (8)$$

где

$$E_{sy} = \sum_i E_{isy}; \quad (9)$$

$H_{sx} = \sum_i H_{isx}$; E_{isy} ; H_{isx} — составляющие поля колебания i -го типа в раскрыве вдоль оси y и x соответственно.

Учитывая, что в дальней зоне $E_{Ry} = -W_0 H_{Rx}$, имеем

$$\text{Re } \Pi_{Rn} = \frac{1}{2W_0} E_{Ry}^2. \quad (10)$$

Из соотношения (7) с учетом (10) и (8) получаем

$$P_{\Sigma 0} = \frac{2\pi}{\lambda^2 W_0} \left(\int_{S_p} E_{sy} ds \right)^2. \quad (11)$$

К. и. п. р. в направлении нормали к раскрыву (по оси z) согласно (2), с учетом (5), (6), (9), (11) можно представить в следующем виде:

$$\nu_1 = \frac{1}{S_p} \cdot \frac{\sum_{m, l=1}^N \int_{S_p} E_{msy} ds \int_{S_p} E_{l sy} ds}{\sum_{m, l=1}^N \int_{S_p} E_{msx} E_{l sx} ds + \sum_{m, l=1}^N \int_{S_p} E_{msy} E_{l sy} ds}. \quad (12)$$

Рассчитаем по (12) к. и. п. р. круглого раскрыва, возбужденного волнами H_{11} и H_{12} . Интегрирование в формуле (12) выполним в цилиндрической системе координат, направленные орты которой обозначил $\vec{\rho}_0$, $\vec{\varphi}_0$, \vec{z}_0 (рис. 1)

$$\nu_1 = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\left[\sum_{m=1}^2 \int_0^1 \int_0^{2\pi} E_{ms} \delta d\delta d\varphi \right]^2}{\sum_{m=1}^2 \int_0^1 \int_0^{2\pi} E_{msx}^2 \delta d\delta d\varphi + \sum_{m=1}^2 \int_0^1 \int_0^{2\pi} E_{msy}^2 \delta d\delta d\varphi + 2 \int_0^1 \int_0^{2\pi} (E_{1sx} E_{2sx} + E_{1sy} E_{2sy}) \delta d\delta d\varphi}, \quad (13)$$

где $\delta = \frac{\rho}{R}$; R — радиус раскрыва.

Поперечные составляющие поля волны H_{mn} в круглом волноводе, согласно [3], имеют вид

$$\begin{aligned} E_\rho &= \frac{\omega\mu}{k_c^2} \cdot \frac{m}{\rho} B_{mn} J_m(k_c\rho) \sin m\varphi; \\ E_\varphi &= \frac{\omega\mu}{k_c} B_{mn} J'_m(k_c\rho) \cos m\varphi, \end{aligned} \quad (14)$$

где $k_c = \frac{\mu_{mn}}{R}$; μ_{mn} — корни J'_m .

Составляющие поля E_y , E_x связаны с E_ρ , E_φ формулами

$$\begin{aligned} E_y &= E_\rho \sin \varphi + E_\varphi \cos \varphi; \\ E_x &= E_\rho \cos \varphi - E_\varphi \sin \varphi. \end{aligned} \quad (15)$$

Воспользовавшись (14) и (15), в случае волн типа H_{11} и H_{12} получим

$$\begin{aligned} E_{tsy} &= 2A_{1l} \left[\frac{J_1(\mu_{1l}\delta) \sin^2 \varphi}{\mu_{1l}\delta} + J'_1(\mu_{1l}\delta) \cos^2 \varphi \right]; \\ E_{tsx} &= 2A_{1l} \left[\frac{J_1(\mu_{1l}\delta) \sin \varphi \cos \varphi}{\mu_{1l}\delta} - J'_1(\mu_{1l}\delta) \sin \varphi \cos \varphi \right]. \end{aligned} \quad (16)$$

Формулы (16) после преобразований [4] приводятся к виду, удобному для интегрирования:

$$E_{tsy} = A_{1l} [J_0(\mu_{1l}\delta) - J_2(\mu_{1l}\delta) \cos 2\varphi]; \quad (17)$$

$$E_{tsx} = -A_{1l} J_2(\mu_{1l}\delta) \sin 2\varphi. \quad (18)$$

Используя (17) и (18), получаем

$$\begin{aligned} E_{1sx}E_{2sx} + E_{1sy}E_{2sy} &= A_{11}A_{12} \{ J_0(\mu_{11}\delta) J_0(\mu_{12}\delta) + J_2(\mu_{11}\delta) J_2(\mu_{12}\delta) - \\ &- [J_0(\mu_{11}\delta) J_2(\mu_{12}\delta) + J_0(\mu_{12}\delta) J_2(\mu_{11}\delta)] \cos 2\varphi \}. \end{aligned} \quad (19)$$

Подставив (17), (18) и (19) в формулу (13), после интегрирования и преобразований [4], имеем

$$\gamma_1 = \frac{(a_2k + a_1)^2}{b_2k^2 + ck + b_1}, \quad (20)$$

где

$$a_l = \frac{J_1(\mu_{1l})}{\mu_{1l}};$$

$$b_l = \frac{1}{2} \left[J_0^2(\mu_{1l}) + \left(1 - \frac{2}{\mu_{1l}^2} \right) J_1^2(\mu_{1l}) \right];$$

$$\begin{aligned} c &= \frac{2}{\mu_{11}^2 - \mu_{12}^2} \left[\mu_{11} J_0(\mu_{12}) J_1(\mu_{11}) - \right. \\ &- \left. \mu_{12} J_0(\mu_{11}) J_1(\mu_{12}) - \frac{\mu_{11}^2 - \mu_{12}^2}{\mu_{11}\mu_{12}} J_1(\mu_{11}) J_1(\mu_{12}) \right]; \end{aligned}$$

$$k = \frac{A_{12}}{A_{11}}$$

A_{11} , A_{12} — амплитуды полей волн H_{11} и H_{12} соответственно.

По формуле (20) на ЭВМ была рассчитана для кругового раскрыва, возбужденного волнами H_{11} и H_{12} , функция $\nu_1(k)$, график которой представлен на рис. 2 (кривая 1).

По аналогичной методике определена зависимость к. и. п. р. ν_2 прямоугольного раскрыва, возбужденного волнами H_{10} и H_{30} , от соотношения амплитуд этих полей $k = \frac{A_{30}}{A_{10}}$:

$$\nu_2 = \frac{8}{\pi^2} \cdot \frac{\left(1 - \frac{k}{3}\right)^2}{1 + k^2}. \quad (21)$$

График зависимости приведен на рис. 2 (кривая 2).

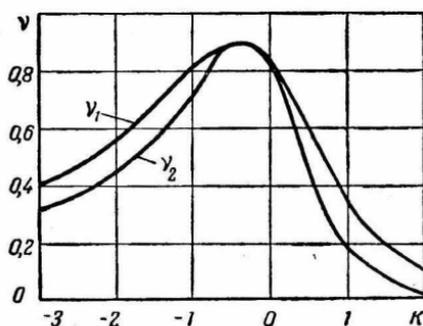


Рис. 2.

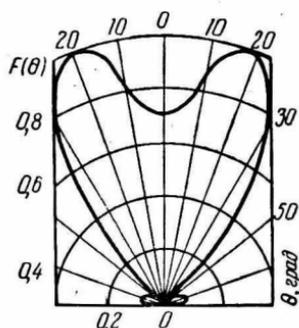


Рис. 3.

По полученным из (20) и (21) значениям ν_1 можно определить к. н. д. в осевом направлении для различных соотношений λ и размеров раскрыва, используя соотношение (1). Из формул (20) (21) видно, что колебания высших типов ($k \neq 0$) приводят к изменению к. н. д. и к. и. п. р. антенны в осевом направлении (рис. 2, кривая 1, 2).

При благоприятном соотношении амплитуд и фаз полей волн основного и высшего типов коэффициенты ν_1 и ν_2 увеличиваются в сравнении со случаем $k = 0$. В нашем примере коэффициент ν_1 достигает максимума 0,91, а ν_2 — максимума 0,90 при одинаковом $k = -0,4$. Знак минус указывает, что сдвиг фазы ψ между колебаниями основного и высшего типов равен 180° .

При неблагоприятном соотношении амплитуд к. и. п. р. в осевом направлении снижается, причем более резко в случае, когда колебания основного и высшего типов синфазны ($k > 0$, $\psi = 0$, рис. 2). Например, $\nu_2 = 0,5\nu_{2\max}$ уже при $k = 0,5$.

Снижение к. н. д. в осевом направлении объясняется искажениями диаграммы направленности, происходящими при накладке полей волн высших типов на поле волны основного типа. Для

примера на рис. 3 приведена расчетная диаграмма направленности в плоскости H прямоугольного раскрыва с размером раскрыва в плоскости H $L_H = 3,2\lambda$, возбужденного полями волн типов H_{10} и H_{30} при $k = 1,5$. В осевом направлении диаграмма направленности имеет провал, который увеличивается с увеличением отношения k .

ВЫВОДЫ

1. При возникновении условий для возбуждения раскрывов антенн колебаниями нескольких типов параметры антенн зависят от соотношения амплитуд и фаз колебаний основного и высшего типов.

2. Если это соотношение неблагоприятно, возможно значительное снижение к. н. д. в осевом направлении и искажение формы диаграммы направленности.

3. Возбуждение колебаний высших типов можно использовать для повышения к. н. д. антенн. В этом случае необходимо рассчитать и обеспечить оптимальное соотношение амплитуд и фаз колебаний основного и высшего типов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. З. Айзенберг. Антенны ультракоротких волн. Связьиздат, 1957. 699 с.
2. Р. Кюн. Микроволновые антенны. Изд-во «Судостроение», 1967. 517 с.
3. Л. Д. Гольдштейн, Н. В. Зернов. Электромагнитные поля и волны. Изд-во «Советское радио», 1971. 662 с.
4. Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. Специальные функции. Изд-во «Наука», 344 с. 1968.