Список использованных источников

1. Ворох Д.А., Иванова Я.А. Эквивалентная схема мостового вихретокового преобразователя // Актуальные проблемы радиоэлектроники и телекоммуникаций: материалы Всероссийской научно-технической конференции (г. Самара,16- 18мая 2017г) Самара: ООО «Офорт», 2017. С. 58-60.
2. Д.А. Ворох, А.И. Данилин, У.В. Бояркина. Синхронный детектор для мостового вихретокового преобразователя / Известия Самарского научного центра Российской академии наук. 2017. Т. 19, № 4. С. 167-170
3. Д.А. Ворох, А.И. Данилин. Амплитудный детектор для мостового вихретокового преобразователя //Актуальные проблемы радиоэлектроники и телекоммуникаций: материалы Всероссийской научно-технической конференции (г. Самара, 16- 18мая 2017г) Самара: ООО «Офорт», 2017. С. 19-21.

УДК 621.396.67

ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕЭЛЕМЕНТАРНЫХ РАМОЧНЫХ АНТЕНН

А.А. Балуков
«Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва», г. Самара

В учебных материалах для студентов приводятся расчеты для элементарных антенн типовых конфигураций (круглая и прямоугольная рамки), для которых наибольший линейный размер d полагается намного меньшим длины волны λ (d<< λ). Неэлементарные антенны затрагивают в основном только вскользь с приведением готовой формулы. В работе приведена методика расчета характеристик неэлементарной рамочной антенны в дальней зоне излучения. Для расчетов используем аппарат векторного электрического потенциала, который для гармонических полей представляется комплексным вектором $\dot{\bar{A}}(\bar{r})$, подчиняющимся неоднородному уравнению Гельмгольца с заданным вектором комплексной плотности тока $\bar{J}(\bar{r}')$ в правой части. Решение этого уравнения для свободного пространства определяется соотношением:

$$\dot{\bar{A}}(\bar{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{V'} \bar{J}(\bar{r}') \frac{e^{-ikR(\bar{r}')}}{R(\bar{r}')} dV' \qquad (1)$$

Здесь $\bar{r}$, $\bar{r}'$ - радиус-векторы точек наблюдения и источника соответственно; V'- объем источника; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; R – расстояние между точками источника и наблюдения, которое с учетом разложения в ряд Тейлора по степеням малого параметра $\frac{r'}{r}$ представляется в виде:

$$R = |\bar{r} - \bar{r}'| = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr'\cos\alpha} = r - r'\cos\alpha + \frac{r'^2}{2r} sin^2\alpha +$$
$$+ \cdots = r - \Delta r + \delta r;\ \Delta r = r'\cos\alpha\,;\ \cos\alpha = (\bar{1}_r, \bar{1}_{r'})$$

Δr содержит r' в первой степени, δr – во второй и более высоких степенях.

Для дальней зоны в соотношении (1) полагается $\Delta r \gg \delta r \approx 0$, причем для быстроосциллирующей функции e^{-ikR} и медленной функции $\frac{1}{R}$ принимаются приближения:

$$\frac{1}{R} \approx \frac{1}{r};\quad e^{-ikR} \approx e^{-ik(r-\Delta r)}$$

При этом

$$\dot{\bar{A}}(\bar{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{e^{-ikr}}{r}\int\limits_{V'} \bar{J}(\bar{r}')e^{ik\Delta r(\bar{r}')}\,dV' \qquad (2)$$

Через вычисленный по (2) вектор $\dot{\bar{A}}$ определяется магнитное поле $\dot{\bar{H}}$, а по $\dot{\bar{H}}$ при помощи первого уравнения Максвелла – электрическое поле $\dot{\bar{\mathrm{E}}}$:

$$\dot{\bar{H}} = \frac{1}{\mu_0} rot\left(\dot{\bar{A}}\right);\quad \dot{\bar{E}} = \frac{1}{i\omega\varepsilon_0} rot\dot{\bar{H}}$$

Для дальней зоны эти соотношения приводятся к выражениям векторов поля через поперечную относительно $\bar{1}_r$ составляющую векторного потенциала $\dot{\bar{A}}_\perp$ (1):

$$\dot{\bar{H}} \approx \frac{ik}{\mu_0}\left[\dot{\bar{A}}_\perp, \bar{1}_r\right];\ \dot{\bar{E}} \approx -i\omega\dot{\bar{A}}_\perp \qquad (3)$$

Рассмотрим круглую неэлементарную рамку диаметра $d = 2a$ (рисунок 1). Координаты точек источника $Q(\bar{r}')$: сферические координаты $r' = \rho' = \alpha, \theta' = \frac{\pi}{2}$, φ'; цилиндрические координаты $\rho' == r' = a,\ \varphi'$, $z' = 0$. Координаты точки наблюдения $P(\bar{r})$: сферические r, θ, φ; цилиндрические ρ, φ, z. При этом

$$dV' = \rho' d\rho'\, d\varphi'\, dz';\ \Delta r = r'\cos\alpha = \rho'\sin\theta\cos\psi\,;\ \psi = \varphi' - \varphi \qquad (4)$$

Плотность тока зададим в виде:

$$\dot{\bar{J}}(\bar{r}') = \bar{1}_{\varphi'}\dot{I}\delta(\rho' - a)\delta(z' - 0);\ \dot{I} = I_m e^{i\omega t} \qquad (5)$$

Подставляя (4) и (5) в (2), и учитывая свойства δ- функции, получим:

$$\dot{\bar{A}}(\bar{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi}\dot{I}a\frac{e^{-ikr}}{r}\int_0^{2\pi}\bar{1}_{\varphi'}e^{i\xi\cos\psi}\,d\psi;$$
$$\xi = \xi_0\sin\theta = ka\sin\theta = \frac{\pi d}{\lambda}\sin\theta \qquad (6)$$

Переведем орт $\bar{1}_{\varphi'}$ в орты координат точки наблюдения $\bar{1}_{\varphi}, \bar{1}_{\rho}$, не зависящие от положения точек источника:

$$\bar{1}_{\varphi'} = \bar{1}_{\psi} = -\bar{1}_{\rho}\sin\psi + \bar{1}_{\varphi}\cos\psi$$

Учтя, что интеграл при орте $\bar{1}_{\rho}$ обращается в ноль, получим:

$$\dot{\bar{A}}(\bar{r}) = \bar{1}_{\varphi}\frac{\mu_0}{4\pi}\dot{I}a\frac{e^{-ikr}}{r}\int_0^{2\pi}e^{i\xi\cos\psi}\cos\psi\,d\psi \qquad (7)$$

Последний интеграл выражается через функцию Бесселя первого порядка $J_1(\xi)$:

$$\int_0^{2\pi}e^{i\xi\cos\psi}\cos\psi\,d\psi = i\,2\pi\,J_1(\xi).$$

Таким образом: $$\dot{\bar{A}}(\bar{r}) = \bar{1}_{\varphi}i\frac{\mu_0}{2}\dot{I}a\,J_1(\xi)\frac{e^{-ikr}}{r} \qquad (8)$$

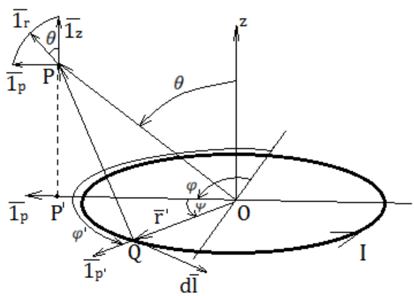


Рисунок 1 – Упрощенная модель круглого рамочного излучателя (P – точка наблюдения поля)

Подставляя (8) в (3), запишем поле в дальней зоне:

$$\dot{E} = \dot{E}_{\varphi} = -Z_0\dot{H}_{\varphi} = Z_0\dot{I}\frac{S}{\lambda a}J_1(\xi)\frac{e^{-ikr}}{r} = Z_0\dot{I}\pi\frac{S}{\lambda^2}\sin\theta\frac{2J_1(\xi)}{\xi}\frac{e^{-ikr}}{r} \qquad (9)$$

где $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$; $S = \pi a^2$- площадь рамки.

Для элементарной рамки согласно ее определению:

$$d = 2a \ll \lambda;\ \ \xi_0 = ka = \frac{\pi d}{\lambda} \ll \pi;\ \ \xi = \xi_0 \sin\theta \ll \pi$$

При этом в выражении (2) разность фаз между возмущениями, поступающими от разных точек излучателя, мала:

$$\mathrm{k}\Delta \mathrm{r} = \mathrm{k}\rho' \sin\theta \cos\psi = \xi \cos\psi \ll \pi,$$

что позволяет в (7) положить:

$$e^{i\xi\cos\psi} \approx 1 + i\xi\cos\psi;\ \ \int_0^{2\pi} e^{i\xi\cos\psi} \cos\psi\, d\psi \approx i\pi\xi$$

Таким образом, для элементарной рамки вместо (8) и (9) получим известные соотношения:

$$\dot{\bar{A}}(\bar{r}) = \bar{1}_\varphi i \frac{\mu_0}{4} \dot{I} a^2 k \sin\theta \frac{e^{-ikr}}{r}; \qquad \mathrm{E} = \dot{\mathrm{E}}_\varphi = Z_0 \dot{I} \pi \frac{S}{\lambda^2} \sin\theta \frac{e^{-ikr}}{r}. \quad (10)$$

Такой же результат получим с учетом предельных значений функции Бесселя при $1 \gg \xi \to 0$:

$$J_1(\xi) \approx \frac{\xi}{2};\ \ \frac{2\, J_1(\xi)}{\xi} \approx 1.$$

Согласно (9) для неэлементарной круглой рамки амплитудная характеристика направленности (АХН) может быть представлена в виде:

$$f(\theta) = 0{,}5\xi_0 F_э(\theta) F_н(\theta) = |\, J_1(\xi_0 \sin\theta)|,$$

где $F_э(\theta) = \sin\theta$ – АХН элементарной рамки,
$F_н(\theta) = \frac{2|\, J_1(\xi(\theta))|}{\xi(\theta)}$ – интерференционный множитель: $F_н(0) = 1$.
Функция $J_1(\xi)$ имеет максимум при значении аргумента $\xi = 1{,}84$, равном первому корню производной $J_1{}'(\xi)$: $max\, J_1(\xi) = J_1(1{,}84) = 0{,}58$.

При $\xi_0 = ka < 1{,}84$ максимум $f(\theta)$ достигается при $\theta_m = \frac{\pi}{2}$ и составляет $f_{max} = J_1(\xi_0)$, при этом нормированная АХН:

$$F(\theta) = \frac{f(\theta)}{f_{max}} = \frac{|\, J_1(\xi_0 \sin\theta)|}{J_1(\xi_0)}. \quad (11)$$

При $\xi_0 = ka \geq 1{,}84$ максимум $f(\theta)$ достигается при θ_m, определяемом из соотношения:

$$f_{max} = J_1(\xi_0 \sin\theta_m) = J_1(1{,}84) = 0{,}58; \ \ \sin\theta_m = \frac{1{,}84}{\xi_0} \leq 1,$$

при этом нормированная АХН:

$$F(\theta) = \frac{|J_1(\xi_0 \sin\theta)|}{0{,}58}. \tag{12}$$

При $\xi_0 = 1{,}84$ $F(\theta)$ имеет единственный максимум в направлении $\theta_m = \frac{\pi}{2}$.

Нормированные диаграммы направленности круглой рамки, рассчитанные по (11) и (12) для ряда значений ξ_0, представлены на рисунках 2 и 3.

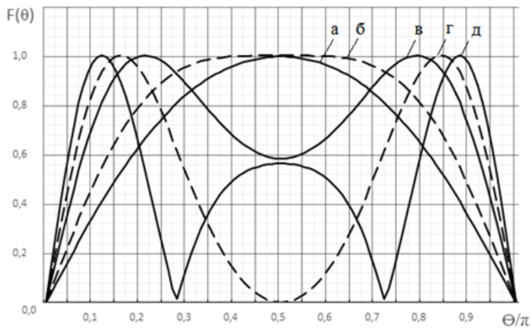
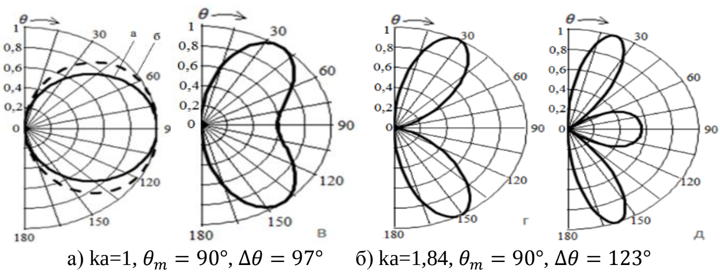


Рисунок 2 – Диаграммы направленности неэлементарной круглой рамки в декартовых координатах



а) ka=1, $\theta_m = 90°$, $\Delta\theta = 97°$ б) ka=1,84, $\theta_m = 90°$, $\Delta\theta = 123°$
в) ka=3, $\theta_{m1} = 38°$, $\theta_{m2} = 142°$, $\Delta\theta_1 = \Delta\theta_2 = 50°$
г) ka=3,83, $\theta_{m1} = 29°$, $\theta_{m2} = 151°$, $\Delta\theta_1 = \Delta\theta_2 = 33°$
д) ka=5, $\theta_{m1} = 22°$, $\theta_{m2} = 158°$, $\Delta\theta_1 = \Delta\theta_2 = 23°$

Рисунок 3 – Диаграммы направленности неэлементарной круглой рамки в полярных координатах

При $1{,}84 < \xi_0 < 3{,}83$ диаграмма имеет два единичных максимума при $\theta_m < \frac{\pi}{2}$, и минимум между ними (при $\theta = \frac{\pi}{2}$). При $\xi_0 = 3{,}83$ этот минимум обращается в ноль, а при $\xi_0 > 3{,}83$ на месте минимума появляется третий лепесток с неединичным максимумом.

Для круглой рамки энергетически выгодным является режим $\xi_0 = 1{,}84$, так как вся энергия излучения сосредоточена в одном направлении $\theta_m = \frac{\pi}{2}$. В этом режиме амплитуда поля в направлении максимального излучения: $\mathrm{E}_{\text{макс}} = \left|\dot{\mathrm{E}}(\theta_m)\right| = 0{,}91 Z_0 \left|\dot{I}\right| \frac{d}{\lambda r}$, а ширина ДН по уровню $F(\theta_{1,2}) = \frac{1}{\sqrt{2}}$ определяется соотношениями:

$$F(\theta_{1,2}) \equiv \frac{J_1(\xi_{1,2})}{0{,}58} = \frac{1}{\sqrt{2}};\;\; J_1(\xi_{1,2}) = 0{,}41;\;\; \xi_{1,2} \equiv 1{,}84 \sin\theta_{1,2} = 0{,}91;$$
$$\theta_1 = 29{,}5°;\;\; \theta_2 = 150{,}5°;\;\; \Delta\theta = 121°$$

Для элементарной круглой рамки ($\theta_m = \frac{\pi}{2}$):

$$\mathrm{E}_{\text{макс}}{}^{\text{э}} = \left|\dot{\mathrm{E}}^{\text{э}}(\theta_m)\right| = Z_0 \left|\dot{I}\right| \left(\frac{d^{\text{э}}}{\lambda}\right)^2 \frac{\pi^2}{4r},$$

а ширина ДН $\Delta\theta = 90°$. При этом выигрыш по максимуму амплитуды для круглой рамки при $\xi_0 = 1{,}84$ по сравнению с элементарной составляет:

$$\mathrm{B} = \frac{\mathrm{E}_{\text{макс}}}{\mathrm{E}_{\text{макс}}{}^{\text{э}}} = 0{,}37 \left(\frac{d}{\lambda}\right) \Big/ \left(\frac{d^{\text{э}}}{\lambda}\right)^2 .$$

Если учесть, что в рассматриваемом режиме $\frac{d}{\lambda} \approx 0{,}59$ и принять $\frac{d^{\text{э}}}{\lambda} \leq 0{,}1$, то получим: $\frac{d}{d^{\text{э}}} \geq 0{,}59$, $\mathrm{B} \geq 21$, по максимуму вектора Пойнтинга $\mathrm{B}^2 \geq 441$, в децибелах $20 \lg \mathrm{B} \geq 26{,}4$ дБ.

Далее рассмотрим прямоугольную неэлементарную рамку с размерами $h \times l$ (рисунок 4). Используем декартову систему координат: x, y, z – точка наблюдения, $x', y', z' = 0$ - точки источника. Плотность тока зададим в виде:

$$\dot{j}(\bar{r}') = \dot{I}\{\bar{1}_x \left[\delta\left(y' + \frac{l}{2}\right) - \delta\left(y' - \frac{l}{2}\right)\right] + \bar{1}_y \left[\delta\left(x' - \frac{h}{2}\right) - \delta\left(x' + \frac{l}{2}\right)\right]\}\delta(z' \quad (13)$$
$$\dot{I} = I_m e^{i\omega t}$$

Используем соотношение (2). Выразим R через декартовы координаты, пренебрегая квадратичными членами:

$$R = |\bar{r} - \bar{r}'| = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2} \approx r - \frac{xx' + yy'}{r} = r - \Delta r(\bar{r}') \qquad (14)$$

Подставляя (13) и (14) в (2) и учитывая свойства -функций, получим:

$$\dot{\bar{A}}(\bar{r}) = \frac{\dot{I}\mu_0}{4\pi}\frac{e^{-ikr}}{r}\{\bar{1}_x \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \left[e^{i\left(xx' - y\frac{l}{2}\right)\frac{k}{r}} - e^{i\left(xx' + y\frac{l}{2}\right)\frac{k}{r}}\right] dx' +$$
$$+\bar{1}_y \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \left[e^{i\left(x\frac{h}{2} + yy'\right)\frac{k}{r}} - e^{i\left(-x\frac{h}{2} + yy'\right)\frac{k}{r}}\right] dx'\} =$$
$$= i\frac{\dot{I}\mu_0}{2\lambda} S \frac{\sin u}{u}\frac{\sin v}{v}\left(-\bar{1}_x\frac{y}{r} + \bar{1}_y\frac{x}{r}\right)\frac{e^{-ikr}}{r} \qquad (15)$$

Здесь

$$S = hl, \; u = \frac{khx}{2r}; \quad v = \frac{kly}{2r} \; . \qquad (16)$$

Используя соотношения между декартовыми (x, y, z) и сферическими (r, θ, φ) координатами, переведем $\dot{\bar{A}}(\bar{r})$ в сферические координаты:

$$\dot{\bar{A}}(\bar{r}) = \bar{1}_\varphi i \frac{\dot{I}\mu_0}{2\lambda} S \sin\theta \frac{\sin u}{u}\frac{\sin v}{v}\frac{e^{-ikr}}{r} \; , \qquad (17)$$

где

$$u = 0{,}5kh\sin\theta\cos\varphi; \;\; v = 0{,}5kl\sin\theta\cos\varphi \qquad (18)$$

Подставляя (17) в (3), получим выражения поля прямоугольной рамки в дальней зоне:

$$\mathrm{E} = \dot{\mathrm{E}}_\varphi = -Z_0\dot{H}_\theta = Z_0\dot{I}\pi\frac{S}{\lambda^2}\sin\theta\frac{\sin u}{u}\frac{\sin v}{v}\frac{e^{-ikr}}{r} \qquad (19)$$

Для элементарной прямоугольной рамки:

$$h \ll \lambda; \;\; l \ll \lambda; \;\; u \ll \pi; \;\; v \ll \pi; \;\; \frac{\sin u}{u} \approx 1; \;\; \frac{\sin v}{v} \approx 1,$$

при этом из (19) следует приведенное выше выражение (10).

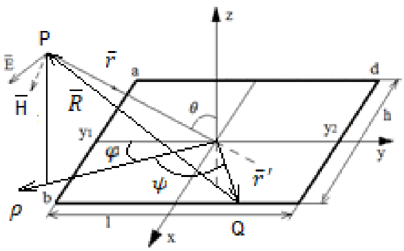


Рисунок 4 – Схематичное представление прямоугольной рамки

В плоскости xOz ($\varphi = 0$) получим согласно (18), (19):

$$u = 0{,}5kh\sin\theta\,;\ v = 0;\ \frac{\sin v}{v} = 1,$$

$$\dot{\mathrm{E}}^{(x)} = \dot{\mathrm{E}}_{\varphi} = Z_0 \dot{I} \pi \frac{S}{\lambda^2} \sin\theta \frac{\sin u}{u} \frac{e^{-ikr}}{r}.$$

В плоскости yOz ($\varphi = \frac{\pi}{2}$) имеем:

$$v = 0{,}5kl\sin\theta\,;\ u = 0;\ \frac{\sin u}{u} = 1,$$

$$\dot{\mathrm{E}}^{(y)} = \dot{\mathrm{E}}_{\varphi}(r,\theta,\frac{\pi}{2}) = Z_0 \dot{I} \pi \frac{S}{\lambda^2} \sin\theta \frac{\sin v}{v} \frac{e^{-ikr}}{r}$$

Введя обозначения $d \in \{h,l\}$; $\xi_0 = 0{,}5kd = \frac{d\pi}{\lambda}$; $\xi(\theta) = \xi_0 \sin\theta \in \{u,v\}$, запишем выражение для двух ортогональных плоскостей $(\varphi = 0, \frac{\pi}{2})$ в обобщенном виде:

$$\dot{\mathrm{E}}^{(x,y)} = Z_0 \dot{I} \pi \frac{S}{\lambda^2} \sin\theta \frac{\sin\xi(\theta)}{\xi(\theta)} \frac{e^{-ikr}}{r} = Z_0 \dot{I} \frac{S}{\lambda d} \sin\xi(\theta) \frac{e^{-ikr}}{r} \qquad (20)$$

Согласно (20) для неэлементарной прямоугольной рамки АХН, в общем случае ненормированная, в двух ортогональных плоскостях ($\varphi = 0, \frac{\pi}{2}$) запишется в виде:

$$f(\theta) = |\sin(\xi_0 \sin\theta)| = \xi_0 F_{э}(\theta) F_{н}(\theta), \qquad (21)$$

где $F_{э}(\theta) = \sin\theta$ – АХН элементарной рамки, $F_{н}(\theta) = \frac{|\sin\xi(\theta)|}{\xi(\theta)}$ – интерференционный множитель. Диаграммы направленности для ряда значений параметра ξ_0 представлены на рисунках 5 и 6. При $\xi_0 < \frac{\pi}{2}$, $(d < \frac{\lambda}{2})$ максимум $f(\theta)$ не достигает единицы и имеет место при $\theta_m = 90°$ (см. рисунок 6). На рисунке 5 показан график нормированной АХН:

$$F(\theta) = \frac{f(\theta)}{f_{max}} = \frac{|sin(\xi_0 \sin\theta)|}{\sin\xi_0}$$

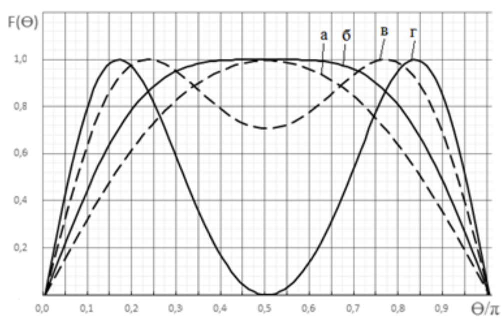
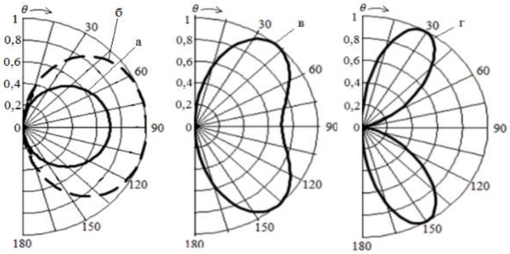


Рисунок 5 – Диаграммы направленности неэлементарной квадратной рамки в декартовых координатах



а) $\xi_0 = \frac{\pi}{4}$ $(d = \frac{\lambda}{4})$, $\theta_m = 90°$, $\Delta\theta = 97°$ б) $\xi_0 = \frac{\pi}{2}$ $(d = \frac{\lambda}{2})$, $\theta_m = 90°$, $\Delta\theta = 120°$

в) $\xi_0 = \frac{3\pi}{2}$ $(d = \frac{3\lambda}{2})$, $\theta_{m1} = 45°$, $\theta_{m2} = 135°$, $\Delta\theta_1 = \Delta\theta_2 = 63°$

г) $\xi_0 = \pi$ $(d = \lambda)$, $\theta_{m1} = 30°$, $\theta_{m2} = 150°$, $\Delta\theta_1 = \Delta\theta_2 = 38°$

Рисунок 6 – Диаграммы направленности неэлементарной квадратной рамки в полярных координатах

При $\xi_0 \geq \frac{\pi}{2} max f(\theta) = 1$ и нормированная АХН $F(\theta)$ совпадает с $f(\theta)$:

$$F(\theta) = f(\theta) = |sin(\xi_0 \sin\theta)|.$$

При $\frac{\pi}{2} < \xi_0 < \pi$ ДН имеет два единичных максимума и минимум между ними, который обращается в ноль при $\xi_0 = \pi$. При $\xi_0 > \pi$ аналогично круглой рамке появляется третий максимум в направлении $\theta_m = 90°$. При $(2m-1)\frac{\pi}{2} \leq \xi_0 < (2m+1)\frac{\pi}{2}$, где m – целое положительное число, в интервале $0 \leq \theta_m \leq \frac{\pi}{2}$ существуют m единичных максимумов при значениях θ_m, определяемых выражениями:

$$F(\theta_m) \equiv |sin(\xi_0 \sin\theta_m)| = 1; \quad \sin\theta_m = \frac{0{,}5\pi(2m-1)}{\xi_0}$$

Столько же единичных максимумов имеется в интервале $\frac{\pi}{2} \leq \theta_m \leq \pi$.

Для прямоугольной рамки энергетически выгодным является режим $\xi_0 = \frac{\pi}{2}$ (по той же причине, что и для круглой рамки). Токи в противоположных плечах рамки направлены встречно, а разность хода лучей от источника до точки наблюдения дает фазовый сдвиг π, поэтому возмущения от токов синфазны и формируют максимум.

Ширина ДН определяется из соотношений:

$$F(\theta_{1,2}) \equiv |sin(0{,}5\pi \sin\theta_{1,2})| = \frac{1}{\sqrt{2}}; \quad \theta_{1,2} = 30°, 150°;$$

$\Delta\theta = 120°$ - для неэлементарной рамки. Для элементарной - 90°.

Однако, несмотря на сходство АХН элементарной и неэлементарной рамок, амплитуда поля первой больше, чем у второй.

Согласно (20) для неэлементарной рамки: $E_{макс} = |\dot{E}(\theta_m)| = Z_0|\dot{I}|\frac{d}{\lambda r}$;

для элементарной: $E_{макс}{}^{э} = |\dot{E}^{э}(\theta_m)| = Z_0|\dot{I}|\left(\frac{d^{э}}{\lambda}\right)^2 \frac{\pi}{r}$

Выигрыш по максимуму амплитуды:

$$В = \frac{Е_{макс}}{Е_{макс}{}^{э}} = 0{,}32\left(\frac{d}{\lambda}\right)/\left(\frac{d^{э}}{\lambda}\right)^{2}.$$

В рассматриваемом режиме $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ и, если принять $\frac{d^{э}}{\lambda} \le 0{,}1$, то получим $\frac{d}{d^{э}} \ge 5$, $В \ge 16$, по максимуму вектора Пойнтинга $В^{2} \ge 256$, в децибелах $20 \lg В \ge 24$ дБ.

Список использованных источников

1 Полухин, Ю.Н. Излучение электромагнитных волн: учеб. пособие [Текст] / Ю.Н. Полухин. – Самара: Изд-во СГАУ, 2016. – 156 с.

Балуков А.А., 8(927)295-20-38, balukov_98@mail.ru

УДК 621.384.82

МОДЕЛИРОВАНИЕ УМНОЖИТЕЛЯ НАПРЯЖЕНИЯ ДЛЯ ПИТАНИЯ ОТКЛОНЯЮЩИХ ЭЛЕКТРОДОВ ЭНЕРГОАНАЛИЗАТОРА

Е.А. Мирошников

«Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева», г. Самара

Ключевые слова: энергоанализатор, управляемый источник, электростатическое поле.

Для регистрации потоков заряженных частиц и анализа их характеристик часто применяются электростатические энергоанализаторы. Принцип их действия состоит в отклонении пучка частиц полем известной напряженности и дальнейшим детектированием ионного тока. Микроконтроллер при этом управляет работой устройства, загружает коды выборок управляющего напряжения заданной формы в ЦАП, диапазон напряжений расширяется благодаря использованию управляемых источников высокого напряжения, напряжение с выхода которых подается на систему электродов. Микроконтроллер сохраняет в памяти значения напряжений на электродах, при которых частицы достигают детектора. В дальнейшем сохраненные значения напряжений пересчитываются в энергию пучка. Благодаря использованию системы с цифровой обратной связью на основе аналого-цифрового преобразования напряжения на выходе управляемого источника возможна точная подстройка и увеличение точностных характеристик прибора.

Рассмотрим схему управляемого источника изображенную на рисунке 1. Промоделируем данную схему в пакете OrCAD и получим зависимости