

УДК 621.396.3

ИЗЛУЧЕНИЕ СИММЕТРИЧНОГО МОДИФИЦИРОВАННОГО БИКОНИЧЕСКОГО ВИБРАТОРА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Г. Г. Гошин, Г. Г. Кравченко, В. Г. Мышкин

Теоретически исследуется излучение симметричного модифицированного биконического вибратора, плечи которого образованы выходящими из центра радиальными проводниками. Соответствующая граничная задача решена для модели вибратора в виде радиально проводящей биконической поверхности, возбуждаемой фазированными кольцевыми системами δ -генераторов. Проведены расчеты диаграмм направленности и поляризационных характеристик вибратора при различных режимах возбуждения.

Под модифицированным биконическим вибратором понимаем вибратор, плечи которого выполнены из радиальных проводников, расположенных на биконической поверхности и выходящих из ее центра. В [1] в приближении анизотропно проводящей модели получено решение граничной задачи о возбуждении фазированными кольцевыми δ -образными источниками радиальной биконической линии и сделано предположение о том, что отрезок такой линии может быть использован в качестве широкополосной антенны с управляемой поляризацией излучения. С целью проверки сделанного предположения, а также исследования характеристик излучения модифицированного биконического вибратора и была проделана настоящая работа.

Соответствующая граничная задача при помощи интегрального преобразования Конторовича — Лебедева свелась к обобщенному функциональному уравнению Винера — Хопфа, стандартным приемом преобразованному в эквивалентную систему линейных алгебраических уравнений второго рода бесконечного порядка с вполне непрерывным матричным оператором. Численное решение этой системы позволило произвести расчеты характеристик излучения рассматриваемой антенны в зависимости от угла раскрыва и длины образующей при различных режимах возбуждения.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В сферической системе координат рассмотрим поверхность $\theta = \gamma$, $\pi - \gamma$, $r \leq a$, идеально проводящую вдоль радиальных линий $\varphi = \text{const}$ и не проводящую в азимутальном направлении $r = \text{const}$ (рис. 1). Поверхность возбуждается фазированными по закону бегущей волны кольцевыми δ -образными источниками (δ -генераторами), включенными при $r = r_0$ в разрыв линий проводимости. Так как поле в радиально проводящей биконической линии описывается лишь одним электрическим потенциалом Дебая $U(r, \theta, \varphi)$ [1], то в качестве граничных условий достаточно взять

$$\begin{aligned} E_{r_{1,3}} &= -K_r e^{im\varphi} \delta(r - r_0), & \theta &= \gamma, & r < a, \\ E_{r_{2,3}} &= -K_l e^{im\varphi} \delta(r - r_0), & \theta &= \pi - \gamma, & r < a, \end{aligned} \quad (1)$$

где $E_r = (\partial^2/\partial r^2 + k^2)rU$, $k = \omega \sqrt{\epsilon\mu}$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$; индекс 1

относится к области $0 \leq \theta < \gamma$, 2 — к области $\pi - \gamma < \theta \leq \pi$, 3 — к области $\gamma < \theta < \pi - \gamma$, $K_{r,l}$ — напряжения, создаваемые δ -генераторами*.

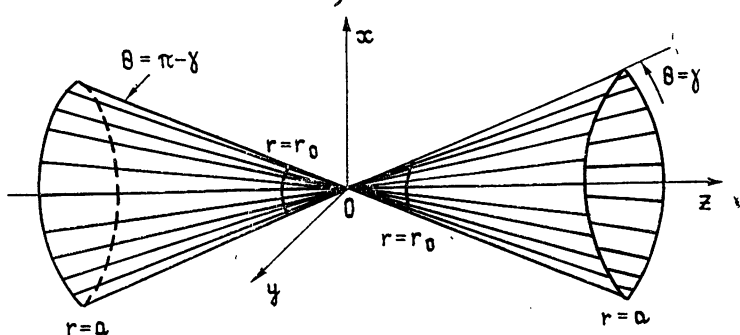


Рис. 1.

Для получения однозначного решения необходимо задать дополнительные условия в центре ($r \rightarrow 0$) и на краях ($r \rightarrow a$) биконической поверхности, которые запишем для плотности поверхностного тока $j_r(r, \varphi) = j_m(r) e^{im\varphi}$. Если линии проводимости в вершине разомкнуты, то на основании результатов работы [1] имеем

$$j_m(r) \sim \text{const}, \quad r \rightarrow 0, \quad \theta = \gamma, \pi - \gamma. \quad (2)$$

Условия при $r \rightarrow a$ берем в виде

$$j_m(r) \sim (a - r)^\tau, \quad r \rightarrow a, \quad \theta = \gamma, \pi - \gamma, \quad \tau > -1/2. \quad (3)$$

Такое ограничение на поведение $j_m(r)$ является наиболее общим и следует из требования пространственной интегрируемости плотности энергии в окрестности особых точек поверхности.

Окончательно граничная задача формулируется следующим образом: найти потенциал $U(r, \theta, \varphi)$, являющийся решением однородного уравнения Гельмгольца, обеспечивающий выполнение условия излучения, граничных условий (1) и дополнительных условий (2), (3).

2. НАХОЖДЕНИЕ РЕШЕНИЯ

Решение поставленной задачи будем искать в виде интеграла Конторовича — Лебедева:

$$U(r, \theta, \varphi) = \frac{\sin \gamma}{i \pi \sqrt{r}} e^{im\varphi} \int_{\zeta}^{\eta} f_m(\nu) g_\nu^m(\theta, \gamma) I_\nu(sr) \nu d\nu, \quad (4)$$

$$f_m(\nu) = \frac{\omega}{s} \int_0^a j_m(r) K_\nu(sr) \frac{dr}{\sqrt{r}}, \quad \omega = \sqrt{\mu/\epsilon},$$

$$g_\nu^m(\theta, \gamma) = (1/2) \Gamma(1/2 + m + \nu) \Gamma(1/2 + m - \nu) \times$$

$$\times \begin{cases} P_{\nu-1/2}^{-m}(\cos \theta) [P_{\nu-1/2}^{-m}(-\cos \gamma) \pm P_{\nu-1/2}^{-m}(\cos \gamma)], & 0 \leq \theta < \gamma \\ P_{\nu-1/2}^{-m}(\cos \gamma) [P_{\nu-1/2}^{-m}(-\cos \theta) \pm P_{\nu-1/2}^{-m}(\cos \theta)], & \gamma < \theta < \pi - \gamma \\ \pm P_{\nu-1/2}^{-m}(-\cos \theta) [P_{\nu-1/2}^{-m}(-\cos \gamma) \pm P_{\nu-1/2}^{-m}(\cos \gamma)], & \pi - \gamma < \theta \leq \pi \end{cases}$$

* В дальнейшем будем рассматривать случаи возбуждения плеч вибратора в фазе ($K_r = K = K_l$) или в противофазе ($K_r = K = -K_l$), т. е. только синфазный или противофазный способы возбуждения.

где $I_\nu(sr)$ — модифицированная функция Бесселя, $K_\nu(sr)$ — функция Макдональда, $s = -ik$; $P_{\nu-1/2}^{-m}(x)$ — присоединенные функции Лежандра; верхние знаки в выражении для $g_\nu^m(\theta, \gamma)$ и в дальнейшем соответствуют синфазному, а нижние — противофазному способам возбуждения плеч вибратора. Контур интегрирования C проходит вдоль мнимой оси в полосе регулярности подынтегральной функции. Как следует из условия (2), функции $f_m(\nu)$ должны быть регулярны в полосе $-1/2 < \text{Re } \nu < 1/2$, при этом существует представление [2]

$$f_m(\nu) = (1/2) \left[\Gamma(\nu) \left(\frac{sa}{2} \right)^{-\nu} f_m^-(\nu) + \Gamma(-\nu) \left(\frac{sa}{2} \right)^\nu f_m^+(\nu) \right],$$

$$f_m^-(\nu) = f_m^+(-\nu),$$

знаки « \pm » означают регулярность функций в полуплоскостях $\text{Re } \nu > -1/2$ и $\text{Re } \nu < 1/2$ соответственно. Асимптотическое поведение искомых функций следует из условия (3):

$$f_m^\pm(\nu) = O(\nu^{-\nu-1}), \quad |\nu| \rightarrow \infty.$$

Анализ подынтегральных функций в (4) с учетом аналитических свойств $f_m(\nu)$ показывает, что контур C должен проходить в полосе $-1/2 < \text{Re } \nu < 1/2$, тогда $U(r, \theta, \varphi)$ в виде (4) будет удовлетворять всем условиям задачи, если $f_m(\nu)$ выбрать так, чтобы выполнялись граничные условия (1). Последнее требование приводит к функциональному уравнению

$$(\nu^2 - 1/4) \sin \gamma L_m'(\nu) f_m(\nu) + K \sqrt{r_0} K_\nu(sr_0) = D_m(\nu), \quad (5)$$

справедливого для любого m в полосе $-1/2 < \text{Re } \nu < 1/2$, где

$$L_m(\nu) = (1/2) \Gamma(1/2 + m + \nu) \Gamma(1/2 + m - \nu) P_{\nu-1/2}^{-m}(\cos \gamma) \times$$

$$\times [P_{\nu-1/2}^{-m}(-\cos \gamma) \pm P_{\nu-1/2}^{-m}(\cos \gamma)],$$

$$D_m(\nu) = \int_a^\infty E_{rm}(r, \gamma) K_\nu(sr) \sqrt{r} dr$$

— целая функция аргумента ν , имеющая асимптотику

$$D_m(\nu) \sim \Gamma(|\nu|) \left(\frac{sa}{2} \right)^{-|\nu|} d_m(\nu), \quad d_m(\nu) \rightarrow 0, \quad |\nu| \rightarrow \infty.$$

Уравнение (5) относится к классу обобщенных функциональных уравнений Винера — Хопфа и найти его решение в замкнутом виде не удастся. Однако от уравнений такого типа можно перейти к эквивалентной системе линейных алгебраических уравнений бесконечного порядка [2].

С этой целью представим $L_m(\nu)$ в виде

$$L_m(\nu) = L_m^+(\nu) L_m^-(\nu),$$

где $L_m^\pm(\nu)$ регулярны, не имеют нулей и экспоненциального роста в соответствующих полуплоскостях. Функция $L_m(\nu)$ четна и в правой полуплоскости имеет простые полюсы в точках $\nu_{m,n} = m + 2n + 1/2 + \delta$ ($n = 0, 1, 2, \dots$; $\delta = 0$ при синфазном и $\delta = 1$ — при противофазном способах возбуждения), а также две системы простых нулей на вещественной оси, расположенных в точках

$$v_n = v_n^m(\gamma), \quad P_{v_n-1/2}^{-m}(\cos \gamma) = 0, \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots; \quad (6)$$

$$v_n(\gamma) = \frac{\pi(2n-1+\delta)}{\pi-2\gamma} + O(n^{-1}), \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (7)$$

Требуемая факторизация может быть выполнена методом бесконечных произведений [3]. Результат имеет вид

$$L_m^{\pm}(\nu) = 2^{m-1} \left\{ (1/\pi) P_{-1/2}^{-m}(\cos \gamma) [P_{-1/2}^{-m}(-\cos \gamma) \pm P_{-1/2}^{-m}(\cos \gamma)]^{1/2} \times \right.$$

$$\times \left. \left\{ \frac{\Gamma(m/2+3/4) \Gamma(m/2+\nu/2+1/4)}{\Gamma(m/2+1/4) \Gamma(m/2+\nu/2+3/4)} \right\} [v, v_n^m(\gamma)] [v, v_n(\gamma)] \exp[\nu x(\gamma)], \right.$$

$$x(\gamma) = - \left[M_m(\gamma) + M(\gamma) + (\gamma/\pi) \psi(m/2+3/4) - (\gamma/\pi) \ln(\gamma/\pi) - \right. \\ \left. - (1/2) \ln 2 - \frac{\pi-2\gamma}{2\pi} \ln \frac{\pi-2\gamma}{2\pi} + \frac{\pi-2\gamma}{2\pi} \psi(1/2+\delta/2) \right],$$

$$[v, v_n] = \prod_{n=1}^{\infty} (1 + v/v_n) \exp(-v/v_n),$$

$$M_m(\gamma) = \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{\gamma}{\pi(n+m/2-1/4)} - \frac{1}{v_n^m(\gamma)} \right],$$

$$M(\gamma) = \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{\pi-2\gamma}{\pi(2n-1+\delta)} - \frac{1}{v_n(\gamma)} \right],$$

$\psi(z)$ — логарифмическая производная Γ -функции, верхняя строка в $L_m^{\pm}(\nu)$ относится к синфазному, нижняя — к противофазному способам возбуждения. При этом

$$L_m^{-}(\nu) = L_m^{+}(-\nu), \quad L_m^{+}(\nu) = O(\nu^{-1/2}), \quad |\nu| \rightarrow \infty.$$

Используя стандартную методику [2], из уравнения (5) можно получить справедливое для любых ν уравнение, содержащее только одну неизвестную функцию $f_m^{+}(\nu)$:

$$(\nu+1/2) \sin \gamma L_m^{+}(\nu) f_m^{+}(\nu) + H_m^{+}(\nu) + T_m^{+}(\nu) = 0, \quad (8)$$

$$H_m^{+}(\nu) = \frac{\pi}{2} (-1)^{m+1} \sin \gamma \sum_{n=2}^{\infty} (-1)^n \frac{n(n-1) (sa/2)^n \Gamma\left(\frac{n+1}{2} - m\right)}{(2\nu+n) \Gamma^2(n/2+1) \Gamma\left(\frac{n+1}{2} + m\right)} \times$$

$$\times P_{(n-1)/2}^{-m}(\cos \gamma) [P_{(n-1)/2}^{-m}(-\cos \gamma) \pm P_{(n-1)/2}^{-m}(\cos \gamma)] f_m^{+}(n/2)/L_m^{+}(n/2),$$

$$T_m^{+}(\nu) = K \sqrt{r_0} \Gamma(1+\nu) \frac{I_\nu(sr_0) (sa/2)^{-\nu}}{(\nu-1/2) L_m^{-}(\nu)} + t_m(\nu),$$

$$\begin{aligned}
 t_m(\nu) = & -KV\sqrt{r_0} \left[\frac{\sqrt{\pi} I_{1/2}(sr_0) (sa/2)^{-1/2}}{2(\nu-1/2) L_m^-(1/2)} \delta + \right. \\
 & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Gamma(1+\nu_n) I_{\nu_n}(sr_0) (sa/2)^{-\nu_n}}{(\nu-\nu_n)(\nu_n-1/2)(d/d\nu)[L_m^-(\nu)]_{\nu=\nu_n}} + \\
 & + \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\Gamma(1+\nu_l) I_{\nu_l}(sr_0) (sa/2)^{-\nu_l}}{(\nu-\nu_l)(\nu_l-1/2)(d/d\nu)[L_m^-(\nu)]_{\nu=\nu_l}} - \\
 & \left. - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k I_k(sr_0) (sa/2)^k}{k!(\nu+k)(k+1/2) L_m^+(k)} \right], \\
 \nu_n = & \nu_n^m(\gamma), \quad \nu_l = \nu_l(\gamma).
 \end{aligned}$$

Относительно входящих в (8) постоянных $f_m^+(n/2)$ получается система линейных алгебраических уравнений бесконечного порядка, если в (8) положить $\nu = p/2$, $p = 2, 3, 4, \dots$ С помощью замены

$$X_p^m = -\sqrt{\frac{\pi s^3}{2}} \frac{\sin \gamma}{K\Gamma(p/2+1)} (sa/2)^{p/2} P_{(p-1)/2}^m(\cos \gamma) f_m^+(p/2)$$

эта система приводится к нормальному виду

$$X_p^m + \sum_{n=2}^{\infty} a_{pn} X_n^m = b_p \quad (p = 2, 3, 4, \dots) \quad (9)$$

с коэффициентами

$$\begin{aligned}
 a_{pn} = & \left[\pi (-1)^{n+m+1} n(n-1) \Gamma\left(\frac{n+1}{2} - m\right) P_{(p-1)/2}^m(\cos \gamma) (sa/2)^{(p+n)/2} \right] \times \\
 & \times \left[(1+p)(p+n) \Gamma(1+p/2) \Gamma\left(\frac{n+1}{2} + m\right) \Gamma(1+n/2) L_m^+(n/2) \times \right. \\
 & \left. \times L_m^+(p/2) \right]^{-1} [P_{(n-1)/2}^m(-\cos \gamma) \pm P_{(n-1)/2}^m(\cos \gamma)],
 \end{aligned}$$

$$b_p = -\sqrt{2\pi s^3} P_{(p-1)/2}^m(\cos \gamma) T_m^+(p/2) / (1+p) K\Gamma(1+p/2) L_m^+(p/2).$$

Система (9) в классе числовых последовательностей, принадлежащих l_2 , имеет вполне непрерывный матричный оператор, ее решение единственно и может быть найдено с любой наперед заданной точностью.

Считая $f_m^+(\nu)$ найденными, от интегрального представления (4) при помощи теоремы о вычетах перейдем к представлению в виде рядов. Эти представления для областей $r < a$ и $r > a$ различны. В области $r < a$ имеем

$$U(r, \theta, \varphi) = \pi K \sqrt{\frac{r_0}{r}} e^{im\varphi} \sum_{\nu_l} \frac{\nu_l Q_{\nu_l}(r, r_0) g_{\nu_l}^m(\theta, \gamma)}{\sin \pi \nu_l \frac{d}{d\nu} [(v^2 - 1/4) L_m(\nu)]_{\nu=\nu_l}}$$

$$-\frac{e^{im\varphi}}{\sqrt{r}} \sum_{\nu_i} \Gamma(1 + \nu_i) I_{\nu_i}(sr) \left(\frac{sa}{2}\right)^{-\nu_i} \frac{g_{\nu_i}^m(\theta, \gamma) [H_m^+(-\nu_i) + t_m(-\nu_i)]}{\frac{d}{d\nu} [(\nu - 1/2) L_m^-(\nu)]_{\nu=\nu_i}},$$

$$Q_\nu(r, r_0) = \begin{cases} I_\nu(sr) I_{-\nu}(sr_0), & r < r_0 \\ -I_\nu(sr_0) I_{-\nu}(sr), & r > r_0 \end{cases}$$

Значения ν_i ($i=1, 2, 3, \dots$) для различных угловых областей различны: в областях $0 \leq \theta < \gamma$ и $\pi - \gamma < \theta \leq \pi$ они определяются соотношениями (6), а в области $\gamma < \theta < \pi - \gamma$ — соотношениями (7). Кроме того, в случае противофазного возбуждения плеч вибратора в выражении (10) содержится вычет в точке $\nu_0 = 1/2$, а в случае синфазного возбуждения он отсутствует. Выражение (10) представляет собой разложение по типам колебаний радиальной биконической линии [1]. В области $r > a$ (4) преобразуется в ряд по присоединенным полиномам Лежандра и функциям Макдональда полуцелого индекса:

$$U(r, \theta, \varphi) = -K \sqrt{\frac{2}{\pi r S^3}} e^{im\varphi} \sum_{n=l}^{\infty} (2n+1) \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \times \\ \times X_{2n+1}^m P_n^m(\cos \theta) K_{n+1/2}(sr), \quad (11)$$

где n последовательно принимает значения $l = m + \delta, l + 2, l + 4, \dots$. Ряды (10) и (11) сходятся абсолютно и равномерно для всех значений параметров.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Выразив компоненты поля через потенциал Дебая $U(r, \theta, \varphi)$ и воспользовавшись асимптотикой функции Макдональда при $kr \gg 1$, получим

$$E_\theta = K e^{im\varphi} F_\theta(\theta) e^{ikr}/kr,$$

$$E_\varphi = K e^{im\varphi} F_\varphi(\theta) e^{ikr}/kr,$$

где $F_\theta(\theta)$ и $F_\varphi(\theta)$ — комплексные диаграммы направленности в меридиональной плоскости:

$$F_\theta(\theta) = i \sum_{n=l}^{\infty} (2n+1) \frac{(n-m)!}{(n+m)!} X_{2n+1}^m \frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m(\cos \theta), \quad (12)$$

$$F_\varphi(\theta) = \frac{-m}{\sin \theta} \sum_{n=l}^{\infty} (2n+1) \frac{(n-m)!}{(n+m)!} X_{2n+1}^m P_n^m(\cos \theta).$$

Поляризационную характеристику определим как

$$\Pi(\theta) = F_\theta(\theta)/F_\varphi(\theta). \quad (13)$$

По формулам (12), (13) были проведены расчеты, результаты которых представлены на рис. 2—5. На рис. 2 и 3 соответственно для синфазного и противофазного способов возбуждения плеч вибратора приведены амплитудные диаграммы направленности ($F_\theta(\theta)$ — сплошная, $F_\varphi(\theta)$ — пунктирная линии) при $kr_0 = 0,2$ в зависимости от угла γ , электрической длины плеч вибратора ka и числа m , характеризующего фазировку δ -генераторов. Симметричные части диаграмм опущены. В левом верхнем углу указаны значения параметров, общие для всей

«строки». Поляризационные характеристики ($|\Pi(\theta)|$ — сплошная, $\text{Arg } \Pi(\theta)$ — пунктирная линии) для синфазного и противофазного способов возбуждения приведены на рис. 4 и 5 соответственно. На рис. 4 $\gamma = 75^\circ$, цифрами обозначены: 1 — $m = 1$, $ka = \pi/2$; 2 — $m = 1$, $ka = 3\pi/2$; 3 — $m = 2$, $ka = \pi$; 4 — $m = 2$, $ka = 2\pi$. На рис. 5 $ka = \pi$, цифрами обозначены: 1 — $m = 1$, $\gamma = 15^\circ$; 2 — $m = 1$, $\gamma = 45^\circ$; 3 — $m = 2$, $\gamma = 15^\circ$; 4 — $m = 2$, $\gamma = 45^\circ$.

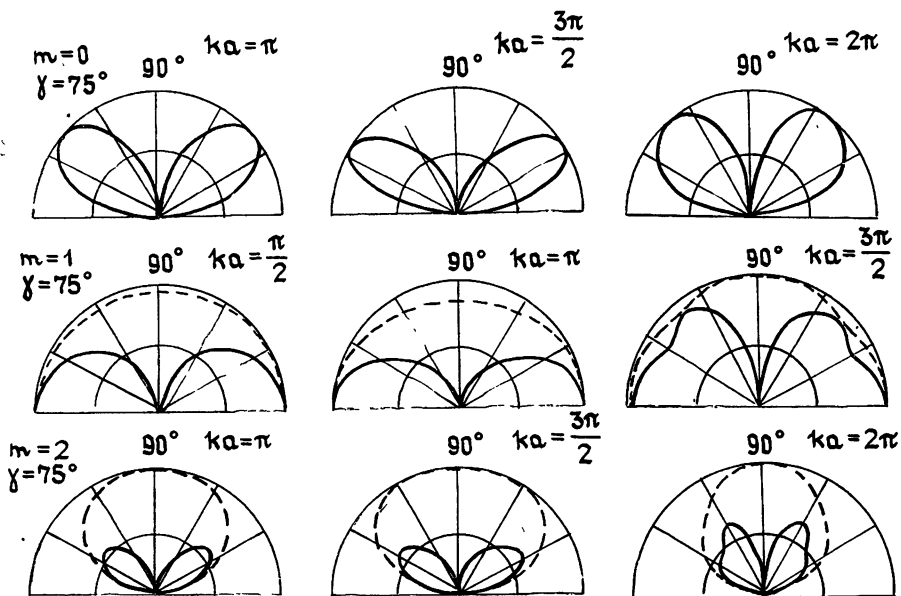


Рис. 2.

В случае $m = 0$ радиально проводящая модель описывает обыкновенный биконический вибратор, каждое из плеч которого возбуждается δ -образной кольцевой щелью с заданной в ней радиальной составляющей электрического поля. Полученные диаграммы направленности при противофазном возбуждении плеч соответствуют приведенным в [4].

Диаграммы направленности широкоугольного модифицированного биконического вибратора при синфазном способе возбуждения и $m = 1, 2$ близки к соответствующим диаграммам направленности плоской спиральной антенны без экрана [5]. Как и у плоской спиральной антенны, у такого вибратора поляризации поля круговая в направлении $\theta = 0^\circ$ и линейная при $\theta = 90^\circ$; излучение в направлении $\theta = 0^\circ$ существует только для $m = 1$. Если $m = 1$, $ka \leq 1$, то $\Pi(\theta) \approx -i \cos^2 \theta$, т. е. в этом случае широкоугольный модифицированный биконический вибратор подобен элементарному турникетному излучателю, имеющему квазизотропную по мощности диаграмму направленности.

При противофазном способе возбуждения поляризация поля излучения близка к круговой в значительной области углов, примыкающей к оси антенны. При изменении электрической длины у модифицированного вибратора при обоих способах возбуждения форма диаграммы направленности меняется тем меньше, чем больше угол γ . С уменьшением угла γ диаграмма сужается, а максимум излучения смещается к оси антенны. При малых ka эта зависимость выражена слабее.

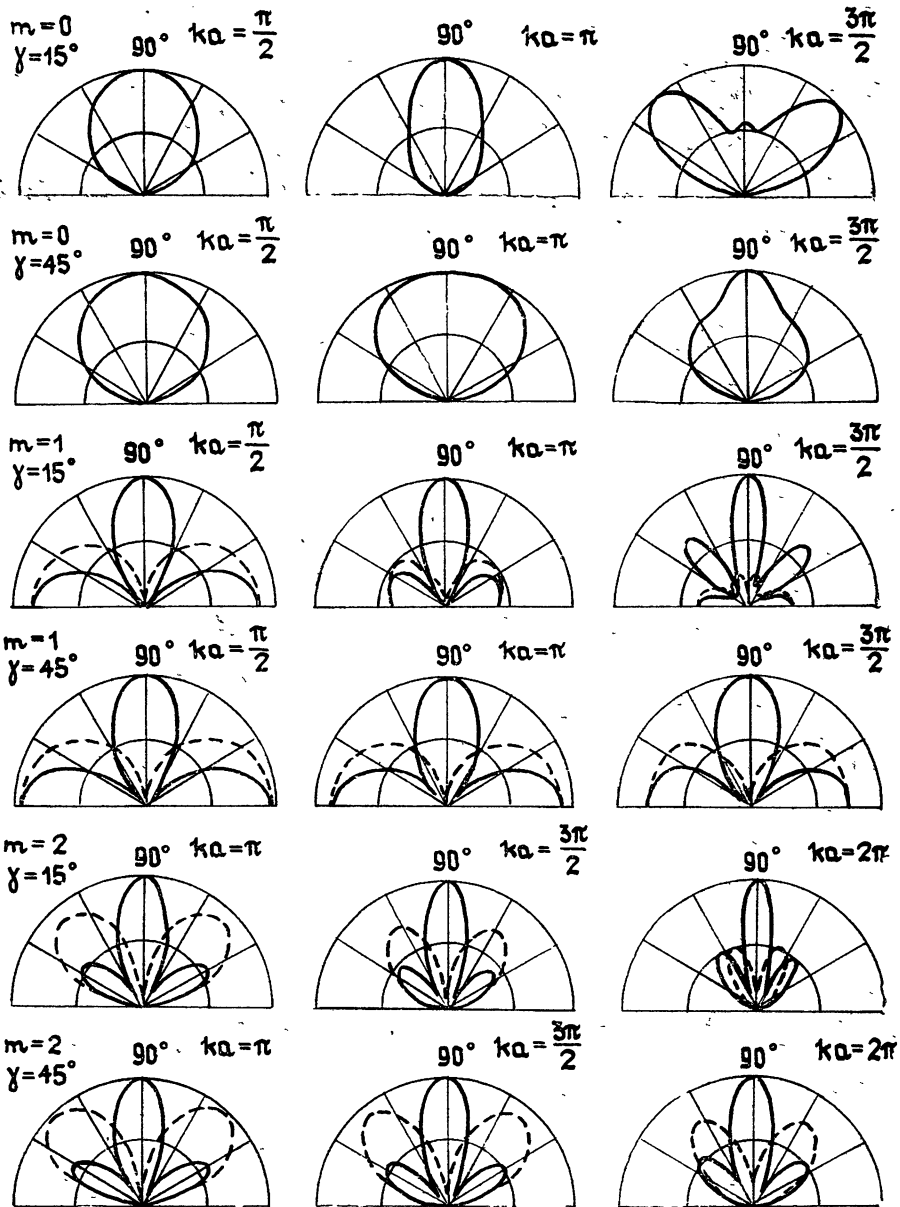


Рис. 3.

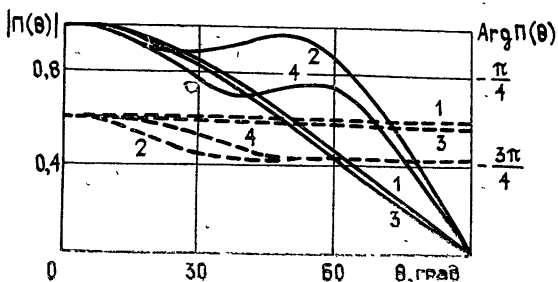


Рис. 4.

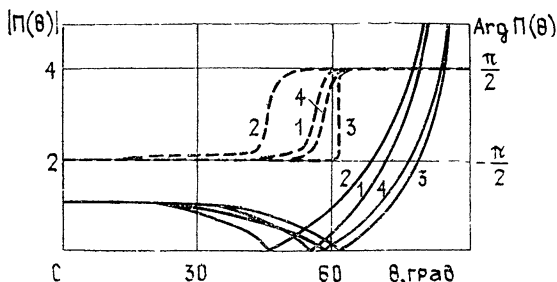


Рис. 5.

В работе исследованы характеристики излучения модифицированного биконического вибратора, плечи которого образованы выходящими из центра радиальными проводниками. Соответствующая граничная задача решена для модели вибратора в виде радиально проводящей биконической поверхности при возбуждении ее фазированными по закону бегущей волны кольцевыми системами δ -образных источников, на некотором расстоянии от центра включенных в разрыв линий проводимости. Рассмотрены случаи синфазного и противофазного возбуждения плеч вибратора.

На основе анализа диаграмм направленности, рассчитанных при различных режимах возбуждения, можно сделать вывод о том, что модифицированный биконический вибратор является широкополосной слабонаправленной антенной эллиптической поляризации с управляемыми характеристиками излучения. Хотя полученное в работе решение справедливо и в ближней зоне, однако из-за неадекватности там выбранной математической модели реальному вибратору оно не позволяет произвести расчет входного сопротивления антенны. Для оценки его зависимости от угла раскрытия вибратора при различных режимах возбуждения можно воспользоваться формулами для характеристического сопротивления соответствующей радиальной биконической линии [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Г. Гошин, Радиотехника и электроника, 20, № 10, 2031 (1975).
2. Б. Нобл, Метод Винера — Хопфа, ИЛ, М., 1962.
3. Р. Миттра, С. Ли, Аналитические методы теории волноводов, изд. Мир, М., 1974.
4. М. С. Жук, Ю. Б. Молочков, Проектирование антенно-фидерных устройств, изд. Энергия, М.—Л., 1966.
5. Г. Т. Марков, Д. М. Сазонов, Антенны, изд. Энергия, М., 1975

Сибирский физико-технический институт
при Томском университете

Поступила в редакцию
24 апреля 1979 г.

RADIATION OF SYMMETRIC MODIFIED BICONICAL VIBRATOR
AT DIFFERENT REGIMES OF EXCITATION

G. G. Goshin, G. G. Kravchenko, V. G. Myshkin

Radiation of a symmetric modified biconical vibrator arms of which are formed by radial conductors coming out from the centre is theoretically investigated. The corresponding boundary problem is solved for the model of vibrator in the form of radially conducting biconical surface excited by phased ring systems of δ -generators. Calculations of directivity patterns and polarization characteristics of the vibrator at different regimes of excitation are given.