

ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ ОТКРЫТОГО КОНЦА ПОЛОГО  
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЛУЧЕВОДА

Г. И. Хлопов, В. П. Чурилов, А. И. Горошко

Харьков

1. ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ОТКРЫТОГО КОНЦА ПОЛОГО  
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЛУЧЕВОДА

Как известно [1], в диэлектрическом лучевом (рис. 1) могут распространяться гибридные типы волн  $EH_{nm}$ , для которых характерно наличие одновременно  $E$ - и  $H$ -продольных составляющих поля:

$$E_{\varphi}^{nm} = \left\{ J_{n-1}(u_{nm}\rho) + i \frac{u_{nm}^2 \sqrt{v^2 - 1}}{2nka} \frac{\partial}{\partial \rho} [J_n(u_{nm}\rho)] \right\} \cos n\alpha;$$

$$E_r^{nm} = \left[ J_{n-1}(u_{nm}\rho) + i \frac{u_{nm}^2 \sqrt{v^2 - 1}}{2nka} J_n(u_{nm}\rho) \right] \sin n\alpha;$$

$$E_z^{nm} = -i \frac{u_{nm}}{ka} J_n(u_{nm}\rho) \sin n\alpha;$$

$$H_{\varphi}^{nm} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_r^{nm}; \quad (1)$$

$$H_r^{nm} = -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{\varphi}^{nm};$$

$$H_z^{nm} = -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_z^{nm} \operatorname{ctg} n\alpha,$$

где  $J_n$  — функция Бесселя 1-го рода;

$u_{nm}$  —  $m$ -й корень уравнения

$$J_{n-1}(u_{nm}) = 0;$$

$\rho = \frac{r}{a}$  — нормированный радиус лучевода;

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ — волновое число;}$$

$v = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$ ;  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная материала лучевода;  $n, m = \pm 1, \pm 2, \dots$  и т. д.

Как видно из (1) в практически интересном случае  $ka \gg 1$ , фронт волны близок к плоскому, а линии электрического поля почти парал-

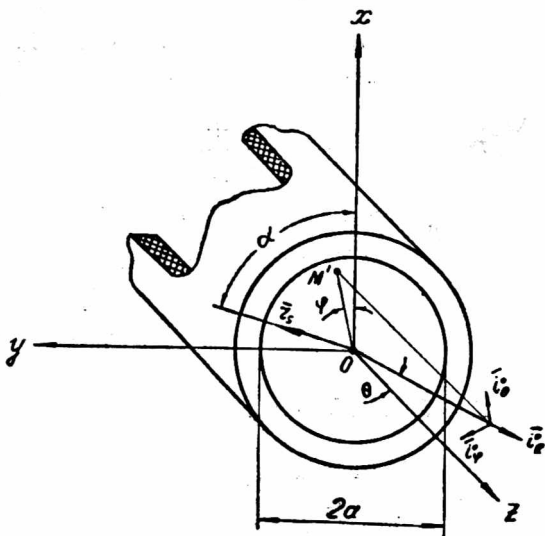


Рис. 1. Излучение из раскрыва лучевой антенны.

лельны между собой (кроссполяризованная компонента убывает как  $\frac{1}{ka}$  с увеличением радиуса лучевода).

Учитывая, что при  $ka \gg 1$  отражение открытого конца лучевода пренебрежимо мало, рассчитаем поле излучения в дальней зоне по заданному полю в раскрыве (1)

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \frac{k}{2\pi i} \cdot \frac{e^{ikR}}{R} \left[ \vec{i}_R^0 \left[ \vec{N}n \right] \right]; \\ \vec{H} &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left[ \vec{i}_R^0 \vec{E} \right]; \\ \vec{N} &= \int_S \vec{E}_{\text{тан}} e^{ik(\vec{\rho}, \vec{i}_R^0)} ds,\end{aligned}\quad (2)$$

где  $\vec{E}_{\text{тан}}$  — касательная составляющая поля в раскрыве;

$\vec{n}$  — внешняя нормаль к раскрыву;

$\vec{\rho}$  — нормированный радиус-вектор точки интегрирования по раскрыву  $S$ ;

$\vec{i}_R^0$  — орт сферической системы координат, совпадающей по направлению с радиусом-вектором точки наблюдения.

Проводя необходимые выкладки, получим диаграмму направленности по мощности  $P_{nm}(\theta, \varphi)$

$$P_{nm}(\theta, \varphi) = A^2 \left\{ \frac{1 + \sin^2 \theta \cos^2 n\varphi}{(u^2 - u_{nm}^2)^2} J_{n-1}^2(u) + \frac{u_{nm}^2 (u^2 - 1)}{(4nka)} \left[ \rho_{nm}^2(u) \sin^2 n\varphi + q_{nm}^2(u) \cos^2 \theta \cos^2 n\varphi \right] \right\}, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned}\rho_{nm}(u) &= \frac{u_{nm} J_{n-1}(u)}{u^2 - u_{nm}^2} + \frac{u J_n(u) J_{n+1}(u_{nm})}{(u^2 - u_{nm}^2) J_{n-2}(u_{nm})} - \frac{u_{nm} J_{n+1}(u) J_n(u_{nm})}{(u^2 - u_{nm}^2) J_{n-2}(u_{nm})} - \\ &\quad - \frac{2n(1 + u_{nm})}{u_{nm}^2 u J_{n-2}(u_{nm})} \int_0^1 J_n(u_{nm}\rho) \cdot \frac{\partial}{\partial \rho} J_n(u\rho) d\rho; \\ q_{nm}(u) &= \frac{u_{nm} J_{n-1}(u)}{u^2 - u_{nm}^2} - \frac{u J_n(u) J_{n+1}(u_{nm})}{(u^2 - u_{nm}^2) J_{n-1}(u_{nm})} + \frac{u_{nm} J_n(u_{nm}) J_{n+1}(u)}{(u^2 - u_{nm}^2) J_{n-2}(u_{nm})} - \\ &\quad - \frac{2n(1 + u_{nm})}{u_{nm}^2 u J_{n-2}(u_{nm})} \int_0^1 J_n(u_{nm}\rho) J_n(u\rho) \frac{d\rho}{\rho};\end{aligned}$$

$$A = ka^2 u_{nm} J_{n-2}(u_{nm}) \left[ \cos(n-1) \frac{\pi}{2} + \sin(n-1) \frac{\pi}{2} \right]; \quad u = ka \sin \theta.$$

При  $\frac{2a}{\lambda} \gg 10$  диаграмма направленности по мощности  $P_{nm} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \left| \vec{E}(\theta, \varphi) \right|^2$  практически не зависит от угла  $\varphi$ , а главный лепесток с достаточной для инженерной практики точностью описывается выражением

$$P_{nm}(u) = A^2 \left[ \frac{J_{n-1}(u)}{u^2 - u_{nm}^2} \right]^2 \quad (4)$$

При  $n = 1$  выражение (4) соответствует суммарной диаграмме, направление максимума главного лепестка которой совпадает с осью  $z$ .

при  $n = 2$  — разностной (на оси  $z$  находится минимум). Для случая  $n > 2$  крутизна диаграммы направленности в направлении оси  $z$  равна 0, что объясняется особенностями поведения функции Бесселя в нуле.

Коэффициент направленного действия для суммарной диаграммы

$$G_{1m} = \frac{4\pi}{\lambda^2} \cdot \frac{\pi a^2}{u_{1m}^2}; \quad (5) \quad P, \text{ дБ}$$

квадрат крутизны разностной диаграммы в направлении оси  $z$

$$S_{2m} = 4\pi \left| \frac{\partial P_{2m}}{\partial u} \right|_{u=0}^2 \cdot \frac{1}{P_{\Sigma}} = \\ = \frac{4\pi}{\lambda^2} \cdot \frac{\pi a^2}{u_{2m}^2 J_2^2(u_{2m})}. \quad (6)$$

( $P_{\Sigma}$  — излученная мощность).

Очевидно, для получения максимальных величин КИП раскрыва выгодно использовать в диэлектрическом лучевом волноводе волны низших типов со значением индекса  $m = 1$ . Эти волны (типов  $EH_{11}$  и  $EH_{21}$ ) к тому же имеют минимальное затухание в квазиоптическом тракте [1]. В дальнейшем рассмотрим лишь свойства поля излучения лучевой антенны с волной типа  $EH_{11}$ .

Диаграмма направленности по мощности  $P_{11}(\theta, \varphi)$ , соответствующая волне типа  $EH_{11}$  в лучевом волноводе, рассчитанная по (3) для  $\varphi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$  при  $\frac{2a}{\lambda} = 10$ , нанесена на рис. 2 соответственно сплошной, штрихпунктирной и пунктирной линиями. Главный лепесток обладает осевой симметрией вплоть до уровня  $-23 \text{ дБ}$ , а уровень боковых лепестков составляет  $-27 \text{ дБ}$ , что выгодно отличает лучеводную антенну от широко применяемых металлических рупорных антенн, диаграммы направленности которых различаются в разных плоскостях, а уровень боковых лепестков сравнительно высок.

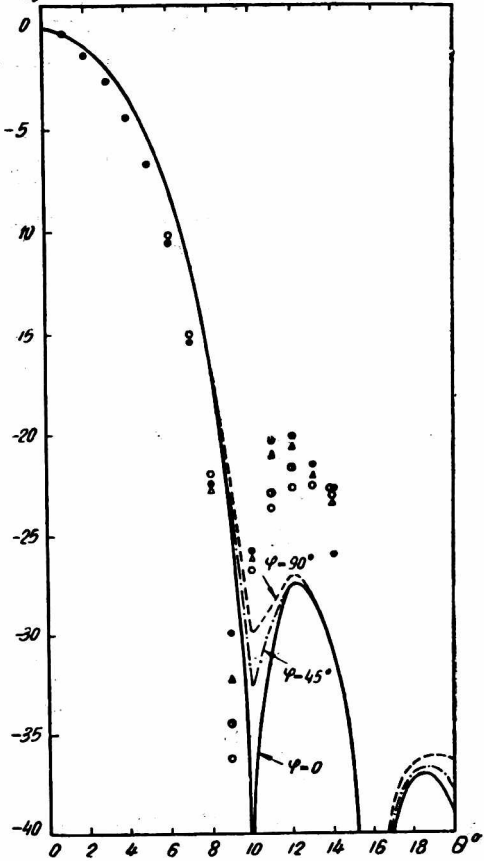


Рис. 2. Диаграмма направленности  $P_{11}(\theta, \varphi)$  для  $\frac{2a}{\lambda} = 10$ .

Экспериментальные данные:  $\lambda = 4 \text{ мм}$ ; (O)  $\varphi = 0^\circ$ ; (●)  $\varphi = 90^\circ$ ; (Δ)  $\varphi = 45^\circ$ ; (⊙)  $\varphi = -45^\circ$ .

## 2. ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛУЧЕВОДНОЙ АНТЕННЫ

Если в лучевом волноводе возбудить две волны типа  $EH_{11}$  со сдвигом по фазе  $90^\circ$ , поляризованных в ортогональных плоскостях, то в дальней зоне поле будет эллиптически поляризовано с коэффициентом эллиптичности

$$r = \frac{1 + |\rho|}{2|\rho| \sin \Psi} - \sqrt{\left( \frac{1 + |\rho|^2}{2|\rho| \sin \Psi} \right)^2 - 1}, \quad (7)$$

где

$$|\dot{p}| = \sqrt{\frac{(1 - \cos^2 \varphi \sin^2 2\theta) [f_0^2(u) (4ka)^2 + u_{11}^2 (\nu^2 - 1) p_{11}^2(u)]}{\cos^2 \theta [(4ka)^2 f_0^2(u) + u_{11}^2 (\nu^2 - 1) q_{11}^2(u)]}}$$

$$\Psi = \operatorname{arctg} \frac{4ka f_0(u) \cos \varphi \cos 2\theta + u_{11} \sqrt{\nu^2 - 1} p_{11}(u) \sin \varphi}{4ka f_0(u) \sin \varphi - u_{11} \sqrt{\nu^2 - 1} p_{11}(u) \cos \varphi \cos 2\theta} +$$

$$+ \operatorname{arctg} \frac{4ka f_0(u) \sin \varphi - u_{11} \sqrt{\nu^2 - 1} q_{11}(u) \cos \varphi}{4ka f_0(u) \cos \varphi + u_{11} \sqrt{\nu^2 - 1} q_{11}(u) \sin \varphi};$$

$$f_0(u) = \frac{J_0(u)}{u^2 - u_{11}^2}.$$

На рис. 3 и 4 приведены рассчитанные по (7) изменения коэффициента эллиптичности  $r(p)$  в пределах главного лепестка диаграммы

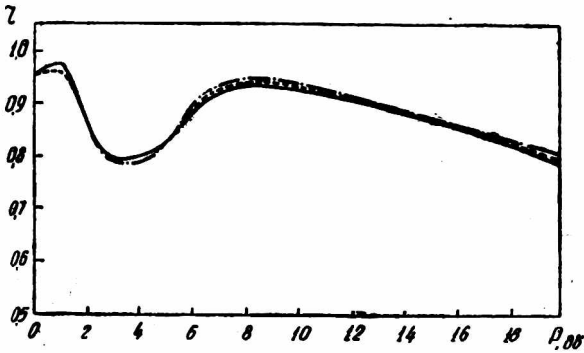


Рис. 3. Изменение коэффициента эллиптичности в пределах главного лепестка диаграммы направленности

$$\frac{2a}{\lambda} = 10; \quad - \varphi = 0^\circ; \quad 90^\circ; \quad - - - \varphi = 45^\circ; \quad \cdot \cdot \cdot \varphi = -45^\circ.$$

направленности для  $\frac{2a}{\lambda} = 10$  и зависимость коэффициента эллиптичности  $r(\theta_0)$  в главном лепестке на уровне  $-3\text{дБ}$  от размеров излучающего раскрыва. Некоторое уменьшение  $r(\theta_0)$  для малых раскрывов ( $\frac{2a}{\lambda} \leq 10$ ) объясняется несовпадением фазовых центров в ортогональных плоскостях. Это следствие фазовых искажений в раскрыве, обусловленных комплексным характером поля (1). Однако при увеличении относительных размеров раскрыва искажения уменьшаются и, начиная с  $\frac{2a}{\lambda} \geq 25$ , коэффициент эллиптичности становится близким к единице в пределах всего главного лепестка.

Как известно, наличие кроссполяризованной компоненты является нежелательным эффектом, и необходимо принимать меры для его уменьшения. Для диаграммы направленности  $P_{11}(\theta, \varphi)$  кроссполяризованная компонента в главных плоскостях отсутствует совсем, а в плоскостях  $\pm 45^\circ$  достигает максимума, образуя разностную диаграмму.

Коэффициент кроссполяризации  $D(\theta, \varphi)$  [2]

$$D_{11}(\theta, \varphi)_{\text{дБ}} = -20 \lg \frac{u_{11}^5 \sqrt{\nu^2 - 1}}{4ka} \left[ \frac{u_{11} J_2(u)}{u^2 - u_{11}^2} - \frac{u J_2(u_{11}) J_1(u)}{(u^2 - u_{11}^2) J_1(u_{11})} \right] \cos \theta. \quad (8)$$

Величина коэффициента кроссполяризации уменьшается с ростом параметра  $ka$ . Изменение  $D_{11}(\theta_0, \varphi_0)$  в зависимости от размеров раскрыва антенны, где  $\theta_0$  — полуширина главного лепестка диаграммы  $P_{11}(\theta, \varphi)$  по половинной мощности, а  $\varphi_0 = \pm 45^\circ$ , показано на рис. 4. Как видно из рисунка, при  $\frac{2a}{\lambda} \leq 25$  величина  $D(\theta_0, \varphi_0)$  не превышает уровень  $-30$  дБ.

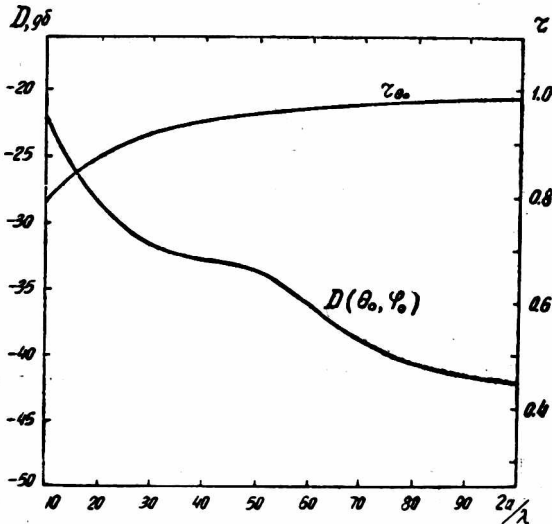


Рис. 4. Зависимости коэффициента эллиптичности  $r_{\theta_0}$  и коэффициента кроссполяризации  $D(\theta_0, \varphi_0)$  в главном лепестке на уровне  $-3$  дБ от размеров раскрыва лучевой антенны.

Таким образом, лучеводная антенна с волной типа  $EH_{11}$  характеризуется весьма низким уровнем кроссполяризованного излучения.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛУЧЕВОДНОЙ АНТЕННЫ

Лучеводная антенна с диаметром раскрыва  $2a = 40$  мм (рис. 5) экспериментально исследовалась на волне  $\lambda = 4$  мм. Несущей конструкцией служила металлическая труба длиной  $\approx 400$  мм, внутри которой помещался полый диэлектрический лучевод, составленный из прессованных колец из материала, обладающего большими диэлектрическими потерями.

При снятии диаграмм направленности уровень мощности отсчитывался с помощью градуированного поляризационного аттенюатора. Общая погрешность измерений составляла  $\leq 0,5$  дБ.

В ходе испытания антенны было обнаружено искажение диаграммы направленности в  $E$ -плоскости за счет «затекания» токов на металлическую поверхность несущей конструкции. После того, как металлическая поверхность была удалена от излучающего раскрыва, главный лепесток стал осесимметричным до уровня  $-20$  дБ, а уровень боковых лепестков ниже  $-20$  дБ.

Как уже указывалось, на рис. 2 приведена расчетная диаграмма направленности  $P_{11}(\theta, \varphi)$  для  $\frac{2a}{\lambda} = 10$ . Здесь же нанесены экспериментальные точки измеренной диаграммы. Последняя отличается от расчет-

ной меньшей шириной главного лепестка и несколько более высоким уровнем бокового излучения, что объясняется отличием амплитудного распределения в раскрытии от расчетного (рис. 6). Это вызвано тем, что

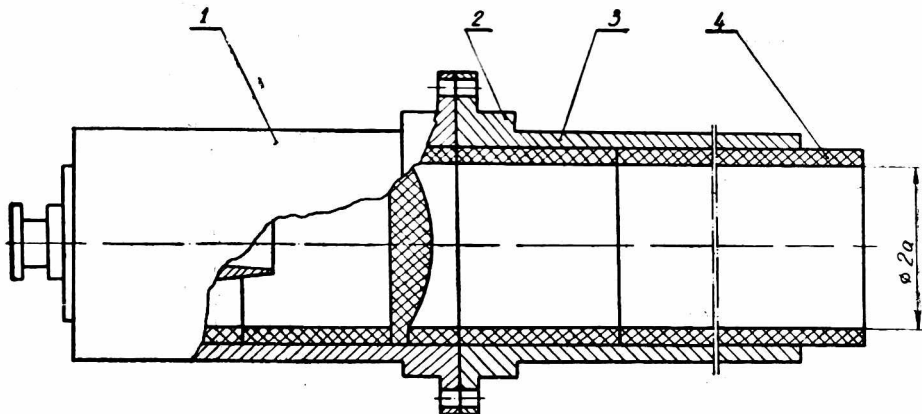


Рис. 5. Антенно-лучевой тракт:

1 — волноводно-лучевой переход; 2 — соединительный фланец, 3 — несущая конструкция, 4 — кольцо из диэлектрика.

разработанный ранее в ИРЭ АН УССР и примененный в экспериментальной конструкции волноводно-лучевой переход на основе рупорно-

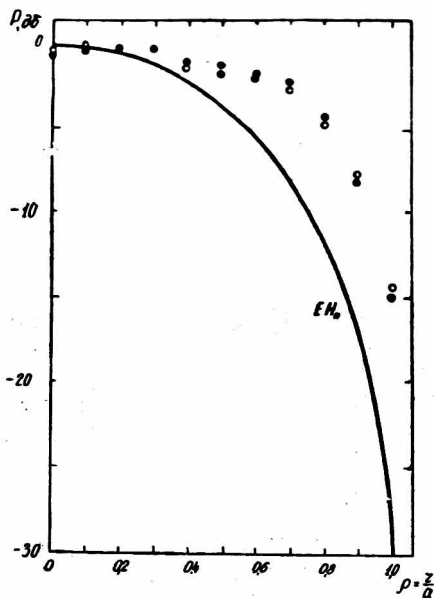


Рис. 6. Амплитудное распределение в раскрытии:

— расчетная зависимость для волны  $EH_{11}$ . Экспериментальные данные:  $\lambda=4$  мм;  $2a=40$  мм; (○)  $\varphi=0^\circ$ ; (●)  $\varphi=90^\circ$ ; (Δ)  $\varphi=45^\circ$ .

линзовой антенны возбуждал в лучевом тракте кроме волны  $EH_{11}$  еще и волны типов  $EH_{21}$  и  $EH_{-11} + EH_{21}$ . Удлинение лучевого тракта позволило существенно подавить нежелательные типы волн за счет самодиффракции лучевода и привело к снижению уровня боковых лепестков ниже  $-25$  дБ.

В связи с приведенными соображениями при реализации конкретной конструкции лучей одной антенны очень важно определить оптимальную длину лучевого тракта, в которую могут входить продольные размеры всех необходимых квазиоптических приборов (аттенюатор, фазовращатель и т. д.). Этот вопрос выходит за рамки данной статьи. Укажем лишь, что независимо от типа возбуждающего устройства необходимо выполнять условие  $L \geq \frac{2a^2}{\lambda}$ ,

где  $L$  — минимальное расстояние в полой диэлектрической трубе от возбуждающего устройства до излучающего раскрытия. При  $L \ll \frac{2a^2}{\lambda}$  влия-

ние диэлектрического лучевода на условия распространения квазиоптического пучка практически отсутствует [3].

## ВЫВОДЫ

В результате расчета поля излучения открытого конца полого диэлектрического лучевода видно, что наибольший интерес представляют волны типов  $EH_{11}$  и  $EH_{21}$ . Антенна обладает осесимметричным главным лепестком при низком уровне боковых, что позволяет получить кругополяризованное излучение в пределах главного лепестка. Низкие значения коэффициента кроссполяризации позволяют использовать лучеводную антенну как анализатор поляризации высокой точности. При укорочении длины волны использование антенны очень перспективно.

Экспериментальное исследование лучеводной антенны подтвердило правильность сделанных предположений относительно свойств диаграммы направленности.

## ЛИТЕРАТУРА

1. E. Marcatili. R. Schmetzer, BSTj, 43, 1783, 1964.
2. В. П. Нарбут. «Радиотехника». 8, 722, 1965.
3. А. Н. Ахизер. Труды ХГНИИМ, вып. 99 (159), 1968.