

УДК 621.396.677

## ПРИМЕНЕНИЕ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПРОВОДЯЩИХ ШТЫРЕЙ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВСТАВОК ДЛЯ СОГЛАСОВАНИЯ ВОЛНОВОДНОЙ ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

*В. В. Бодров, С. А. Войнов*

Методом интегрального уравнения анализируется излучение фазированной антенной решетки (ФАР) с комбинированным излучателем (КИ), состоящим из излучающего раскрыва волновода с прямоугольным поперечным сечением и вертикального проводящего несимметричного вибратора, нагруженного на сосредоточенное комплексное сопротивление. Приведены результаты численных расчетов влияния вертикальных штырей с сосредоточенными нагрузками на зависимость модуля коэффициента отражения в фидере излучателя ФАР от угла сканирования. Показано, что применение диэлектрических вставок в волноводах КИ и вертикальных проводящих штырей с индуктивными нагрузками позволяет достичь заданного уровня согласования ФАР в широком секторе углов сканирования.

Важным вопросом проектирования фазированных антенных решеток (ФАР) является согласование используемого излучателя антенной решетки в заданном секторе углов сканирования. Один из методов расширения сектора согласования состоит в применении диэлектрических вставок в волноводных ФАР [1-3]. Однако диэлектрическая вставка, расположенная внутри одномодового волновода, не позволяет согласовать волноводный излучатель антенной решетки одновременно в  $E$ - и  $H$ -плоскостях, в широком секторе углов сканирования.

В [4] был предложен метод расчета электродинамических характеристик комбинированного излучателя (КИ) ФАР, состоящего из излучающего раскрыва прямоугольного волновода и вертикальных проводящих штырей, нагруженных на сосредоточенные комплексные сопротивления. В настоящей статье анализируется возможность широкоугольного согласования антенной решетки с КИ при наличии сосредоточенных комплексных нагрузок в штырях и диэлектрических вставок в волноводах. Показана возможность достижения заданного значения коэффициента стоячей волны (КСВ) в питающем волноводе КИ в широком секторе углов сканирования.

КИ обладает нетрадиционным сочетанием конструктивных особенностей, позволяющих эффективно влиять на его характеристики излучения. Хорошо освоенная и давно используемая в технике СВЧ технология изготовления отдельных составляющих частей излучателя (прямоугольный волновод, вертикальный несимметричный вибратор, сосредоточенная нагрузка) сочетается с достаточно большим числом изменяемых параметров, позволяющих оптимизировать электродинамические характеристики излучателя в составе ФАР. При этом возникает необходимость учета трех различных видов взаимодействия: между излучающими раскрывами волноводов, между излучающими раскрывами и вибраторами, а также между вибраторами. Для описания первых двух типов взаимодействия вводятся в рассмотрение магнитные токи на излучающих раскрывах волноводов.

В качестве модели антенной решетки используется плоская двумерная периодическая структура с излучателями, расположенными в узлах прямоугольной сетки с периодами  $d_1$  по оси  $x$  и  $d_2$  по оси  $y$  (рис.

1а). В пределах ячейки ФАР произвольно с координатами  $(d_3, d_5)$  расположен вертикальный проводящий штырь (высота которого  $l$ ), нагруженный на комплексное сопротивление нагрузки  $Z_H$ . Радиус штыря обозначен через  $d$ . Размеры поперечного сечения волновода выбираются так, чтобы в нем распространялась только волна основного типа  $H_{10}$ :  $0 \leq b \leq 0,5 \lambda$  и  $0,5 \lambda \leq a \leq 1,0 \lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны в свободном пространстве. В волноводах расположены диэлектрические вставки на глубине  $t_1$ . Толщина вставки равна  $t_2 - t_1$ , а относительная диэлектрическая проницаемость —  $\epsilon_2$  (рис. 1б). Возбуждение антенной

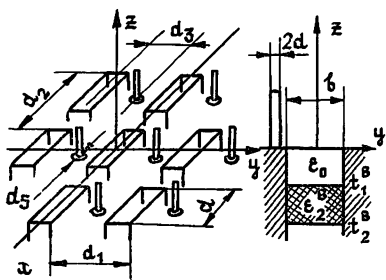


Рис. 1.

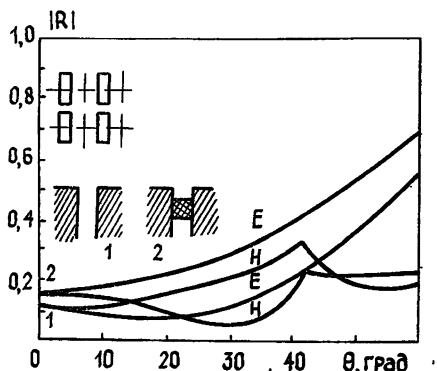


Рис. 2.

решетки осуществляется системой падающих волн в волноводах, соответствующей режиму ФАР, когда амплитуды волн равны, а фазы изменяются линейно от излучателя к излучателю, что обеспечивает сканирование луча в пространстве над решеткой. Для расчета электродинамических характеристик излучателя в составе ФАР достаточно определить распределение излучающих электрических и магнитных токов, по которому рассчитываются коэффициент отражения, диаграмма направленности и входной импеданс КИ в составе решетки. Известные токи определяются из решения интегральных уравнений, при составлении которых используется представление Флоке для функции Грина [5-7]:

$$G(p, q) = \quad (1)$$

$$= \frac{1}{2 d_1 d_2} \sum_{\nu=-\infty}^{+\infty} \sum_{\mu} \{ \exp[-i\kappa_1(x_p - x_q) - i\kappa_2(y_p - y_q) - \gamma_{\nu\mu}|z_p - z_q|] / \gamma_{\nu\mu} \},$$

где

$$\gamma_{\nu\mu} = \sqrt{\kappa_1^2 + \kappa_2^2 - k_0^2}, \quad \kappa_1 = \alpha_\nu / d_1, \quad \kappa_2 = \beta_\mu / d_2; \quad (2a)$$

$$\alpha_\nu = \xi - 2\pi\nu, \quad \beta_\mu = \eta - 2\pi\mu; \quad (2b)$$

$$\xi = k_0 d_1 \sin \theta \cos \varphi, \quad \eta = k_0 d_2 \sin \theta \sin \varphi. \quad (2b)$$

В качестве модели штыря рассматривается трубка электрического тока, причем штыри будем считать достаточно тонкими. При этом влиянием торцевых токов можно пренебречь, а ток на боковой поверхности полагать постоянным по периметру. Распределение полного тока на штыре совпадает с распределением поверхностного тока:

$$I^0(t) = 2 \pi d J^0(t), \quad (3)$$

где  $I^0(t)$  — полный ток,  $d$  — радиус штыря,  $J^0(t)$  — поверхностная плотность тока, постоянная по периметру трубки. Для описания излучающего раскрыва волновода рассматриваются прямоугольные листки

магнитного тока на металлической плоскости [8], размеры которых совпадают с размерами раскрыва волновода в излучателе антенной решетки, а поверхностная плотность определяется по формуле

$$\mathbf{J}^m = [E \mathbf{n}], \quad (4)$$

где  $\mathbf{n}$  — внешняя нормаль,  $E$  — электрическая составляющая электромагнитного поля в раскрыве волновода.

Введение магнитного тока и металлизации раскрыва волновода разделяет задачу об излучении из волноводов при наличии диэлектрической вставки на две самостоятельные подзадачи: на внешнюю — о возбуждении бесконечной системой листков магнитного тока над проводящим экраном системы пассивных вертикальных проводящих несимметричных вибраторов с сосредоточенными нагрузками, и на внутреннюю — о возбуждении полубесконечного волновода листком магнитного тока. Для внешней задачи нормаль  $\mathbf{n}$  имеет направление по оси  $z$  и значение магнитного тока принимается за положительное. Для внутренней задачи нормаль направлена против оси  $z$  и поэтому магнитный ток внутри волновода имеет противоположный внешнему току знак:

$$\mathbf{J}_{m. \text{ внут}} = - \mathbf{J}_{m. \text{ внеш}}. \quad (5)$$

Равенство (5) эквивалентно непрерывности электрической составляющей электромагнитного поля на излучающем раскрыве волновода.

Для составления интегральных уравнений относительно неизвестных токов (магнитного в раскрыве волновода и электрического на проводящем штыре) используем условие непрерывности тангенциальной составляющей магнитного поля в раскрыве волновода и условие равенства нулю суммарной составляющей электрического поля на боковой поверхности штырей:

$$H_x^b(J_x^m) + H_x^b(J_z^s) = H_x^t(-J_x^m) + H_x^{t,n}(x); \quad (6a)$$

$$E_z(J_x^m) + E_z(J_z^s) = -v\delta(z-0), \quad (6b)$$

где  $H_x^b(J_x^m)$  —  $x$ -составляющая магнитного поля, образованная всеми магнитными токами над проводящим экраном,  $H_x^b(J_z^s)$  —  $x$ -составляющая магнитного поля, образованная всеми электрическими токами над проводящим экраном,  $E_z(J_x^m)$  —  $z$ -составляющая электрического поля, образованная всеми магнитными токами над проводящим экраном,  $E_z(J_z^s)$  —  $z$ -составляющая электрического поля, образованная всеми электрическими токами над проводящим экраном. В правой части уравнений  $H_x^t(-J_x^m)$  —  $x$ -составляющая магнитного поля, образованная магнитным током, излучающим внутрь волновода,  $H_x^{t,n}(x)$  —  $x$ -составляющая известного возбуждающего поля, найденная с учетом диэлектрической вставки.

Выражение  $v\delta(z-0)$  обозначает напряжение, возникающее на нагрузке штыря, где  $\delta$ -функция Дирака показывает, что распределение электрического поля имеет традиционную в теории тонкого вибратора структуру. Напряжение на нагрузке записывается через полный ток на штыре в соответствии с (3):

$$v = -Z_{\text{н}} I_z^s. \quad (7)$$

Для записи магнитной и электрической составляющих электромагнитного поля, входящих в левую часть уравнений (6), используются известные соотношения, связывающие векторы электромагнитного поля и электродинамические векторные потенциалы [5]. Для определения  $x$ -составляющих магнитного поля, входящих в правую часть уравнения (6a), решается задача о возбуждении закороченного при  $z=0$  волновода (при наличии диэлектрической вставки) листком магнитного тока,

расположенного в плоскости  $z = \Delta = 0$ , при  $\Delta \rightarrow 0$ , и задача о возбуждении закороченного в плоскости  $z = 0$  волновода (при наличии диэлектрической вставки) падающей волной магнитного типа  $H_{10}$ . Решение этих задач приводит к следующим выражениям:

$$H_x^T(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \cos \frac{n \pi x}{a} \sin \frac{m \pi y}{b} h_{nm}^T \left[ \left( \frac{n \pi}{a} \right)^2 + \left( \frac{m \pi}{b} \right)^2 \right]^{-1}; \quad (8)$$

$$H_x^{T, \Pi}(x) = -2E_0 \cos(\pi x/a) F^T / W_{10}, \quad (9)$$

где  $E_0$  — амплитуда электрической составляющей падающего электромагнитного поля,  $W_{10}$  — волновое сопротивление волны магнитного типа  $H_{10}$  в волноводе без диэлектрика,  $F^T$  — множитель, учитывающий размеры поперечного сечения волновода и параметры его диэлектрического заполнения. При отсутствии диэлектрической вставки этот множитель равен единице. Коэффициент  $h_{nm}^T$  также определяется размерами поперечного сечения волновода и параметрами его диэлектрического заполнения, [1].

Использование функции Грина в виде представления Флоке (1) позволяет явным образом записать ядра интегральных уравнений, причем структура ядер такова, что становится удобным и эффективным применение метода Галеркина для их решения. Искомые плотности токов в соответствии с методом представим в виде разложения в ряд:

$$J_x^M(q) = \sum_{k=1}^K U_k f_k(x_q, y_q) \delta(z_q - 0); \quad (10)$$

$$J_z^S(q) = \sum_{j=1}^L I_j \varphi_j(z_q) \delta(r' - 0), \quad (11)$$

где  $U_k$ ,  $I_j$  — неизвестные амплитуды,  $f_k(x_q, y_q)$ ,  $\varphi_j(z_q)$  — базисные функции,  $K$  и  $L$  — число базисных функций. Базисные функции записываются в системе координат, связанной с источниками,  $x_q$ ,  $y_q$ ,  $z_q$  — обозначение координат в декартовой системе,  $r'$ ,  $\varphi'$ ,  $z'$  — в полярной. Связь между координатами используемых систем определяется через известные соотношения

$$x_q = d_5 + d \cos \varphi', \quad y_q = d_3 + d \sin \varphi', \quad z_q = z'. \quad (12)$$

Применение метода Галеркина приводит к вычислению двойных интегралов по поверхности излучателя от произведения тока и функции Грина, поэтому выбор базисных функций определяет как возможность их аналитического вычисления, так и затраты машинного времени на решение системы алгебраических уравнений, получающихся в результате применения метода Галеркина к решению интегрального уравнения, и точность получаемых результатов. Выбор базисных функций осуществляется с учетом граничных условий на излучающем раскрыве волновода и боковой поверхности штыря КИ ФАР. При вычислении электромагнитного поля, излучаемого электрическим током, необходимо вычислять интеграл по периметру трубки тока с учетом (1):

$$\int_{\varphi=0}^{2\pi} \exp(-i\kappa_1 x_p - i\kappa_2 y_p) d\varphi = 2\pi J_0(d \sqrt{\kappa_1^2 + \kappa_2^2}), \quad (13)$$

где  $x_p = d \cos \varphi$ ,  $y_p = d \sin \varphi$ ,  $J_0(c)$  — функция Бесселя нулевого порядка с аргументом  $c$ . Таким образом, диаметр штыря учитывается функцией Бесселя, в аргумент которой входит радиус. В коэффициенты, учитывающие взаимодействие электрического тока и излучающего раскрыва волновода, функция Бесселя входит в первой степени, а в коэффициенты, учитывающие взаимодействие электрических токов между собой,

— во второй. В результате применения метода Галеркина к системе интегральных уравнений (6) получим систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных амплитуд при базисных функциях, которую запишем в матричном виде:

$$\begin{bmatrix} Y \\ \vdots \\ h \\ \vdots \\ H \\ \vdots \\ I \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} U \\ \vdots \\ I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U^B \\ \vdots \\ O \end{bmatrix}, \quad (14)$$

где  $Y$  — матрица взаимных и собственных проводимостей, описывающих взаимодействие между магнитными токами, размерностью  $K \times K$ ;  $h$  — матрица коэффициентов, описывающих взаимодействие между магнитными и электрическими токами, размерностью  $K \times L$ ;  $H$  — матрица коэффициентов, описывающих взаимодействие между электрическими и магнитными токами, размерностью  $L \times K$ ;  $Z$  — матрица взаимных сопротивлений, описывающих взаимодействие между электрическими токами, размерностью  $L \times L$ . Столбец искомых амплитуд токов представлен двумя матрицами:  $U$  — матрица-столбец неизвестных амплитуд разложения в ряд магнитного тока, размерностью  $K \times 1$ ;  $I$  — матрица-столбец неизвестных амплитуд разложения в ряд электрического тока, размерностью  $L \times 1$ . В правой части матричного уравнения записана матрица размерностью  $(K \times L) \times 1$ , первый элемент которой равен напряжению возбуждения  $U^B$ , а остальные — нулю.

Используемые базисные функции [4] позволяют в явном виде вычислить все интегралы, входящие в коэффициенты системы уравнений (14). Например, взаимодействие между магнитными токами описывается выражениями типа

$$Y_{11}(\xi, \eta) = -A \sum_{\nu}^{+\infty} \sum_{\mu}^{+\infty} ((k_0 d_1)^2 - \alpha_\nu^2) (\gamma'_{\nu\mu})^{-1} \left( \sin \frac{b \beta_\mu}{2 d_2} \times \right. \\ \left. \times \sin \frac{a \alpha_\nu}{2 d_1} \cos \frac{a \alpha_\nu}{2 d_1} \right) \left[ \beta_\mu \left( \pi^2 - \frac{a^2 \alpha_\nu^2}{d_1^2} \right) \left( 4\pi^2 - \frac{a^2 \alpha_\nu^2}{d_1^2} \right) \right]^{-1}; \quad (15)$$

между электрическими токами —

$$Z_{11}(\xi, \eta) = -\frac{W l}{i 4 k_0 d_1 d_2} \sum_{\nu}^{+\infty} \sum_{\mu}^{+\infty} \frac{E_{\nu\mu}}{\gamma'_{\nu\mu}} J_0^2(d \sqrt{x_1^2 + x_2^2}), \quad (16)$$

где

$$W = 120 \pi, \quad A = 16\pi^2 a^2 d_2 / (i k_0 b d_1^3 W); \quad (17)$$

$$E_{\nu\mu} = \frac{\gamma'_{\nu\mu} (4(k_0 l)^2 - \pi^2)}{(\gamma'_{\nu\mu} k_0 l)^2 - \pi^2/4} - \frac{\pi^2 k_0 l (1 + \gamma'_{\nu\mu}) (1 + \exp(-2\gamma'_{\nu\mu} k_0 l))}{((\gamma'_{\nu\mu} k_0 l)^2 - \pi^2/4)^2}; \quad (18)$$

между магнитными и электрическими токами —

$$H_{11}(\xi, \eta) = -B \sum_{\nu}^{+\infty} \sum_{\mu}^{+\infty} \left\{ \beta_\mu \sin \frac{b \beta_\mu}{2 d_2} \cos \frac{a \alpha_\nu}{2 d_1} \left[ \exp(-\gamma'_{\nu\mu} k_0 l) + \frac{2\gamma'_{\nu\mu} k_0 l}{\pi} \right] \right\} \times \\ \left\{ \gamma'_{\nu\mu} \beta_\mu \left( \pi^2 - \frac{a^2 \alpha_\nu^2}{d_1^2} \right) [(\gamma'_{\nu\mu} k_0 l)^2 + \pi^2/4] \right\}^{-1} J_0(d \sqrt{x_1^2 + x_2^2}) \times \\ \exp \left( + i \frac{d_3}{d_2} \beta_\mu + i \frac{d_5}{d_1} \alpha_\nu \right), \quad (19)$$

где

$$B = 4\pi^2 a l / (i k_0 l d_1 d_2), \quad \gamma'_\nu = \gamma_{\nu\mu} / k_0. \quad (20)$$

Вычисление электродинамических характеристик КИ в составе ФАР по построенному алгоритму осуществляется по программе для ЭВМ БЭСМ-6, написанной на языке ФОРТРАН. Расчет характеристик в одной точке положения луча в пространстве (при использовании шести базисных функций для аппроксимации магнитного тока и трех базисных функций для электрического) без учета диэлектрических вставок занимает 4 секунды машинного времени, с учетом — 8 секунд.

Расчеты проводились для ФАР с прямоугольной сеткой расположения излучателей. На рис. 2 (кривая 1) представлены зависимости модуля коэффициента отражения  $|R|$  в волноводе излучателя ФАР без штырей и диэлектрических вставок. Периоды расположения излучателей  $d_1 = 0,6\lambda$ ,  $d_2 = 0,505\lambda$ , размеры поперечного сечения волновода  $a = 0,55\lambda$ ,  $b = 0,255\lambda$ . Сектор однолучевого сканирования ограничивается возникновением дифракционного лепестка в  $H$ -плоскости при значении угла  $\theta = 42^\circ$ . Задавая значением КСВ  $= 1,5$  ( $|R| = 0,2$ ), отметим, что заданный уровень КСВ достигнут в  $H$ -плоскости до значения  $\theta = 30^\circ$ , в  $E$ -плоскости — до  $\theta = 39^\circ$ . Покажем, как с помощью применения штырей в сочетании с известным методом согласования диэлектрическими вставками можно расширить сектор согласования при заданном КСВ до границ однолучевого сканирования.

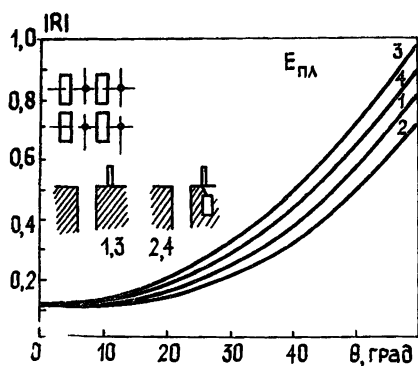


Рис. 3.

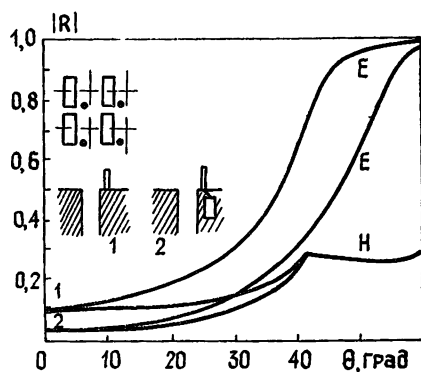


Рис. 4.

Анализ проведенных численных расчетов показывает, что, располагая диэлектрическую вставку толщиной  $t_2 - t_1 = 0,414\lambda$  ( $t_2 - t_1 = 0,25\lambda_d$ , где  $\lambda_d$  — длина волны в волноводе, заполненном диэлектриком), с относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2 = 2,1$  на глубине  $t_1 = 0,495\lambda$ , удастся согласовать волноводную ФАР в  $H$ -плоскости сканирования, достигнув заданного значения КСВ, при этом ухудшив согласование в  $E$ -плоскости (рис. 2, кривая 2). Влияние длины вертикального проводящего штыря и наличия индуктивной нагрузки на согласование ФАР с КИ без диэлектрических вставок в волноводах изображено на рис. 3. Штырь, расположенный в точке с координатами  $d_3 = 0,252\lambda$ ,  $d_5 = 0$ , не изменяет зависимость коэффициента отражения от угла сканирования в  $H$ -плоскости, а в  $E$ -плоскости приводит к возрастанию модуля коэффициента отражения при увеличении длины штыря (кривая 1,  $l = 0,1\lambda$ , кривая 3,  $l = 0,16\lambda$ ). Наличие индуктивного сопротивления  $z_{II} = +i350 \text{ Ом}$  незначительно улучшает согласование (кривая 2,  $l = 0,10\lambda$ , кривая 4,  $l = 0,16\lambda$ ).

Хотя наличие штырей в КИ ФАР (в конкретном рассмотренном случае) приводит к ухудшению согласования в  $E$ -плоскости сканирования, можно сделать важный вывод: применение штырей в волноводной ФАР позволяет влиять на зависимость коэффициента отражения в волноводе КИ при сканировании в  $E$ -плоскости, не изменяя согласование в  $H$ -плоскости. Известно, что вертикальный штырь не излучает вдоль своей оси, поэтому наиболее сильно его влияние проявляется при больших значениях углов сканирования.

Изменить согласование ФАР с КИ в направлении нормали к плоскости решетки с помощью одного вертикального проводящего штыря можно, приблизив штырь к краю волновода. Например, штырь длиной  $l=0,13\lambda$ , расположенный в точке со значениями координат  $d_3=0,14\lambda$ ,  $d_5=0,3\lambda$ , при отсутствии нагрузки незначительно улучшает согласование в направлении нормали (рис. 4, кривая 1), однако при наличии нагрузки  $z_n=i350$  Ом согласование в направлении  $\theta=0^\circ$  улучшается одновременно с улучшением согласования в  $E$ -плоскости (рис. 4, кривая 2). Анализ численных результатов, представленных на рис. 2 — 4, позволяет сформулировать метод согласования. Используя диэлектрическую вставку, необходимо согласовать ФАР с КИ в  $H$ -плоскости сканирования до заданного уровня КСВ в диапазоне углов сектора сканирования. При этом в  $E$ -плоскости зависимость модуля коэффициента отражения от угла сканирования изменится произвольным образом. Подбором параметров штыря и сопротивления нагрузки следует улучшить согласование ФАР в  $E$ -плоскости, не ухудшая согласование в направлении нормали к плоскости решетки. Результаты последовательного применения этого метода представлены на рис. 5 и рис. 6. Использование диэлектрической вставки с ранее определенными параметрами (рис. 2) позволяет согласовать ФАР в  $H$ -плоскости сканирования до угла  $\theta=41^\circ$  (рис. 5). Для параметров штыря  $l=0,13\lambda$ ,  $d_3=0,252\lambda$ ,  $d_5=0$  без нагрузки зависимость модуля коэффициента отражения в  $E$ -плоскости изображена на рис. 5 (кривая 1), а с нагрузкой  $z_n = +i350$  Ом — на рис. 5 (кривая 2). Изменением положения штыря ( $d_3=0,14\lambda$ ,  $d_5=0,3\lambda$ ) с нагрузкой удается существенно улучшить согласование в  $E$ -плоскости до границ сектора однолучевого сканирования (рис. 6).

Для оценки достоверности полученных численных результатов в методе Галеркина принято исследовать внутреннюю сходимость алгоритма путем наращивания числа используемых базисных функций.

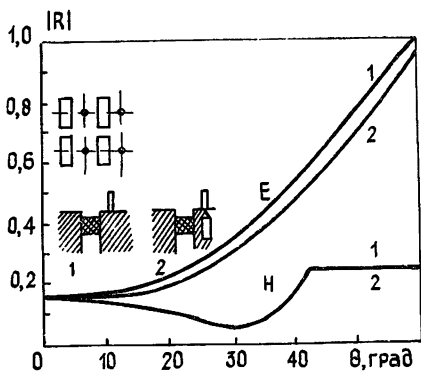


Рис. 5.

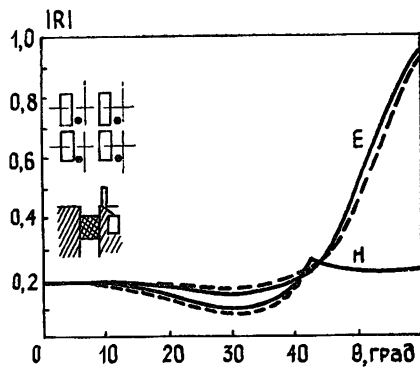


Рис. 6.

Для волноводов, у которых размер узкой стенки не превышает  $0,3\lambda$ , увеличение числа базисных функций свыше шести приводит к изменению численных результатов не более чем на 3%. Аналогичные результаты получены и для аппроксимации тока на штырях. Например, на рис. 6 показано, что увеличение числа базисных функций с двух до трех незначительно изменяет зависимость модуля коэффициента отражения от угла сканирования. Добавление следующих базисных функций приводит к результату, совпадающему с графической точностью с результатом, приведенным на рис. 6. Для получения результатов, интересных для технических приложений, число базисных функций выбирается таким, чтобы получить достаточную точность решения при минимальных затратах машинного времени, когда в разложении электрического тока в ряд используются две базисные функции, магнитного — шесть.

Проведенное численное исследование электродинамических характеристик КИ в составе ФАР показывает, что сочетание метода согласования диэлектрическими вставками и метода согласования вертикальными проводящими штырями с сосредоточенными нагрузками является эффективным способом широкоугольного согласования антенной решетки. Прикладное значение данного исследования состоит в том, что предложен простой и эффективный способ согласования волноводной ФАР и метод, позволяющий определить параметры согласующего устройства.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток. «Пер. с англ.» Ред. А. Ф. Чаплин. — М.: Мир, 1977, с. 228.
2. Раздолин А. М., Филиппов В. С. — Изв. вузов — Радиоэлектроника, 1983, 26, № 2, с. 42.
3. Ильинский А. С., Трубников С. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 11, с. 1383.
4. Бодров В. В., Войнов С. А., Павлова Л. А. — Труды Моск. энерг. ин-та, 1980, вып. 494, с. 114.
5. Марков Г. Т., Чаплин А. Ф. Возбуждение электромагнитных волн. — М. — Л.: Энергия, 1967, с. 17.
6. Бодров В. В., Марков Г. Т. — Сб. научн.-метод. статей по прикладной электродинамике. — М.: Высшая школа, 1977, 1, с. 129.
7. Мейлукс Р. Дж. — ТИИЭР, 1982, 70, № 3, с. 5.
8. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. — М.: Сов. радио, 1957, с. 128.

Московский энергетический  
институт

Поступила в редакцию  
18 марта 1985 г.

#### APPLICATION OF VERTICAL CONDUCTING PINS AND DIELECTRIC INSERTIONS FOR MATCHING WAVEGUIDE PHASED ANTENNA ARRAYS

*V. V. Bodrov, S. A. Voinov*

Radiation of phased antenna arrays (PAA) with combining radiators (CR), consisting of a radiating slot with rectangular cross section and vertical conducting non-symmetrical vibrators with complex resistance, was analysed by means of the method of integral equations. The results of numerical calculations for an effect of vertical pins with concentrated loading on the dependence of the modulus of the reflection coefficient of fider of PAA radiator on the scan angle was given. It is shown, that utilization of dielectric insertions and pins with inductive loading permits one to achieve the definite level matching of PAA in the broad sector of the scan angle.

---