

Новый способ управления излучением в волноводной фазированной антенной решетке

А. В. Грибовский

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
Украина, 61002, г. Харьков, ул. Краснознаменная, 4
E-mail: grib@rian.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 27 июня 2001 г., после переработки 18 декабря 2001 г.

Предложен новый способ возбуждения и управления излучением для фазированной антенной решетки из открытых концов прямоугольных волноводов с помощью поверхностной волны планарного диэлектрического волновода. Показана возможность сканирования лучом при изменении направления распространения поверхностной волны в плоскости апертуры решетки.

Запропоновано новий спосіб збудження та управління випромінюванням для фазованої антенної решітки із відкритих кінців прямокутних хвилеводів за допомогою поверхневої хвилі планарного діелектричного хвилеводу. Показано можливість сканування променем при зміні напрямку поширення поверхневої хвилі у діелектричному хвилеводі.

Фазированные антенные решетки (ФАР) из открытых концов волноводов успешно применяются в радиолокации, радиосвязи и других областях техники, где требуется повышенный уровень излучаемой мощности и высокая скорость управления диаграммой направленности. Такие антенны особенно хорошо зарекомендовали себя в коротковолновой части дециметрового и в сантиметровом диапазонах длин волн. При применении ФАР в коротковолновой области сантиметрового диапазона, а особенно в миллиметровом диапазоне длин волн, возникают трудности, связанные с построением систем питания элементов ФАР и систем управления диаграммой направленности антенны. Это обусловлено увеличением конструктивных размеров элементов систем питания волноводных трактов и увеличением размеров элементов систем управления (фазовращателей) диаграммой направленности по отношению к поперечным размерам волноводных каналов, что затрудняет удовлетворительное

согласование генератора (приемника) с антенной решеткой.

В настоящей работе описана и исследована модель ФАР из прямоугольных волноводов с новым способом возбуждения и новым способом сканирования диаграммой направленности. Такая модель лишена указанных выше недостатков. Возбуждение ФАР осуществляется поверхностной волной планарного диэлектрического волновода на металлической подложке. Запитка волноводных элементов в такой антенне производится путем преобразования поверхностной волны планарного диэлектрического волновода в распространяющиеся волноводные волны. Такой способ запитки волноводных трактов избавляет от необходимости решать конструктивную задачу согласования линии питания с волноводными каналами. Новый способ сканирования диаграммой направленности волноводной ФАР заключается в изменении направления распространения поверхностной волны в плоскости апертуры антенной решетки.

Изменение направления распространения поверхностной волны с плоским фазовым фронтом приводит к изменению фазового распределения электромагнитного поля в раскрыве волноводных каналов, что ведет к изменению направления излучения ФАР [1]. Такой способ управления излучением ФАР избавляет от необходимости применения дорогостоящих фазовращателей миллиметрового диапазона длин волн.

Способ возбуждения поверхностной волны антенн планарного и отражательного типов описан в [2], где также представлены экспериментальные данные и конструкции таких антенн. Последние, в отличие от исследуемой модели, созданы на основе принципа преобразования поверхностной волны в объемные волны на одномерных периодических рассеивателях отражательного типа. Кроме того, в антеннах указанного типа совмещены область взаимодействия поверхностной волны с периодическим рассеивателем и излучающая область. Это обстоятельство создает определенные трудности в конструктивном плане, а также приводит к увеличению потерь излучаемой мощности, которые неизбежны при прохождении электромагнитной волны через слой диэлектрика. Исследуемая модель ФАР лишена этих недостатков, поскольку область взаимодействия поверхностной волны с периодической апертурой ФАР и область излучения разнесены.

Исследуемая модель ФАР представлена на рис. 1. Она состоит из бесконечного идеально проводящего экрана толщиной h_d с волноводными каналами прямоугольного поперечного сечения (рис. 1, а). Раскрыв экрана расположен в плоскости xOy . Центры волноводных каналов размещены периодически в двух неортогональных направлениях с углом χ между ними. Решетке с прямоугольной сеткой соответствует значение угла $\chi = 90^\circ$. Сечение волноводов $a \times b$ выбрано так, что в них может распространяться только основная H_{10} -волна. Рассматриваемая антенная решетка характеризуется волноводной ячейкой с размерами $d_1 \times d_2$ (рис. 1, б). Диэлектрическая пластина толщиной a_d на металлической подложке расположена на расстоянии b_d от экрана в

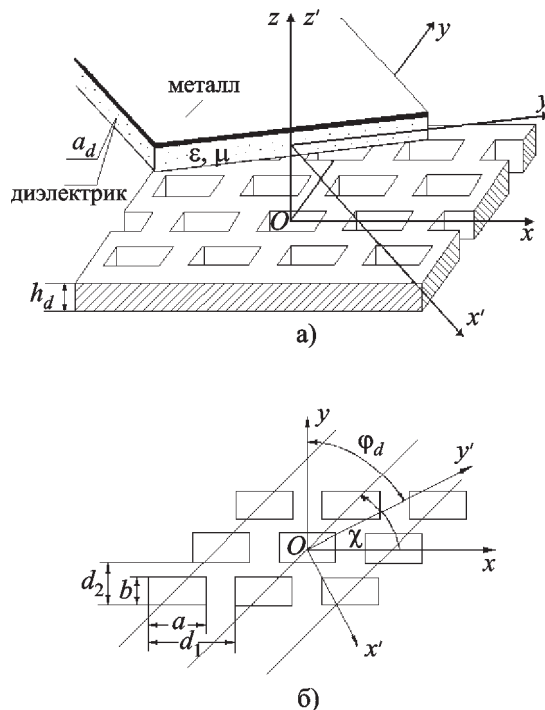


Рис. 1. Модель фазированной антенной решетки: а – общий вид, б – экран

плоскости, параллельной плоскости апертуры ФАР. Диэлектрическая проницаемость пластины – ϵ , магнитная проницаемость равна единице. С пластиной связана система координат $x'y'z'$. Поверхностная волна E_{00} -типа с амплитудой q_d распространяется в пластине вдоль оси Oy' под углом φ_d по отношению к оси Oy .

В работе [3] представлены результаты расчета некоторых характеристик ФАР, возбуждаемой поверхностной волной, в одноволновом режиме при фиксированном направлении распространения поверхностной волны. В этом случае соотношение параметров волноводной ячейки d_1, d_2 и длины волны в свободном пространстве λ выбиралось таким образом, что в областях, не занятых волноводными каналами, распространяется только одна пространственная гармоника. Настоящая работа является продолжением [3], и в ней рассматривается общий случай распространения нескольких пространственных гармоник в зазоре между диэлектрической пластиной и экраном, а также в области ниже экрана.

Рассмотрим сечение модели ФАР плоскостью $y=0$, см. рис. 2. Поперечную компоненту \vec{E}_t электрического поля в области за экраном ($z < -h_d$) представим в виде полной системы векторных пространственных TE - и TM -гармоник:

$$\vec{E}_t(x, y, z) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} d_{qs}^{(1)} \vec{\Psi}_{qs}^{(1)} e^{-i\Gamma_{qs}z} + \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} d_{qs}^{(2)} \vec{\Psi}_{qs}^{(2)} e^{-i\Gamma_{qs}z}, \quad (1)$$

где $d_{qs}^{(1)}$, $d_{qs}^{(2)}$ – неизвестные амплитуды пространственных TE - и TM -гармоник соответственно;

$$\vec{\Psi}_{qs}^{(l)} = \exp[i(\kappa_x x + \kappa_y y)] \frac{1}{\sqrt{S_2} \kappa_r} \begin{cases} \kappa_y \vec{e}_x - \kappa_x \vec{e}_y & l=1, \\ \kappa_x \vec{e}_x + \kappa_y \vec{e}_y & l=2, \end{cases} \quad (2)$$

$$\kappa_r = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}, \quad \kappa_x = \gamma_d \sin \varphi_d - \frac{2\pi q}{d_1},$$

$$\kappa_y = \gamma_d \cos \varphi_d - \frac{2\pi s}{d_2} + \frac{2\pi q}{d_1 \operatorname{tg} \chi},$$

$S_2 = d_1 d_2$ – площадь поперечного сечения

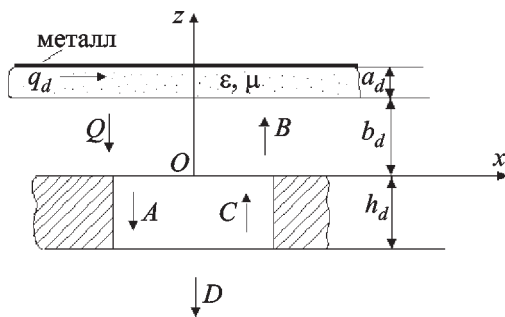


Рис. 2. Сечение модели ФАР плоскостью $y = 0$: Q, B, D – амплитуды пространственных гармоник; A, C – амплитуды волноводных волн

волноводной ячейки, \vec{e}_x и \vec{e}_y – единичные орты системы координат xuz , φ_d – угол между осями y и y' (рис. 1, а);

$$\Gamma_{qs} = \sqrt{k^2 - \kappa_r^2}, \quad k = 2\pi/\lambda.$$

Неизвестные амплитуды пространственных гармоник и волноводных волн находим из решения системы операторных уравнений [3]:

$$\begin{aligned} A &= (I_2 - T_+ P_1 P^{-1} T_- G - R_- G)^{-1} T_+ (I_1 + P_1 P^{-1} R_+) q_d, \\ B &= P^{-1} (R_+ q_d + T_- G A), \end{aligned} \quad (3)$$

$$C = G A,$$

$$D = T_- e_2 A,$$

где $P_1 = e_1 R e_1$; $P = I_1 - R_+ P_1$; $G = e_2 R_- e_2$; I_1, I_2 – единичные операторы; R_+, T_+ – соответственно оператор отражения и оператор прохождения плоских электромагнитных волн решетки полубесконечных волноводов со стороны свободного пространства; R_-, T_- – соответственно оператор отражения и оператор прохождения волноводных волн решетки полубесконечных волноводов со стороны волноводов; R – оператор отражения плоских электромагнитных волн от диэлектрической пластины на металлической подложке; e_1 – оператор, учитывающий изменение фазы поля пространственных гармоник в области между экраном и пластиной; e_2 – оператор, учитывающий изменение фазы поля волноводных волн на длине h_d .

По формулам (3) могут быть рассчитаны амплитуды электромагнитного поля в свободном пространстве и в волноводных каналах без ограничений на параметры модели ФАР. Разработанный алгоритм расчета амплитуд электромагнитного поля позволяет исследовать характеристики антенны в многоволновом режиме. Исследование ФАР в многоволновом режиме представляет значительный интерес, поскольку характеристики антенны в этом случае сильно отличаются от характеристик одноволнового режима. Кроме того, многоволновый режим позволяет моделировать антенную решетку, работающую на прием или передачу в нескольких направлениях одновременно.

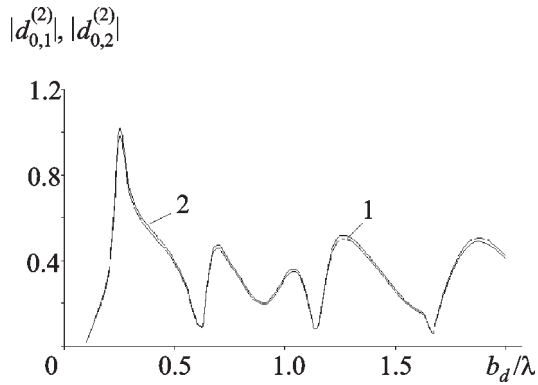


Рис. 3. Зависимость модулей амплитуд $|d_{0,1}^{(2)}|$ (кривая 1) и $|d_{0,2}^{(2)}|$ (кривая 2) распространяющихся пространственных гармоник от волнового расстояния между экраном и пластиной

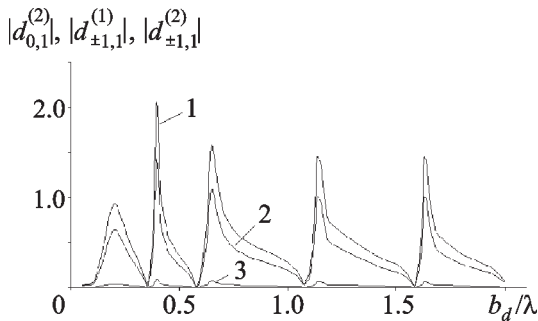


Рис. 4. Зависимость модулей амплитуд $|d_{\pm 1,1}^{(1)}|$ (кривая 2), $|d_{\pm 1,1}^{(2)}|$ (кривая 3) и $|d_{0,1}^{(2)}|$ (кривая 1) распространяющихся пространственных гармоник от волнового расстояния между экраном и пластиной

На рис. 3 и рис. 4 представлены модули амплитуд пространственных гармоник в области $z < -h_d$ в зависимости от волнового расстояния между экраном и пластиной. Параметры, общие для этих зависимостей, следующие: $a = 0.575\lambda$, $b = 0.25\lambda$, $\chi = 90^\circ$, $a_d = 0.13\lambda$, $h_d = 1.9\lambda$, $\varepsilon = 2.25$, $\varphi_d = 0^\circ$. Замедление поверхностной волны в диэлектрическом волноводе равно 1.3. Рис. 3 соответствует случаю, когда в свободном пространстве распространяются две ТМ-гармоники с индексами $q=0, s=1$ и $q=0, s=2$. Эти гармоники распространяются под углами $\varphi_{01} = \varphi_{02} = 90^\circ$, $\vartheta_{01} = 17.5^\circ$, $\vartheta_{02} = 44.4^\circ$ (ϑ, φ – углы сферичес-

кой системы координат). На рис. 4 представлены модули амплитуд пространственных гармоник для случая трех распространяющихся гармоник с индексами $q = \pm 1, s = 1$ и $q = 0, s = 1$. Направления распространения этих гармоник характеризуются следующими углами: $\varphi_{\pm 1,1}^{(1,2)} = \pm 3^\circ$, $\vartheta_{\pm 1,1}^{(1,2)} = 72.5^\circ$, $\varphi_{01}^{(1)} = 90^\circ$, $\vartheta_{01}^{(1)} = 2.9^\circ$.

На рис. 5 и рис. 6 представлены зависимости модулей амплитуд распространяющихся гармоник от волнового размера узкой стенки волноводного канала. Параметры, общие для этих зависимостей, имеют следующие значения: $a = 0.575\lambda$, $\chi = 90^\circ$, $a_d = 0.13\lambda$, $h_d = 1.925\lambda$, $b_d = 0.25\lambda$, $\varepsilon = 2.25$, $\varphi_d = 0^\circ$. На рис. 5 показаны зависимости для случая двух распространяющихся гармоник, а на рис. 6 – для трех. Величины углов, под которыми распростра-

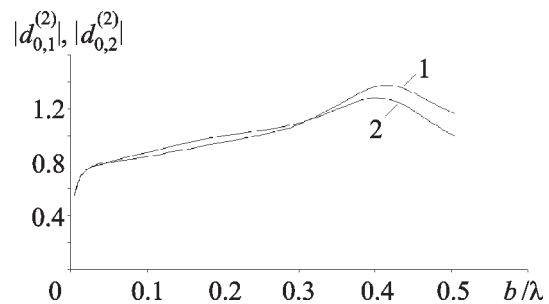


Рис. 5. Зависимость модулей амплитуд $|d_{0,1}^{(2)}|$ (кривая 1) и $|d_{0,2}^{(2)}|$ (кривая 2) распространяющихся пространственных гармоник от волнового размера узкой стенки волноводного канала

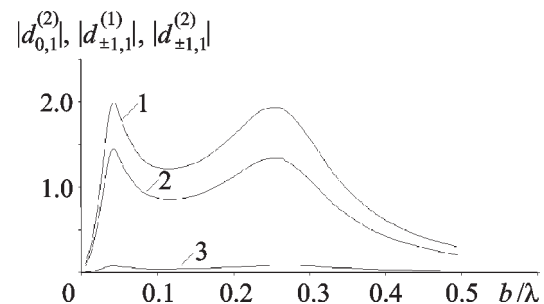


Рис. 6. Зависимость модулей амплитуд $|d_{\pm 1,1}^{(1)}|$ (кривая 2), $|d_{\pm 1,1}^{(2)}|$ (кривая 3) и $|d_{0,1}^{(2)}|$ (кривая 1) распространяющихся пространственных гармоник от волнового размера узкой стенки волноводного канала

ются эти гармоники, те же, что и для гармоник на рис. 3, 4.

Сравнивая результаты расчетов, приведенные выше, с результатами расчетов для одноволнового режима [3], можно утверждать, что характеристики ФАР, работающей в многоволновом режиме, значительно отличаются от аналогичных характеристик одноволновой антенной решетки. Эта информация может оказаться полезной при конструировании многолучевой ФАР.

Перейдем к рассмотрению вопроса об управлении излучением в антенне, возбуждаемой поверхностной волной. Из теории ФАР известно [1], что если электромагнитное поле в волноводных каналах при переходе от одной волноводной ячейки к другой изменяется по закону

$$\vec{E}_{mn}(\vec{H}_{mn}) = \vec{E}_{00}(\vec{H}_{00}) \exp[i(m\psi_x + n\psi_y)], \quad (4)$$

где $\vec{E}_{mn}(x, y)$ и $\vec{H}_{mn}(x, y)$ – электромагнитное поле в раскрытие волноводного канала с номером (m, n) ; $\vec{E}_{00}(x, y)$ и $\vec{H}_{00}(x, y)$ – электромагнитное поле в раскрытие волновода с номером $(0, 0)$; ψ_x, ψ_y – фиксированные сдвиги фаз соответственно по направлениям осей Ox и Oy , то линейное фазовое распределение (4) будет порождать излучение в направлении, определяемом углами ϑ, φ , которые находятся из соотношений:

$$\psi_x = kd_x \sin \vartheta \cos \varphi, \quad (5)$$

$$\psi_y = kd_y \sin \vartheta \sin \varphi.$$

Здесь k – волновое число; d_x, d_y – размеры волноводной ячейки в направлении осей Ox и Oy , соответственно; ϑ, φ – углы сферической системы координат. Поверхностная волна, распространяющаяся в диэлектрической пластине, имеет плоский фазовый фронт. Поэтому электромагнитное поле в волноводных каналах при фиксированном направлении распространения поверхностной волны возбуждается по закону, аналогичному (4). При изменении направления

распространения поверхностной волны (т. е. угла φ_d) происходит изменение фазового распределения электромагнитного поля в волноводных каналах, что ведет, согласно (5), к изменению направления излучения ФАР.

На рис. 7 и рис. 8 представлены зависимости модулей амплитуд пространственных гармоник от направления распространения поверхностной волны в диэлектрической пластине. Параметры, общие для этих кривых,

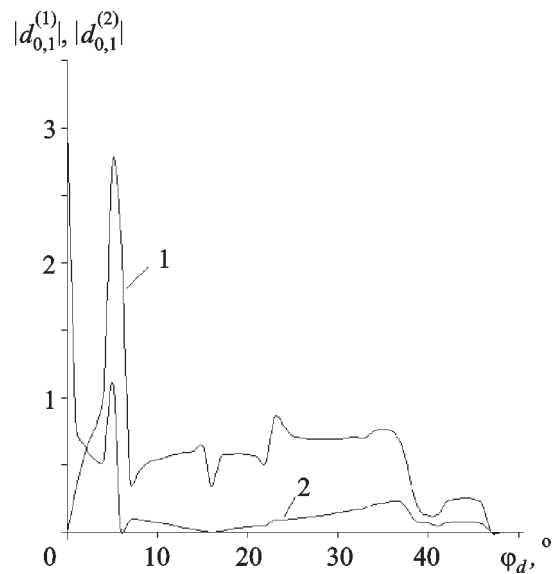


Рис. 7. Зависимость модулей амплитуд ТЕ-гармоники $|d_{0,1}^{(1)}|$ (кривая 1) и ТМ-гармоники $|d_{0,1}^{(2)}|$ (кривая 2) от направления распространения поверхностной волны в диэлектрической пластине

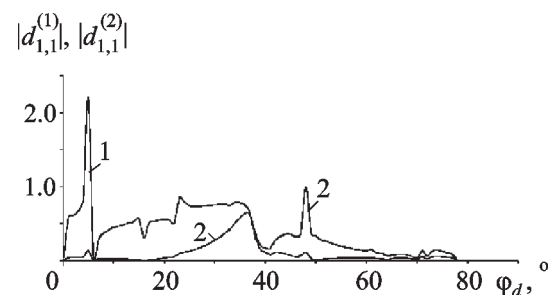


Рис. 8. Зависимость модулей амплитуд ТЕ-гармоники $|d_{1,1}^{(1)}|$ (кривая 1) и ТМ-гармоники $|d_{1,1}^{(2)}|$ (кривая 2) от направления распространения поверхностной волны в диэлектрической пластине

имеют значения: $a = 0.575\lambda$, $b = 0.25\lambda$, $d_1 = \lambda$, $d_2 = 0.8\lambda$, $h_d = 1.925\lambda$, $\chi = 90^\circ$, $b_d = 0.22\lambda$, $a_d = 0.13\lambda$, $\varepsilon = 2.25$. Из графиков видно, что при изменении направления распространения поверхностной волны в пределах $\varphi_d = 0 \div 47^\circ$ в свободном пространстве существует два луча, сформированных гармониками с индексами $q = 0$, $s = 1$, и $q = 1$, $s = 1$. Луч, образованный гармоникой $q = 0$, $s = 1$, при указанном изменении угла φ_d сканируется в пределах $\vartheta_{01} = 2.9 \div 85.9^\circ$, $\varphi_{01} = 90 \div -20.4^\circ$, а луч, образованный гармоникой с индексами $q = 1$, $s = 1$ – в пределах $\vartheta_{11} = 78 \div 17.5^\circ$, $\varphi_{11} = 89 \div -74.4^\circ$.

Таким образом, в работе предложен новый способ возбуждения и управления излучением с помощью поверхностной волны для ФАР из открытых концов волноводов. Исследована работа антенны в многолучевом режиме. Показана возможность сканирования лучами путем изменения направления распространения поверхностной волны в диэлектрической пластине. Простота конструкции ФАР и простой способ возбуждения и управления излучением дают основание утверждать, что предложенная модель ФАР из открытых концов волноводов является перспективной с точки зрения ее применения в миллиметровом диапазоне длин волн.

Литература

1. Н. Амтей, В. Галиндо, Ч. Ву. Теория и анализ фазированных антенных решеток. Москва, Мир, 1974, 455 с.
2. А. П. Евдокимов, В. В. Крыжановский. Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1996, **39**, №9, с. 54-61.
3. А. В. Грибовский. Радиофизика и радиоастрономия. 2001, **6**, №4, с. 332-336.

Original Technique for Radiation Control in Waveguide Phased Antenna Array

A. V. Gribovsky

The new technique of radiation excitation and control in the phased array antenna consisted of the unclosed ends of rectangular waveguides, using the surface wave of a planar dielectric waveguide is offered. The possibility of scanning by a beam is shown under veering the surface wave in a plane of the phased array aperture.