

Возбуждение поверхностной волной фазированной антенной решетки из прямоугольных волноводов

А. В. Грибовский

Радиоастрономический институт НАН Украины,
61002, Харьков, ул. Краснознаменная, 4

Статья поступила в редакцию 29 февраля 2000 г., после переработки 5 мая 2000 г.

В приближении заданного поля показана возможность преобразования поверхностной волны диэлектрической пластины в волноводные волны фазированной антенной решетки из прямоугольных волноводов. Исследована зависимость эффективности возбуждения основной волны в волноводных каналах от параметров антенной решетки, пластины и их взаимного расположения.

У наближенні заданого поля показано можливість перетворення поверхневої хвилі діелектричної пластини у хвилеводні хвилі фазованої антенної ґратки із прямокутних хвилеводів. Досліджено залежність ефективності збудження основної хвилі у хвилеводних каналах від параметрів антенної ґратки, діелектричної пластини та їх взаємного розташування.

Для защиты от внешних атмосферных воздействий фазированные антенные решетки (ФАР) покрывают оболочками. Для плоских ФАР, состоящих из волноводных элементов, защитными оболочками обычно служат диэлектрические пластины. В этих случаях диэлектрик оказывает существенное влияние на характеристики антенны, причем влияние может быть как положительным, так и отрицательным. В первом случае наличие диэлектрического покрытия ФАР может приводить к улучшению согласования антенны со свободным пространством (увеличивается излучаемая мощность). Во втором случае диэлектрическое покрытие ФАР приводит к возникновению вынужденных резонансов поверхностной волны, которые обусловлены возможностью существования внутри диэлектрического слоя волн, подобных поверхностным волнам. При этом передача энергии на излучение становится невозможной. Существование вынужденных резонансов поверхностной волны в ФАР с диэлектрическим покрытием подтверждено теоретически и экспериментально [1]. Особенностью резонансов поверхностной волны является наличие острого пика, достигающего значения, равного единице, на кривой коэффициента отражения. Это приводит к появлению глубоких провалов в диаграмме направленности ФАР ("ослепление").

Целью настоящей работы является исследование возможностей использования вынужденных резонансов поверхностной волны для возбуждения ФАР из прямоугольных волноводов электромагнитной волной, распространяющейся в диэлектрическом слое. Основываясь на теореме взаимности для электромагнитных полей [2], можно ожидать следующее. Если

в диэлектрическом слое, расположенном на апертуре ФАР или на некотором расстоянии от нее, возбудит поверхностную волну, то поле этой волны, взаимодействуя с апертурой антенны, возбудит волноводные волны, распространяющиеся в волноводных каналах антенной решетки. Если при этом в волноводных каналах конечной или переменной длины расположить устройства (например, фазовращатели), которые на выходе (в плоскости раскрыва) второй апертуры ФАР создадут линейное фазовое распределение электромагнитного поля [3], то мы получим антенну проходного типа, у которой происходит преобразование поверхностных волн в волноводные с последующим излучением в свободное пространство в заданном направлении. Такая антенна, по сравнению с аналогичной антенной, у которой питание осуществляется по оптической схеме [4], обладает рядом преимуществ. Она отличается простотой конструкции и значительно меньшим продольным размером при одинаковых размерах апертуры.

Для того чтобы исследовать, при каких условиях преобразование поверхностных волн в волноводные волны ФАР является оптимальным, рассмотрим электродинамическую модель, состоящую из двух объектов (рис. 1, а). Первый объект представляет собой бесконечную периодическую в двух направлениях (x, y) ФАР из полубесконечных волноводов прямоугольного поперечного сечения. Раскрыв решетки расположен в плоскости xOy (рис. 1, б). В плоскости раскрыва центры волноводов расположены в узлах косоугольной сетки. Их положение определяется углом χ . Решетке с прямоугольной сеткой соответствует значение уг-

ла χ , равное 90° . Сечение волноводов $a \times b$ выбрано таким, что в них может распространяться только основная TE_{10} -волна. Поперечное сечение волноводной ячейки равно $d_1 \times d_2$. В качестве второго объекта выберем бесконечную в двух направлениях (x, y) диэлектрическую пластину S толщиной $2a_d$, которая расположена в плоскости, параллельной плоскости апертуры ФАР (рис. 1, а). Нижний край пластины находится на расстоянии b_d от плоскости раскрыва решетки. Диэлектрическая проницаемость материала пластины равна ϵ_1 , а магнитная $\mu = 1$. В приближении заданного поля поверхностной волны, распространяющейся в пластине, требуется найти электромагнитное поле в полубесконечных волноводных каналах фазированной решетки.

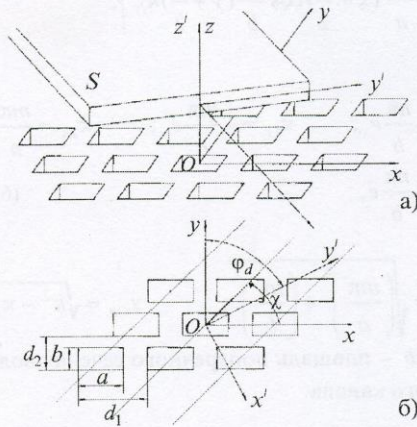


Рис. 1. а) Фазированная антенная решетка с диэлектрической пластиной
б) Фазированная антенная решетка, вид сверху

Постановка задачи в приближении заданного поля предполагает, что электромагнитное поле, рассеянное апертурой решетки, не изменяет параметры поверхностной волны, распространяющейся в диэлектрической пластине.

Как известно [5], в диэлектрическом слое могут распространяться как магнитные (H -тип), так и электрические (E -тип) волны. При одной и той же толщине пластины и длине волны большая часть энергии, переносимая волной H -типа, сосредоточена внутри диэлектрического слоя. Исходя из этого, для возбуждения ФАР из полубесконечных волноводов выберем волну E -типа, распространяющуюся в

пластине под некоторым углом ϕ_d , по отношению к направлению оси Oy (рис. 1).

Электромагнитное поле поверхностной волны, распространяющейся в диэлектрической пластине в направлении оси Oy' , имеет только продольную составляющую вектора Герца с некоторой амплитудой B . Следовательно, электромагнитное поле поверхностной симметричной E -волны описывается единственной отличной от нуля компонентой магнитного поля, которая в системе координат $x'y'z'$, связанной с пластиной, записывается в виде:

$$H_x^0 = B i k g_d \epsilon_1 \cos(a_d g_d) \times \exp\{p_d(z' + a_d)\} \exp\{i\gamma_d y'\}, \quad (1)$$

$$z' \leq -a_d$$

где B – амплитуда электрического вектора Герца; $k = 2\pi/\lambda$; a_d – полутолщина пластины; ϵ_1 – диэлектрическая проницаемость пластины; $g_d = k\sqrt{\epsilon_1^2 - u_d^2}$; $u_d = c/v_f$; c – скорость света в вакууме; v_f – фазовая скорость замедленной волны в пластине; $p_d = \sqrt{\gamma_d^2 - k^2}$; $\gamma_d = ku_d$. Зависимость электромагнитного поля от времени имеет вид $e^{-i\omega t}$. В дальнейшем положим $B = 1 \text{ В} \cdot \text{м}$.

С точки зрения практического применения такой антенны следовало бы использовать диэлектрическую пластину на металлической подложке. Однако для теоретического рассмотрения поставленной задачи это не имеет принципиального значения, поскольку электромагнитное поле поверхностной волны вне пластины на подложке описывается выражением, аналогичным выражению (1), где амплитуда B имеет большее значение, чем в пластине без подложки.

С помощью уравнений Максвелла найдем все компоненты электромагнитного поля пластины и преобразуем их в систему координат xuz , связанную с ФАР. В результате поперечные компоненты возбуждающего поля в системе координат xuz запишутся в виде:

$$\vec{E}_t^0(x, y, z) = -\epsilon_1 g_d p_d \vec{F}(x, y, z);$$

$$-[\vec{e}_z, \vec{H}_t^0(x, y, z)] = i k g_d \epsilon_1 \vec{F}(x, y, z); \quad (2)$$

$$\vec{F}(x, y, z) = \cos(g_d a_d) \exp\{p_d(z - b_d)\} \times \exp\{i(\zeta x + \eta y)\} (\vec{e}_x \sin \phi_d + \vec{e}_y \cos \phi_d);$$

$$\zeta = \gamma_d \sin \phi_d; \quad \eta = \gamma_d \cos \phi_d; \quad 0 \leq z \leq b_d.$$

\bar{e}_x, \bar{e}_y – единичные орты, b_d – расстояние от плоскости раскрыва ФАР до нижнего края пластины, φ_d – угол между направлением распространения поверхностной волны в диэлектрической пластине и осью Oy .

Поперечные компоненты электромагнитного поля, рассеянного апертурой ФАР в области $0 \leq z \leq b_d$, представим в виде суперпозиции полной системы векторных пространственных ТЕ- и ТМ-гармоник, распространяющихся или затухающих в положительном и отрицательном направлениях оси Oz :

$$\begin{aligned} \bar{E}_l^+(x, y, z) &= \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \left[b_{qs}^{(1)} e^{i\Gamma_{qs}z} + c_{qs}^{(1)} e^{-i\Gamma_{qs}z} \right] \bar{\Psi}_{qs}^{(1)} + \\ &+ \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \left[b_{qs}^{(2)} e^{i\Gamma_{qs}z} + c_{qs}^{(2)} e^{-i\Gamma_{qs}z} \right] \bar{\Psi}_{qs}^{(2)}, \\ -[\bar{e}_z, \bar{H}_l^+(x, y, z)] &= \\ &= \frac{1}{k} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \left[b_{qs}^{(1)} e^{i\Gamma_{qs}z} - c_{qs}^{(1)} e^{-i\Gamma_{qs}z} \right] \Gamma_{qs} \bar{\Psi}_{qs}^{(1)} + \\ &+ k \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \left[b_{qs}^{(2)} e^{i\Gamma_{qs}z} - c_{qs}^{(2)} e^{-i\Gamma_{qs}z} \right] \frac{\bar{\Psi}_{qs}^{(2)}}{\Gamma_{qs}}, \\ 0 \leq z \leq b_d, \end{aligned} \quad (3)$$

где $b_{qs}^{(l)}, c_{qs}^{(l)}$ – неизвестные амплитуды пространственных ТЕ- и ТМ-гармоник. Значение индекса $l=1$ соответствует ТЕ-гармоникам, а значение $l=2$ – ТМ-гармоникам.

$$\begin{aligned} \bar{\Psi}_{qs}^{(l)} &= \exp\{i(\kappa_x x + \kappa_y y)\} \times \\ &\times \frac{1}{\sqrt{S_2} \kappa_r} \begin{cases} \kappa_y \bar{e}_x - \kappa_x \bar{e}_y & \text{при } l=1, \\ \kappa_x \bar{e}_x + \kappa_y \bar{e}_y & \text{при } l=2; \end{cases} \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \kappa_x &= \gamma_d \sin \varphi_d - \frac{2\pi q}{d_1}; \\ \kappa_y &= \gamma_d \cos \varphi_d - \frac{2\pi s}{d_2} + \frac{2\pi q}{d_1} \operatorname{tg} \chi; \end{aligned}$$

$$\Gamma_{qs} = \sqrt{k^2 - \kappa_r^2}; \quad \kappa_r = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}; \quad S_2 = d_1 d_2$$

– площадь поперечного сечения волноводной ячейки.

Поперечные компоненты электромагнитного поля в волноводных каналах будем искать в виде суперпозиции полной системы волноводных ТЕ- и ТМ-волн:

$$\begin{aligned} \bar{E}_l^-(x, y, z) &= -ik \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{a_{mn}^{(1)}}{\kappa_{mn}} \bar{\Phi}_{mn}^{(1)} e^{-i\Gamma_{mn}z} - \\ &- i \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\gamma_{mn}}{\kappa_{mn}} a_{mn}^{(2)} \bar{\Phi}_{mn}^{(2)} e^{-i\Gamma_{mn}z}, \\ -[\bar{e}_z, \bar{H}_l^-(x, y, z)] &= i \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\gamma_{mn}}{\kappa_{mn}} a_{mn}^{(1)} \bar{\Phi}_{mn}^{(1)} e^{-i\Gamma_{mn}z} + \\ &+ ik \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_{mn}^{(2)}}{\kappa_{mn}} \bar{\Phi}_{mn}^{(2)} e^{-i\Gamma_{mn}z}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $a_{mn}^{(l)}$ – неизвестные амплитуды ТЕ- и ТМ-волн;

$$\begin{aligned} \bar{\Phi}_{mn}^{(l)} &= \frac{2}{\sqrt{S_1} \kappa_{mn}} \left\{ \cos \frac{m\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2}\right) \sin \frac{n\pi}{b} \left(y + \frac{b}{2}\right) \bar{\kappa}_{lx} + \right. \\ &\left. + \sin \frac{m\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2}\right) \cos \frac{n\pi}{b} \left(y + \frac{b}{2}\right) \bar{\kappa}_{ly} \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{\kappa}_{1x} &= \frac{n\pi}{b} \bar{e}_x; & \bar{\kappa}_{1y} &= -\frac{m\pi}{a} \bar{e}_y; & \bar{\kappa}_{2x} &= \frac{m\pi}{a} \bar{e}_x; \\ \bar{\kappa}_{2y} &= \frac{n\pi}{b} \bar{e}_y; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\kappa_{mn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}; \quad \gamma_{mn} = \sqrt{k^2 - \kappa_{mn}^2};$$

$S_1 = ab$ – площадь поперечного сечения волноводного канала.

В монографии [6] представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований рассеяния поверхностных волн двумерными периодическими решетками. При этом основное внимание уделено преобразованию поверхностных волн в объемные и использованию этого явления для создания антенн миллиметрового диапазона.

В данной работе исследуются условия преобразования поверхностных волн в волноводные волны фазированной решетки, состоящей из прямоугольных волноводов. Поэтому рассматриваются режимы, при которых в спектре рассеянного поля (3) в области $0 \leq z \leq b_d$ отсутствуют волны, распространяющиеся в положительном направлении оси Oz . Эти режимы соответствуют условиям, когда $\operatorname{Re} \Gamma_{qs} = 0$ и $\operatorname{Im} \Gamma_{qs} > 0$. Эти условия позволяют в выражениях (3) положить $c_{qs}^{(l)} = 0$, поскольку в области

между апертурой решетки и нижним краем диэлектрической пластины, при вышеуказанных условиях, отсутствуют волны, отраженные от диэлектрического слоя.

Воспользовавшись граничными условиями для поперечных составляющих электромагнитного поля в плоскости раскрыва решетки (плоскость $z=0$) и ортогональностью волноводных и пространственных гармоник, получим бесконечную систему линейных алгебраических уравнений второго рода относительно неизвестных амплитуд пространственных гармоник $b_{qs}^{(l)}$:

$$\left\{ \begin{aligned} b_{qs}^{(1)} + \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} \sum_{\beta=-\infty}^{\infty} A_{1qs}^{\alpha\beta} b_{\alpha\beta}^{(1)} - \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} \sum_{\beta=-\infty}^{\infty} A_{2qs}^{\alpha\beta} b_{\alpha\beta}^{(2)} &= b_1^{qs}; \\ b_{qs}^{(2)} - \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} \sum_{\beta=-\infty}^{\infty} B_{1qs}^{\alpha\beta} b_{\alpha\beta}^{(1)} + \\ + \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} \sum_{\beta=-\infty}^{\infty} [B_{2qs}^{\alpha\beta} + B_{3qs}^{\alpha\beta}] b_{\alpha\beta}^{(2)} &= b_2^{qs} + b_3^{qs} + b_4^{qs}; \end{aligned} \right. \quad (7)$$

$$q, s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Выражения для матричных элементов системы (7) и все необходимые обозначения приведены в работе [7], где постоянные распространения κ_x и κ_y вычисляются по формулам (4) настоящей работы. Правые части в уравнениях (7) имеют вид:

$$\begin{aligned} b_1^{qs} &= -\frac{i4kH_0}{S_1\sqrt{S_2}} \kappa_{xr} \kappa_y \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} K_m K_n \frac{1}{\gamma_{mn}} \times \\ &\times \left\{ \frac{n\pi}{b} A_{mn} \sin \varphi_d - \frac{m\pi}{a} B_{mn} \cos \varphi_d \right\} - \\ &- \frac{4\pi kb H_0}{aS_1 S_2} \kappa_{xr} \frac{\sin(\kappa_y b/2)}{\kappa_y b/2} \cos \varphi_d \sum_{m=1}^{\infty} K_m \frac{m}{\gamma_{m0}} B_{m0} + \\ &+ \frac{4\pi ka H_0}{bS_1 S_2} \kappa_{yr} \frac{\sin(\kappa_x a/2)}{\kappa_x a/2} \sin \varphi_d \sum_{n=1}^{\infty} K_n \frac{n}{\gamma_{0n}} A_{0n}; \\ b_2^{qs} &= -E_0 \sqrt{S_2} \delta_{0s} \delta_{q0}; \quad \delta_{qs} \text{ - символ Кронекера;} \\ b_3^{qs} &= -\frac{4ikH_0}{S_1\sqrt{S_2}} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[\kappa_{0n}^2 \kappa_{xr} \kappa_x - \kappa_{m0}^2 \kappa_{yr} \kappa_y]}{\kappa_{mn}^2 \gamma_{mn}} \times \\ &\times K_m K_n \left(\frac{n\pi}{b} A_{mn} \sin \varphi_d - \frac{m\pi}{a} B_{mn} \cos \varphi_d \right) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ \frac{4\pi kb H_0}{aS_1\sqrt{S_2}} \kappa_{yr} \frac{\sin(\kappa_y b/2)}{\kappa_y b/2} \cos \varphi_d \sum_{m=1}^{\infty} K_m \frac{m}{\gamma_{m0}} B_{m0} + \\ &+ \frac{4\pi ka H_0}{bS_1\sqrt{S_2}} \kappa_{xr} \frac{\sin(\kappa_x a/2)}{\kappa_x a/2} \sin \varphi_d \sum_{n=1}^{\infty} K_n \frac{n}{\gamma_{0n}} A_{0n}; \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} b_4^{qs} &= -\frac{4i\pi^2 H_0}{kS_1^2\sqrt{S_2}} \kappa_r \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{mnr\gamma_{mn}}{\kappa_{mn}^2} \times \\ &\times K_m K_n \left(\frac{m\pi}{a} A_{mn} \sin \varphi_d + \frac{n\pi}{b} B_{mn} \cos \varphi_d \right) \end{aligned}$$

$$A_{mn} = -\frac{4\zeta\pi n}{b} F_{mn}; \quad B_{mn} = -\frac{4\eta\pi m}{a} F_{mn};$$

$$\begin{aligned} F_{mn} &= \left[\frac{\cos^2(n\pi/2)}{(n\pi/a)^2 - \zeta^2} \sin \frac{\zeta a}{2} + i \frac{\sin^2(n\pi/2)}{(n\pi/a)^2 - \zeta^2} \cos \frac{\zeta a}{2} \right] \times \\ &\times \left[\frac{\sin^2(n\pi/2)}{(n\pi/b)^2 - \eta^2} \cos \frac{\eta b}{2} - i \frac{\cos^2(n\pi/2)}{(n\pi/b)^2 - \eta^2} \sin \frac{\eta b}{2} \right]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_0 &= -g_d p_d \varepsilon_1 A_d; \quad H_0 = -ik g_d \varepsilon_1 A_d; \\ A_d &= \cos(a_d g_d) \exp\{-p_d b_d\}. \end{aligned}$$

После нахождения $b_{\alpha\beta}^{(1,2)}$ амплитуды волноводных волн вычисляются по формулам:

$$\begin{aligned} a_{mn}^{(1)} &= -\frac{2iH_0}{\sqrt{S_1}\gamma_{mn}} \left(\frac{n\pi}{b} A_{mn} \sin \varphi_d - \frac{m\pi}{a} B_{mn} \cos \varphi_d \right) - \\ &- \frac{2\kappa_{mn}^2}{k\sqrt{S_1}S_2\gamma_{mn}} \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} \sum_{\beta=-\infty}^{\infty} b_{\alpha\beta}^{(1)} \hat{\kappa}_{xr} \hat{\kappa}_y \Gamma_{\alpha\beta} \hat{K}_m \hat{K}_n + \\ &+ \frac{2k}{\sqrt{S_1}S_2\gamma_{mn}} \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} \sum_{\beta=-\infty}^{\infty} b_{\alpha\beta}^{(2)} \hat{K}_m \hat{K}_n \times \\ &\times \frac{(\kappa_{m0}^2 \hat{\kappa}_{yr} \hat{\kappa}_y - \kappa_{0n}^2 \hat{\kappa}_{xr} \hat{\kappa}_x)}{\Gamma_{\alpha\beta}}, \quad (9) \\ a_{mn}^{(2)} &= -\frac{2iH_0}{k\sqrt{S_1}} \left(\frac{m\pi}{a} A_{mn} \sin \varphi_d + \frac{n\pi}{b} B_{mn} \cos \varphi_d \right) - \\ &- \frac{2\pi^2 mn}{\sqrt{S_1}S_2 S_1} \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} \sum_{\beta=-\infty}^{\infty} b_{\alpha\beta}^{(2)} \frac{\hat{\kappa}_r}{\Gamma_{\alpha\beta}} \hat{K}_m \hat{K}_n. \end{aligned}$$

Таким образом, задача преобразования поверхностных волн диэлектрической пластины в волноводные волны фазированной антенной решетки, состоящей из прямоугольных волноводов, сведена к решению бесконечной системы линейных алгебраических уравнений второго рода (7).

В задачах дифракции плоских волн на периодических рассеивателях для оценки правильности численного решения получаемых бесконечных систем линейных алгебраических уравнений обычно используют условие выполнения закона сохранения энергии для электромагнитного поля. В задачах рассеяния поверхностных волн в приближении заданного поля такое условие записать не удастся. Для оценки правильности решения системы уравнений (7) мы используем следующее соотношение:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{k} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} |b_{qs}^{(1)}|^2 \Gamma_{qs}^* + k \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{|b_{qs}^{(2)}|^2}{\Gamma_{qs}^*} + \\ & + k \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\gamma_{mn}^*}{\kappa_{mn}} |a_{mn}^{(1)}|^2 + k \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\gamma_{mn}}{\kappa_{mn}} |a_{mn}^{(2)}|^2 - \\ & - k \sqrt{S_2} g_d \varepsilon_1 \cos(g_d a_d) \exp\{-p_d b_d\} [2 \operatorname{Im}(b_{00}^{(2)}) + \\ & + i \sqrt{S_2} p_d g_d \varepsilon_1 \cos(a_d g_d) \exp\{-p_d b_d\}] = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Это соотношение эквивалентно интегральному граничному условию для поперечных компонент электромагнитного поля в плоскости $z=0$, которое получается после операции скалярного перемножения соответствующих компонент электрического и магнитного полей на границе раздела:

$$(\vec{E}_t^+(x, y, 0), \vec{H}_t^+(x, y, 0)) = (\vec{E}_t^-(x, y, 0), \vec{H}_t^-(x, y, 0))$$

Коэффициенты $b_{\alpha\beta}^{(1,2)}$, полученные из решения системы уравнений (7), и амплитуды волноводных волн $a_{mn}^{(1,2)}$ должны удовлетворять соотношению (10).

При численном решении системы уравнений (7) методом редукции достоверность получаемых результатов контролировалась по точности выполнения соотношения (10). Для данных, приведенных ниже, абсолютная точность вычисления амплитуд пространственных гармоник и амплитуд волноводных волн составляла $10^{-4} - 10^{-5}$. Для этого необходимо было учитывать не менее 50 пространственных гармоник и не менее 100 волноводных волн.

Основное внимание при численных расчетах было уделено исследованию зависимости эф-

фективности возбуждения основной TE_{10} -волны в волноводных каналах от различных параметров ФАР и диэлектрической пластины а так же их взаимного расположения. Параметры решетки и пластины, общие для нижеприведенных численных результатов, имеют следующие значения: $a = 0.575\lambda$; $d_1 = 0.625\lambda$; $d_2 = 0.3\lambda$; $a_d = 0.26\lambda$; $u_d = 1.3$; $\varepsilon_1 = 2.25$. На рис. 2 представлены графики зависимостей модуля коэффициента прохождения $|K_{10}^{(1)}|$ основной волны, распространяющейся в волноводных каналах, от относительного размера узкой

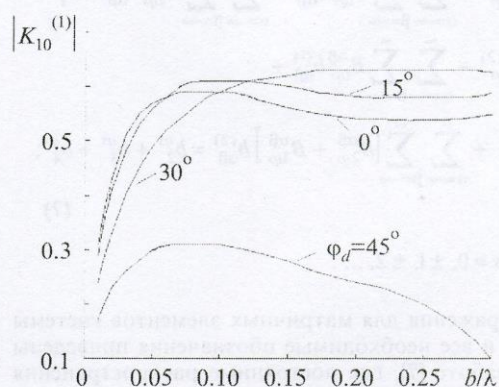


Рис. 2. Зависимость модуля коэффициента прохождения основной волны в волноводе от относительного размера узкой стенки волноводного канала при различных значениях угла φ_d : $\chi = 90^\circ$, $b_d = 0.05\lambda$.

стенки волновода b/λ для различных направлений распространения поверхностной волны в диэлектрической пластине, то есть при различных значениях угла φ_d . Значения параметров диэлектрической пластины взяты из [6]. Значения $|K_{10}^{(1)}|$ вычислялись по формуле $|K_{10}^{(1)}| = |a_{10}^{(1)}| / |\vec{E}_t^0(z=b_d)|$, где $|a_{10}^{(1)}|$ – модуль амплитуды основной волны в волноводе, а $|\vec{E}_t^0(z=b_d)|$ – модуль амплитуды поперечной составляющей электрического поля на поверхности диэлектрической пластины. Из графиков видно, что для различных значений φ_d существуют оптимальные значения величины узкой стенки волноводных каналов, при которых модуль коэффициента прохождения основной волны имеет максимальное значение.

На рис. 3 представлены зависимости $|K_{10}^{(1)}|$ от величины угла φ_d для различных расстояний между диэлектрической пластиной и плоскостью раскрыва решетки. Как и следовало ожидать, эффективность возбуждения ФАР возрастает по мере приближения пластины к плоскости апертуры ФАР. Кроме того, существует оптимальное значение угла φ_d , не равное нулю, при котором величина $|K_{10}^{(1)}|$ максимальна. Наличие глубоких провалов на графиках объясняется, по-видимому, резонансным отражением поверхностной волны от апертуры ФАР (брэгговский резонанс). Для скошенных

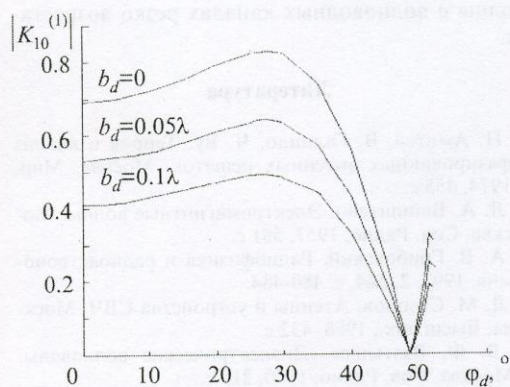


Рис. 3. Зависимость модуля коэффициента прохождения основной волны в волноводе от направления распространения поверхностной волны в диэлектрической пластине для различных значений b_d : $b = 0.25\lambda$; $\chi = 90^\circ$

периодических решеток это явление достаточно полно изучено теоретически и экспериментально [6]. Подробное исследование этого явления для рассеивателей, периодических в двух неортогональных направлениях (что и представляет собой апертура ФАР), выходит за рамки данной работы. Отметим здесь только то, что в точке глубокого провала на кривой зависимости $|K_{10}^{(1)}|$ от φ_d фаза основной волны в волноводных каналах скачком меняет знак. Дальнейшее увеличение угла φ_d приводит к некоторому росту модуля коэффициента прохождения основной волны, и при значении $\varphi_d = 51.5^\circ$ для всех кривых появляется пространственная гармоника с номером $q=1$, $s=0$, распространяющаяся в положительном направлении оси Oz . При этом значении φ_d кри-

вые обрываются, поскольку в рамках данного приближения пространственные гармоники, распространяющиеся вдоль оси Oz , отсутствуют.

На рис. 4 представлены аналогичные зависимости величины $|K_{10}^{(1)}|$ от угла φ_d для ФАР с неортогональной сеткой. Из графиков следует, что располагая центры волноводных каналов в узлах косоугольной сетки, можно управлять условиями возникновения брэгговских резонансов. Здесь также кривые обрываются в точках появления пространственной гармоники с индексами $q=1$, $s=0$.

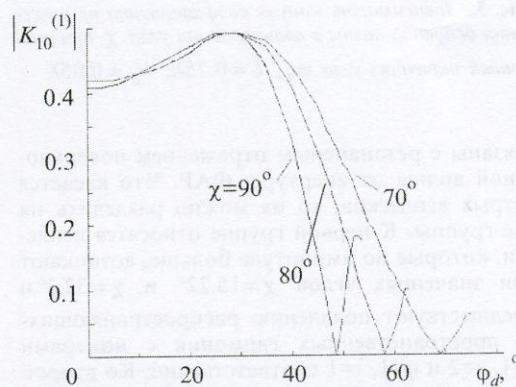


Рис. 4. Зависимость модуля коэффициента прохождения основной волны в волноводе от направления распространения поверхностной волны в диэлектрической пластине при различных значениях угла χ : $b = 0.25\lambda$; $b_d = 0.1\lambda$

На рис. 5 представлены зависимости модуля коэффициента прохождения основной волны в волноводных каналах от взаимного расположения их центров для двух значений угла φ_d . Из графиков видно, что кривая для значения угла $\varphi_d = 0^\circ$ ведет себя плавно во всем диапазоне изменения углов χ . Кривая же для значения угла $\varphi_d = 30^\circ$ имеет ряд острых всплесков и глубоких провалов. В областях изменения углов χ , где значения $|K_{10}^{(1)}|$ отсутствуют, в рассеянном поле в области $0 \leq z \leq b_d$ существуют распространяющиеся гармоники: в интервале изменения углов $\chi = 15.3^\circ - 17.02^\circ$ присутствует гармоника с номером $q=1$, $s=2$, а в интервале $\chi = 32.5^\circ - 40.18^\circ$ – гармоника с номером $q=1$, $s=1$. Глубокие провалы на кривой аналогичны провалам на рис. 3 и рис. 4 и

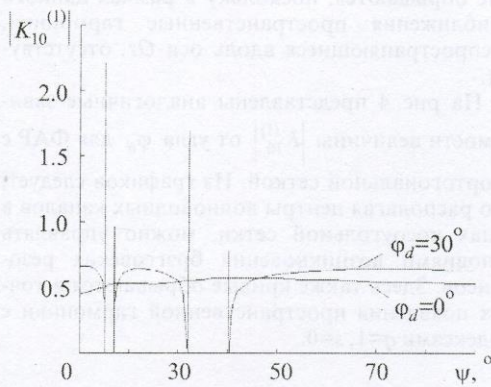


Рис. 5. Зависимость модуля коэффициента прохождения основной волны в волноводе от угла χ при различных значениях угла ϕ_d , $b = 0.25\lambda$; $b_d = 0.05\lambda$.

связаны с резонансным отражением поверхностной волны от апертуры ФАР. Что касается острых всплесков, то их можно разделить на две группы. К первой группе относятся всплески, которые по амплитуде больше, возникают при значениях углов $\chi = 15.22^\circ$ и $\chi = 32.3^\circ$ и предшествуют появлению распространяющихся пространственных гармоник с номерами $q=1, s=2$ и $q=1, s=1$ соответственно. Ко второй группе относятся всплески, по амплитуде меньшие, чем всплески первой группы, и возникающие при значениях углов $\chi = 17.02^\circ$ и $\chi = 40.18^\circ$, при которых пространственные гармоники исчезают. Что касается всплесков второй группы, то их можно объяснить увеличением эффективности возбуждения основной волны в волноводных каналах при исчезновении распространяющихся гармоник. Всплески первой группы объясняются резонансным преобразованием поверхностной волны диэлектрической пластины в поверхностную ТМ-волну, распространяющуюся вдоль апертуры ФАР в направлении, совпадающем с направлением распространения волны в пластине. Численные исследования показали, что при этих значениях параметров амплитуда поверхностной ТМ-волны $|b_{00}^{(2)}|$ резко возрастает, что приводит к резкому увеличению эффективности возбуждения основной волны в волноводе.

Таким образом, в приближении заданного поля показана возможность преобразования

поверхностной волны диэлектрической пластины, расположенной вблизи апертуры ФАР, в волноводные волны. Исследована зависимость эффективности возбуждения основной волны в волноводных каналах от параметров антенной решетки и пластины, а также от их взаимного расположения. Обнаружено резонансное отражение поверхностной волны (дифракция Брэгга) от апертуры ФАР, представляющей собой периодический в двух неортогональных направлениях рассеиватель. Обнаружено резонансное преобразование электромагнитной волны диэлектрической пластины в поверхностную волну, распространяющуюся вдоль апертуры ФАР в направлении, совпадающем с направлением распространения волны в пластине. Установлено, что в этом случае эффективность возбуждения основной волны в волноводных каналах резко возрастает.

Литература

1. Н. Амтей, В. Галиндо, Ч. Ву. Теория и анализ фазированных антенных решеток. Москва, Мир, 1974, 455 с.
2. Л. А. Вайнштейн. Электромагнитные волны. Москва, Сов. Радио, 1957, 581 с.
3. А. В. Грибовский. Радиофизика и радиоастрономия. 1997, 2, №4, с. 480-484.
4. Д. М. Сазонов. Антенны и устройства СВЧ. Москва, Высш. шк., 1988, 432 с.
5. В. Ф. Взятыйшев. Диэлектрические волноводы. Москва, Сов. Радио, 1970, 216 с.
6. В. П. Шестопалов. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т. 1. Открытые структуры. Киев, Наук. Думка, 1985, 216 с.
7. А. В. Грибовский, С. Л. Просвирнин, И. И. Резник. Радиофизика и радиоастрономия, 1997, 2, №1, с. 52-60.

Excitation of Phased-Array Antenna Constructed of Rectangular Waveguides by Surface Waves

A. V. Gribovsky

In a given field approximation, we demonstrate the possibility of transforming the surface waves of a dielectric plate into the waveguide waves of a phased-array antenna. We examine the excitation efficiency for the fundamental wave of a waveguide as a function of the array and plate parameters and also of their relative location.