

Микрополосковые антенные решетки с многослойным диэлектрическим покрытием

Д. Г. Селезнев, И. И. Резник, А. Д. Селезнев

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

Статья поступила в редакцию 21 ноября 2006 г.

Разработан алгоритм исследований и выполнен расчет характеристик излучения микрополосковых антенных решеток из прямоугольных излучателей с многослойным диэлектрическим покрытием. Выявлены вопросы влияния такого покрытия на характеристики антенны. Показана возможность конструктивного синтеза микрополосковых антенных решеток с многослойным диэлектрическим покрытием. В качестве примера рассмотрена четырехэлементная решетка с двухслойным диэлектрическим покрытием. Обнаружен эффект существенного сужения диаграммы направленности в E -плоскости и ее расширения в H -плоскости.

Введение

Микрополосковые антенные решетки (МΠΑР) из прямоугольных излучателей, благодаря своей технологичности и дешевизне, находят широкое применение в современной СВЧ технике. В работах [1-6] приведена обширная библиография по данному вопросу.

В работах [1-4] разработана методика расчета МΠΑР из прямоугольных элементов с учетом взаимного влияния излучателей в решетке и согласования их с линиями питания (конструктивный синтез). В [5] эта методика распространена на антенные решетки с однослойным диэлектрическим покрытием. Выявлено влияние такого покрытия на характеристики решеток, осуществлен их конструктивный синтез. В работе [6] выполнен конструктивный синтез линейных микрополосковых фазированных антенных решеток, позволяющих осуществлять быстрый обзор пространства в широком секторе углов сканирования. Исследования проводились для решеток как с однослойным диэлектрическим покрытием, так и без него.

Исследование МΠΑР с многослойным диэлектриком также представляет интерес. Такие антенны находят различное применение, например при создании направленных антенн слоистая среда является конструктивным элементом в виде многослойного укрытия. В задачах диагностики слоистая среда для микрополоскового излучателя моделирует ткань или оптическую среду. Большой объем исследований микрополосковых антенн и антенных решеток в слоистых средах выполнен в [7]. Однако в этой работе не рассматривались антенные решетки из прямоугольных излучателей и не шла речь об их конструктивном синтезе.

Следует отметить, что наличие многослойного диэлектрического покрытия приводит к многократному отражению и возникновению поверхностных волн значительной интенсивности, к существенному изменению диаграммы направленности (ДН) антенны и т. д.

Цель настоящей работы состоит в обобщении методики, использованной в работах [1-6], на случай МΠΑР из прямоугольных

излучателей с многослойным диэлектрическим покрытием, осуществлении конструктивного синтеза таких решеток, исследовании влияния покрытия на электродинамические характеристики решеток и в указании пути изменения этих характеристик.

Постановка задачи и методика исследований

Методика исследований МПАР достаточно полно освещена в работах [1-4], поэтому напомним лишь, что она основана на применении спектрального метода и приближении заданного распределения поверхностного тока на излучателях решетки. Суть спектрального метода заключается в представлении функции Грина, поля излучения и плотности тока в виде разложения в интеграл Фурье. Такое представление соответствует физическому содержанию краевых задач с плоскими границами и удобно при анализе характеристик излучения антенн. Применительно к теории антенных решеток этот метод развит в работах [8-11]. Кроме того, используемая в настоящей работе методика позволяет учитывать наличие поверхностной волны в диэлектрических слоях и взаимное влияние излучателей, а также осуществлять конструктивный синтез решеток.

Введем декартовую систему координат так, чтобы ось Oz была перпендикулярна границам диэлектрических слоев, а оси Ox и Oy и начало координат находились в плоскости идеально проводящего экрана (рис. 1, а). Излучатели, составляющие МПАР, расположены на подложке с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_j и толщиной Δh_j в плоскости $z = h_{j-1}$ и представляют собой идеально проводящие бесконечно тонкие участки на поверхности диэлектрика, по которым может течь ток. Решетка имеет многослойное диэлектрическое покрытие с параметрами слоев $\epsilon_i, \Delta h_i$ ($i = 2, \dots, j, j$ – число слоев; $\Delta h_i = h_{i-1} - h_i$), над которыми находится свободное пространство ($i = 1, \epsilon_1 = 1$) (рис. 1, а). Элементы решетки согласованы с линиями питания, имеющими характеристическое сопротивление Z_n^c (n – номер излу-

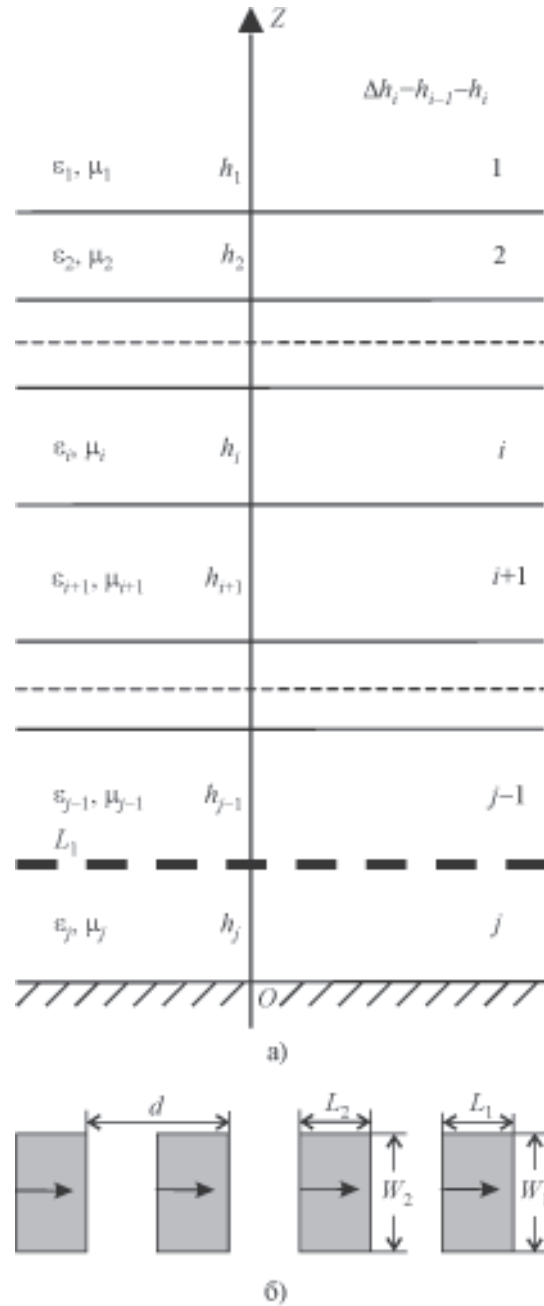


Рис. 1. МПАР с многослойным диэлектрическим покрытием (а); линейная МПАР из 4 излучателей (б)

чателю) и настроены на частоту f_0 . Постоянные распространения волны в направлении оси Oz для каждого слоя определяются по формуле: $\gamma_i = \sqrt{k^2 \epsilon_i - k_r^2}, \text{Im} \gamma_i \leq 0, i = 1, \dots, j$. Здесь $k_r^2 = k_x^2 + k_y^2, k_r \{k_x, k_y\}$ – проекция волнового вектора k на плоскость xOy .

Все компоненты полей, перпендикулярные оси Oz , можно определить через продольные компоненты E_z , H_z . В каждой из областей пространства с постоянными значениями диэлектрической и магнитной проницаемости их можно представить в виде интегралов Фурье:

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} E_z^i \\ H_z^i \end{Bmatrix} &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \begin{Bmatrix} \tilde{E}_z^i \\ \tilde{H}_z^i \end{Bmatrix} \exp(-i\gamma_i(z-h_i)) + \\ &+ \begin{Bmatrix} \tilde{\tilde{E}}_z^i \\ \tilde{\tilde{H}}_z^i \end{Bmatrix} \exp(i\gamma_i(z-h_i)) \exp(-i(k_x x + k_y y)) dk_x dk_y. \end{aligned} \quad (1)$$

В выражении (1) \tilde{E}_z^i , \tilde{H}_z^i – спектральные амплитуды описывающие поле, распространяющееся вдоль положительного направления оси Oz , а $\tilde{\tilde{E}}_z^i$, $\tilde{\tilde{H}}_z^i$ – в отрицательном.

Аналогичным образом можно представить плотности поверхностных токов на излучателях решетки (см. [1, 2]). В результате удовлетворения граничным условиям для полей на плоскости $z = h_i$ можно получить выражения, которые дают связь между спектральными амплитудами полей в областях i и $i+1$:

$$\begin{cases} \tilde{E}_z^{i+1} = e_{i+1}^+ R_{i+1}^+ \tilde{E}_z^i + e_{i+1}^- R_{i+1}^- \tilde{\tilde{E}}_z^i, \\ \tilde{\tilde{E}}_z^{i+1} = e_{i+1}^- R_{i+1}^- \tilde{E}_z^i + e_{i+1}^+ R_{i+1}^+ \tilde{\tilde{E}}_z^i, \\ \tilde{H}_z^{i+1} = e_{i+1}^+ S_{i+1}^+ \tilde{H}_z^i + e_{i+1}^- S_{i+1}^- \tilde{\tilde{H}}_z^i, \\ \tilde{\tilde{H}}_z^{i+1} = e_{i+1}^- S_{i+1}^- \tilde{H}_z^i + e_{i+1}^+ S_{i+1}^+ \tilde{\tilde{H}}_z^i, \end{cases} \quad (2)$$

где $e_i^\pm = \exp(\pm i\gamma_i \Delta h_i)$, $R_i^\pm = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \epsilon_{i-1} \pm \gamma_{i-1} \\ \epsilon_i \quad \gamma_i \end{bmatrix}$, $S_i^\pm = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 \pm \gamma_{i-1} \\ \gamma_i \end{bmatrix}$.

Воспользовавшись связью между спектральными амплитудами полей в областях 1 и 2, а также учитывая (2), можно получить связь между спектральными амплитудами полей в областях 1 и $j-1$:

$$\begin{cases} \hat{E}_z^{j-1} = \hat{\rho}_E \tilde{E}_z^1, \\ \hat{H}_z^{j-1} = \hat{\rho}_H \tilde{H}_z^1. \end{cases} \quad (3)$$

В (3) введены следующие обозначения:

$$\hat{E}_z^{j-1} \equiv \begin{pmatrix} \tilde{E}_z^{j-1} \\ \tilde{\tilde{E}}_z^{j-1} \end{pmatrix}, \hat{H}_z^{j-1} \equiv \begin{pmatrix} \tilde{H}_z^{j-1} \\ \tilde{\tilde{H}}_z^{j-1} \end{pmatrix}, \hat{\rho}_E \equiv \begin{pmatrix} \tilde{\rho}_E \\ \tilde{\tilde{\rho}}_E \end{pmatrix}, \hat{\rho}_H \equiv \begin{pmatrix} \tilde{\rho}_H \\ \tilde{\tilde{\rho}}_H \end{pmatrix}.$$

Все эти выражения представляют собой матрицы-столбцы, причем элементы матриц $\tilde{\rho}_E$, $\tilde{\tilde{\rho}}_E$, $\tilde{\rho}_H$, $\tilde{\tilde{\rho}}_H$ находятся из выражений для операторов $\hat{\rho}_E$, $\hat{\rho}_H$, которые имеют вид:

$$\begin{cases} \hat{\rho}_E = \begin{pmatrix} \tilde{\rho}_E \\ \tilde{\tilde{\rho}}_E \end{pmatrix} = \prod_{i=2}^{j-1} \begin{pmatrix} a_i^+ & b_i^+ \\ a_i^- & b_i^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_2^+ R_2^+ \\ e_2^- R_2^- \end{pmatrix}, \\ \hat{\rho}_H = \begin{pmatrix} \tilde{\rho}_H \\ \tilde{\tilde{\rho}}_H \end{pmatrix} = \prod_{i=2}^{j-1} \begin{pmatrix} c_i^+ & d_i^+ \\ c_i^- & d_i^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_2^+ S_2^+ \\ e_2^- S_2^- \end{pmatrix}, \end{cases} \quad (4)$$

где $a_i^+ = \begin{cases} e_i^+ R_i^+, & i > 2, \\ 1, & i = 2, \end{cases}$ $a_i^- = \begin{cases} e_i^- R_i^-, & i > 2, \\ 0, & i = 2, \end{cases}$
 $b_i^+ = \begin{cases} e_i^+ R_i^-, & i > 2, \\ 0, & i = 2, \end{cases}$ $b_i^- = \begin{cases} e_i^- R_i^+, & i > 2, \\ 1, & i = 2, \end{cases}$
 $c_i^+ = \begin{cases} e_i^+ S_i^+, & i > 2, \\ 1, & i = 2, \end{cases}$ $c_i^- = \begin{cases} e_i^- S_i^-, & i > 2, \\ 0, & i = 2, \end{cases}$
 $d_i^+ = \begin{cases} e_i^+ S_i^-, & i > 2, \\ 0, & i = 2, \end{cases}$ $d_i^- = \begin{cases} e_i^- S_i^+, & i > 2, \\ 1, & i = 2. \end{cases}$

На плоскости $z = h_{j-1}$, на которой расположены излучатели, магнитная компонента поля претерпевает разрыв, равный плотности поверхностного тока. Таким образом, воспользовавшись этим граничным условием, а также выражением (4), получим связь между спектральными амплитудами поля в свободном пространстве и током на излучателях:

$$\begin{cases} \tilde{E}_z^1 = z_0 \gamma_j (k_x \tilde{J}_x + k_y \tilde{J}_y) k^{-1} \left[\tilde{\rho}_E (\epsilon_{j-1} \gamma_j - \right. \\ \left. - i \epsilon_j \gamma_{j-1} \text{ctg} \gamma_j h_{j-1}) + \tilde{\tilde{\rho}}_E (\epsilon_{j-1} \gamma_j + i \epsilon_j \gamma_{j-1} \text{ctg} \gamma_j h_{j-1}) \right]^{-1}, \\ \tilde{H}_z^1 = (k_x \tilde{J}_y - k_y \tilde{J}_x) \left[\tilde{\rho}_H (i \gamma_j \text{ctg} \gamma_j h_{j-1} - \gamma_{j-1}) + \right. \\ \left. + \tilde{\tilde{\rho}}_H (i \gamma_j \text{ctg} \gamma_j h_{j-1} + \gamma_{j-1}) \right]^{-1}, \end{cases} \quad (5)$$

где \tilde{J}_x, \tilde{J}_y – соответственно x - и y - компонента спектральных компонент тока на излучателях решетки.

Введем единичные векторы:

$$\vec{k}_t^{\parallel} = \vec{e}_x \frac{k_x}{k_r} + \vec{e}_y \frac{k_y}{k_r} \text{ и } \vec{k}_t^{\perp} = [\vec{k}_t^{\parallel}, \vec{e}_z].$$

Тогда выражение (5) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_z^1 = & z_0 \gamma_j \left(\tilde{J}, \vec{k}_t^{\parallel} \right) k_r \gamma_j k^{-1} \left[\tilde{\rho}_E (\epsilon_{j-1} \gamma_j - i \epsilon_j \gamma_{j-1} \text{ctg} \gamma_j h_{j-1}) + \right. \\ & \left. + \tilde{\rho}_E (\epsilon_{j-1} \gamma_j + i \epsilon_j \gamma_{j-1} \text{ctg} \gamma_j h_{j-1}) \right]^{-1}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_z^1 = & - \left(\tilde{J}, \vec{k}_t^{\perp} \right) k_r \left[\tilde{\rho}_H (i \gamma_j \text{ctg} \gamma_j h_{j-1} - \gamma_{j-1}) + \right. \\ & \left. + \tilde{\rho}_H (i \gamma_j \text{ctg} \gamma_j h_{j-1} + \gamma_{j-1}) \right]^{-1}. \end{aligned}$$

Используя формулы (3) и (6), а также связь между продольными и перпендикулярными оси Oz компонентами полей (см. [1, 2]), можно получить спектральные амплитуды перпендикулярных оси Oz составляющих электромагнитного поля в области $j-1$:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_t^{j-1} = & \frac{z_0 \gamma_{j-1} \gamma_j \left(\tilde{J}, \vec{k}_t^{\parallel} \right) \vec{k}_t^{\parallel} (-\tilde{\rho}_E + \tilde{\rho}_E)}{k \xi} - \\ & - \frac{k z_0 \left(\tilde{J}, \vec{k}_t^{\perp} \right) \vec{k}_t^{\perp} (\tilde{\rho}_H + \tilde{\rho}_H)}{\zeta}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_t^{j-1} = & \frac{\gamma_{j-1} \left(\tilde{J}, \vec{k}_t^{\perp} \right) \vec{k}_t^{\perp} (-\tilde{\rho}_H + \tilde{\rho}_H)}{\zeta} + \\ & + \frac{k \epsilon_{j-1} \gamma_j \left(\tilde{J}, \vec{k}_t^{\parallel} \right) \vec{k}_t^{\perp} (\tilde{\rho}_E + \tilde{\rho}_E)}{k \xi}, \end{aligned}$$

где $\xi = \tilde{\rho}_E (\epsilon_{j-1} \gamma_j - i \epsilon_j \gamma_{j-1} \text{ctg} \gamma_j h_{j-1}) + \tilde{\rho}_E (\epsilon_{j-1} \gamma_j + i \epsilon_j \gamma_{j-1} \text{ctg} \gamma_j h_{j-1})$,
 $\zeta = \tilde{\rho}_H (\gamma_{j-1} - i \gamma_j \text{ctg} \gamma_j h_{j-1}) - \tilde{\rho}_H (\gamma_{j-1} + i \gamma_j \text{ctg} \gamma_j h_{j-1})$.

Пусть антенна состоит из N излучателей. По поверхности излучателя с номером m ($m = 1, \dots, N$) благодаря приложенной стороне ЭДС и взаимному влиянию излучателей течет ток \tilde{J}_m , который создает поле со спектральной амплитудой \tilde{E}_{tm} . Спектральная амплитуда поля всей антенны и комплексная мощность излучения имеют при этом вид: $\tilde{E}_t = \sum_{m=1}^N \tilde{E}_{tm}$, $P = \sum_{m,n=1}^N P_{mn}$, где $P_{mn} = -\frac{1}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_{tm} \tilde{J}_n^* dk_x dk_y$.

Если воспользоваться выражениями для спектральных амплитуд поля (7), то выражение для комплексной мощности можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} P_{mn} = & -\frac{z_0}{8\pi^2 k_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{k_0^2 \left(\tilde{J}_m^{\perp} \tilde{J}_n^{\perp*} \right) (\tilde{\rho}_H + \tilde{\rho}_H)}{\zeta} + \right. \\ & \left. + \frac{\gamma_{j-1} \gamma_j \left(\tilde{J}_m^{\parallel} \tilde{J}_n^{\parallel*} \right) (\tilde{\rho}_E \tilde{\rho}_E)}{\xi} \right\} dk_x dk_y, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\tilde{J}_m^{\perp} = \left(\tilde{J}_m, \vec{k}_t^{\perp} \right)$, $\tilde{J}_m^{\parallel} = \left(\tilde{J}_m, \vec{k}_t^{\parallel} \right)$.

Величина P_{mn} имеет смысл комплексной входной мощности излучателя с номером n благодаря наличию излучателя m с плотностью тока \tilde{J}_m . Действительная часть входной мощности антенны состоит из мощности излучения в свободное пространство, получаемой интегрированием выражения (8) по области пространства, в которой $k_r^2 < k^2$, и мощности поверхностных волн в диэлектрических слоях. Как видно из формулы (8), выражение для комплексной мощности представляет собой два слагаемых, знаменатель каждого из которых может обращаться в нуль при некоторых значениях постоянной распространения k_r . Эти полюсы подынтегральной функции соответствуют значениям постоянных распространения собственных волн диэлектрических слоев. В подложке могут существовать только два типа собственных волн, TE и TM волны, которые соответственно описываются следующими дисперсионными уравнениями:

$$\begin{aligned} & \tilde{\rho}_H [\gamma_{j-1} - i\gamma_j \text{ctg} \gamma_j k h_{j-1}] - \\ & - \tilde{\rho}_H [\gamma_{j-1} + i\gamma_j \text{ctg} \gamma_j k h_{j-1}] = 0, \\ & \tilde{\rho}_E [\varepsilon_{j-1} \gamma_j - i\varepsilon_j \gamma_{j-1} \text{ctg} \gamma_j k h_{j-1}] + \\ & + \tilde{\rho}_E [\varepsilon_{j-1} \gamma_j + i\varepsilon_j \gamma_{j-1} \text{ctg} \gamma_j k h_{j-1}] = 0. \end{aligned}$$

Наименьшим типом волны, не имеющим частоты отсечки, является первая *TM* волна.

Комплексную мощность излучения можно представить в виде нескольких слагаемых. Для определенности будем считать, что диэлектрическая проницаемость слоев растет с ростом индекса *i*. Тогда будем иметь:

$$\begin{aligned} P_{mn} &= P_{mn}^1 + P_{mn}^i + P_{mn}^{j+1}, \quad i = 2, \dots, j; \\ P_{mn}^1 &= \frac{60}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\varphi \int_0^{\sqrt{\varepsilon_1}} Q_{mn}(x, \varphi) dx; \\ P_{mn}^i &= \frac{60}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\varphi \int_{\varepsilon_i}^{\sqrt{\varepsilon_i}} Q_{mn}(x, \varphi) dx; \\ P_{mn}^{j+1} &= \frac{60}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\varphi \int_{\varepsilon_i}^{\infty} Q_{mn}(x, \varphi) dx. \end{aligned} \tag{9}$$

Здесь φ – полярный угол, $x = k_r/k$ – безразмерная координата, а выражение для Q_{mn} имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} Q_{mn}(x, \varphi) &= \frac{x I_{mn}^\perp(x, \varphi) [\tilde{\rho}_H(x) + \tilde{\rho}_H(x)]}{\zeta} + \\ & + \frac{x \gamma_{j-1}(x) \gamma_j(x) I_{mn}^\parallel(x, \varphi) [\tilde{\rho}_E(x) - \tilde{\rho}_E(x)]}{\xi}, \\ \gamma_j(x) &= \sqrt{\varepsilon_j - x^2}, \\ I_{mn}^\perp(x, \varphi) &= \tilde{J}_m^\perp(x, \varphi) \tilde{J}_n^{\perp*}(x, \varphi), \\ I_{mn}^\parallel(x, \varphi) &= \tilde{J}_m^\parallel(x, \varphi) \tilde{J}_n^{\parallel*}(x, \varphi). \end{aligned}$$

Следует отметить, что действительная часть P_{mn}^1 определяет мощность излучения в свободное пространство. Выражение для P_{mn}^i содержит полюсы, количество которых зависит от количества собственных волн, распространяющихся в диэлектрических слоях, и определяется количеством корней дисперсионного уравнения. Действительная часть P_{mn}^i определяет мощность поверхностных волн в диэлектрических слоях. Подынтегральная функция в выражении для P_{mn}^{j+1} особенностей не имеет и убывает с ростом аргумента как x^{-4} . Процедура вычисления интегралов в (9) подробно описана в [1, 2].

Обсуждение результатов

С помощью приведенной выше методики построен алгоритм расчета характеристик МПАР с многослойным диэлектрическим покрытием. Исследованы такие характеристики МПАР, как ДН, коэффициент стоячей волны (КСВ), коэффициент усиления (КУ). Показано, что изменение параметров диэлектрического покрытия существенно влияет на характеристики МПАР. Выполнен конструктивный синтез МПАР различной конфигурации, что позволяет создавать решетки с заданными характеристиками.

В качестве примера рассмотрим линейную МПАР, состоящую из четырех прямоугольных излучателей с размерами: L_1, L_2 – длины излучателей, или их резонансные размеры; W_1, W_2 – ширины излучателей; d – расстояние между их кромками, расположенными в *E*-плоскости (плоскость в которой лежит вектор \vec{E} , рис. 1, б). Решетка находится на подложке с диэлектрической проницаемостью ε_4 и толщиной h_3 и имеет двухслойное диэлектрическое покрытие с параметрами: $\varepsilon_3, \varepsilon_2$ – диэлектрические проницаемости слоев; $\Delta h_2, \Delta h_1$ – толщины слоев. Проведенные исследования показали, что увеличение толщины слоев покрытия приводит к увеличению мощности, переносимой поверхностной волной, и соответственно к уменьшению КУ решетки. Сле-

дует отметить, что наибольшее влияние на КУ оказывают параметры подложки ϵ_4 , h_3 , поскольку именно в ней в основном распространяется поверхностная волна. Влияние же слоев покрытия на величину КУ не так значительно, причем чем толще слой покрытия с большим значением диэлектрической проницаемости, тем оно сильнее. Данные, подтверждающие это, приведены в табл. 1 для решетки с параметрами: $\epsilon_1 = 1$, $h_2 = 1.6$ мм, $d = 24$ мм, $z^c = 200$ Ом, $f = 10$ ГГц, – которые выбирались таким образом, чтобы в структуре распространялись волны только основного типа.

При изменении параметров покрытия изменяется КСВ в решетке, что приводит к необходимости дополнительного согласования элементов решетки с линиями питания. Такой синтез был проведен по методике, разработанной в [3-6]. Его результаты представлены в табл. 2, где приведены размеры элементов решетки в зависимости от параметров диэлектрического покрытия. Конструктивный синтез осуществлен для решетки с теми же параметрами, что и ранее. Из таблицы видно, что наличие покрытия существенно сказывается на размерах излучателей в решетке. Причем в случае, когда

ближний к решетке слой покрытия имеет более высокое значение диэлектрической проницаемости (ϵ_3), резонансные размеры излучателей (L) меньше, чем в случае, когда к плоскости решетки примыкает менее плотная среда. Размеры излучателей в любом из этих случаев уменьшаются по сравнению со случаем решетки без покрытия.

Такие характеристики МПАР, как КУ и полуширина главного лепестка ДН в зависимости от значений диэлектрической проницаемости покрытия приведены в табл. 3 ($\epsilon_1 = 1$, $h_2 = 1.6$ мм, $\Delta h_2 = \Delta h_1 = 0.5$ мм, $d = 24$ мм, $z^c = 200$ Ом, $f = 10$ ГГц). Здесь представлены данные для двух типов решеток: E -плоскостная решетка (все ее элементы расположены в E -плоскости, рис. 1, б); H -плоскостная решетка (все элементы расположены в H -плоскости, т. е. повернуты на 90°). Видно, что при увеличении значения диэлектрической проницаемости слоев покрытия КУ решетки падает. Что же касается ДН, то в случае линейной E -плоскостной решетки ДН в E -плоскости практически не изменяется при изменении параметров покрытия (рис. 2, квадраты), а вот в H -плоскости она существенно расширяется. Так, если при $\epsilon_4 = 2.2$ полуширина главного лепестка ДН в H -плоскости для решетки без покры-

Таблица 1. Характеристики МПАР в зависимости от толщины слоев диэлектрического покрытия

$\epsilon_4 = 6.5, \epsilon_3 = 2.2, \epsilon_2 = 6.5$								
$\Delta h_1, \text{ мм}$	$\Delta h_2 = 0 \text{ мм}$		$\Delta h_2 = 0.25 \text{ мм}$		$\Delta h_2 = 0.5 \text{ мм}$		$\Delta h_2 = 0.75 \text{ мм}$	
	КУ, дБ	ДН, °	КУ, дБ	ДН, °	КУ, дБ	ДН, °	КУ, дБ	ДН, °
0	12.6	41	12.1	42	11.5	43	10.9	44
0.25	11.4	43	10.7	45	9.7	46	9.0	48
0.5	9.6	46	8.6	48	7.9	50	7.4	52
0.75	7.6	50	7.0	53	6.6	57	6.5	61
$\epsilon_4 = 2.2, \epsilon_3 = 4.0, \epsilon_2 = 9.8$								
$\Delta h_1, \text{ мм}$	$\Delta h_2 = 0 \text{ мм}$		$\Delta h_2 = 0.25 \text{ мм}$		$\Delta h_2 = 0.5 \text{ мм}$		$\Delta h_2 = 0.75 \text{ мм}$	
	КУ, дБ	ДН, °	КУ, дБ	ДН, °	КУ, дБ	ДН, °	КУ, дБ	ДН, °
0	14.5	37	14.4	38	14.3	38	14.1	39
0.25	14.3	38	14.1	40	13.9	42	13.5	45
0.5	14.0	41	13.7	45	13.2	50	12.6	57
0.75	13.5	48	12.8	56	11.9	68	11.0	83

Таблица 2. Размеры излучателей в линейной МПАР из четырех элементов

$\epsilon_4 = 2.2, \Delta h_2 = \Delta h_1 = 0.5$ мм			
	Без покрытия	$\epsilon_3 = 6.5, \epsilon_2 = 2.2$	$\epsilon_3 = 2.2, \epsilon_2 = 6.5$
$L_{1,2}$, мм	$L_1 = 8.88$ $L_2 = 8.76$	$L_1 = 7.21$ $L_2 = 7.12$	$L_1 = 7.70$ $L_2 = 7.60$
$W_{1,2}$, мм	$W_1 = 12.90$ $W_2 = 14.08$	$W_1 = 11.52$ $W_2 = 11.20$	$W_1 = 9.99$ $W_2 = 9.70$
$\epsilon_4 = 6.5, \Delta h_2 = \Delta h_1 = 0.5$ мм			
	Без покрытия	$\epsilon_3 = 6.5, \epsilon_2 = 2.2$	$\epsilon_3 = 2.2, \epsilon_2 = 6.5$
$L_{1,2}$, мм	$L_1 = 4.64$ $L_2 = 4.52$	$L_1 = 4.24$ $L_2 = 4.30$	$L_1 = 4.54$ $L_2 = 4.59$
$W_{1,2}$, мм	$W_1 = 10.07$ $W_2 = 9.72$	$W_1 = 3.64$ $W_2 = 3.04$	$W_1 = 3.20$ $W_2 = 2.70$

тия составляет 37° (рис. 2, ромбы), то при наличии двухслойного покрытия с параметрами $\epsilon_3 = 4.0, \epsilon_2 = 9.8, \Delta h_2 = \Delta h_1 = 0.75$ мм, она составляет 83° (рис. 2, треугольники). Этот эффект связан с уменьшением размеров излучателей в решетке при увеличении значения диэлектрической проницаемости или толщины слоев покрытия,

Таблица 3. Характеристики линейной МПАР из четырех элементов

Тип решетки	ϵ_4	ϵ_3	ϵ_2	$ДН_E, ^\circ$	$ДН_H, ^\circ$	КУ, дБ
<i>E</i> -плоскостная	2.2	–	–	8	37	14.5
	2.2	6.5	2.2	8	41	13.9
	6.5	–	–	8	41	12.6
	6.5	2.2	6.5	8	50	7.9
<i>H</i> -плоскостная	2.2	–	–	47	8	13.2
	2.2	6.5	2.2	40	8	13.4
	6.5	–	–	62	8	10.7
	6.5	6.5	2.2	49	8	9.7

что приводит к увеличению ширины главного лепестка диаграммы направленности в *H*-плоскости.

Интересный эффект, аналогичный эффекту в решетке с однослойным диэлектрическим покрытием, имеет место в случае *H*-плоскостной решетки. При этом в *E*-плоскости наблюдается существенное сужение ДН, например при $\epsilon_4 = 6.5$ полуширина главного лепестка ДН антенны без покрытия составляет 62° , а при двухслойном покрытии с параметрами $\epsilon_3 = 6.5, \epsilon_2 = 2.2, \Delta h_2 = \Delta h_1 = 0.5$ мм она составляет

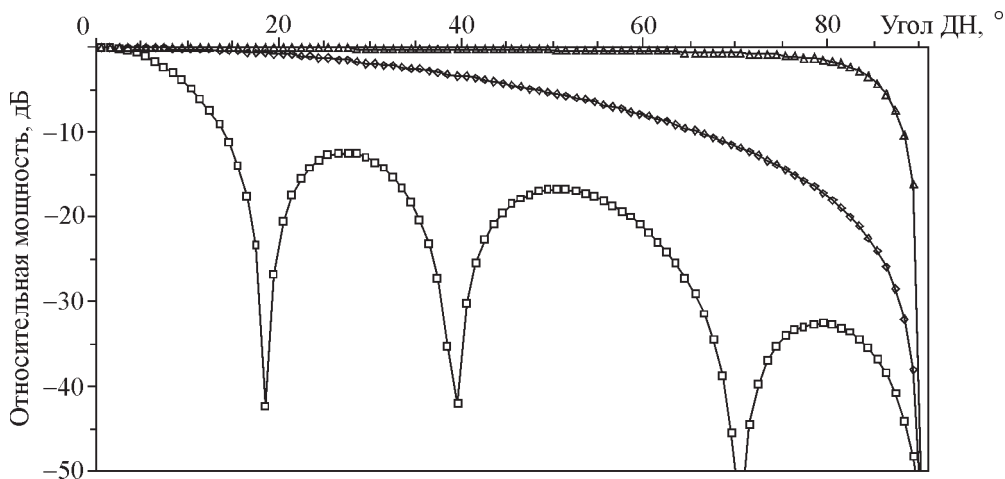


Рис. 2. Диаграммы направленности МПАР: квадраты – *E*-плоскостная решетка, ромбы – *H*-плоскостная решетка без покрытия, треугольники – *H*-плоскостная решетка с покрытием

49° (см. табл. 3). Этот эффект аналогичен эффекту фокусирующей линзы и связан с тем, что при увеличении значений диэлектрической проницаемости или толщин слоев покрытия увеличивается мощность волны, претерпевающей отражение от границ диэлектрических слоев, что приводит к увеличению излучающей апертуры антенны и, как следствие, к сужению ДН.

Заключение

Таким образом, разработана методика исследования и выполнены расчеты характеристик излучения МПАР из прямоугольных излучателей с многослойным диэлектрическим покрытием. Исследования проведены с учетом взаимного влияния излучателей в решетке и их согласования с линиями питания. Выяснены вопросы влияния многослойного диэлектрического покрытия на характеристики антенны. Обнаружен эффект существенного сужения ДН в E -плоскости и ее расширения в H -плоскости для случая линейных решеток. Показана возможность конструктивного синтеза микрополосковых антенных решеток с многослойным диэлектрическим покрытием, обладающих заданными характеристиками.

Литература

1. Просвирнин С. Л., Нечаев Ю. Б., Селезнев Д. Г., Резник И. И., Янсон О. И. Расчет прямоугольных микрополосковых антенн в приближении заданного распределения поверхностного тока: Препр. / Радиоастрономический институт НАН Украины; № 60. – Харьков: 1992. – 58 с.
2. Просвирнин С. Л., Нечаев Ю. Б. Расчет микрополосковых антенн в приближении заданного распределения поверхностного тока. – Воронеж: Изд-во Воронежского ун-та, 1992. – 112 с.
3. Просвирнин С. Л., Резник И. И., Селезнев Д. Г. Согласование с линиями питания и учет взаимного влияния в микрополосковых антенных решетках // Радиотехника и электроника. – 1998. – Т. 43, №10. – С. 1-4.
4. Селезнев Д. Г., Резник И. И., Селезнев А. Д. Микрополосковые антенные решетки из прямоугольных излучателей // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, №1. – С. 52-58.
5. Селезнев Д. Г., Резник И. И., Селезнев А. Д. Микрополосковые антенные решетки с диэлектрическим покрытием // Радиофизика и радиоастрономия. – 2005. – Т. 10, №1. – С. 85-91.
6. Селезнев Д. Г., Резник И. И., Селезнев А. Д. Конструктивный синтез линейных микрополосковых фазированных антенных решеток // Радиофизика и радиоастрономия. – 2005. – Т. 10, №2. – С. 150-156.
7. Чебышев В. В. Микрополосковые антенны и решетки в слоистых средах // Антенны. – 2003. – №10-11. – С. 3-102.
8. Чаплин А. Ф. Анализ и синтез антенных решеток. – Львов: Вища школа, 1987. – 180 с.
9. Pozar D. M. Input impedance and mutual coupling of rectangular microstrip antennas // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1982. – Vol. 30, No. 6. – P. 1191-1196.
10. Pozar D. M. Consideration for millimeter wave printed antennas // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1983. – Vol. 31, No. 5. – P. 740-747.
11. Pozar D. M. Finite phased arrays of rectangular microstrip patches // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1986. – Vol. 34, No. 5. – P. 658-665.

Мікροстрічкові антенні решітки з багатошаровим діелектричним покриттям

Д. Г. Селезньов, І. І. Резнік,
А. Д. Селезньов

Розроблено алгоритм дослідження та виконано розрахунки характеристик випромінювання мікροстрічкових антенних решіток з прямокутних випромінювачів з багатошаровим діелектричним покриттям. Досліджено питання впливу такого покриття на властивості антени. Показано можливість конструктивного синтезу мікροстрічкових антенних решіток з багатошаровим діелектричним покриттям. Як приклад розглянуто чотирьохелементну антенну решітку з двошаровим діелектричним покриттям. Знайдено ефект суттєвого звуження діаграми спрямованості в E -площині та її розширення в H -площині.

Microstrip Antenna Arrays with Laminated Dielectric Covering

**D. G. Seleznyov, I. I. Reznik,
and A. D. Seleznyov**

The analysis algorithm is constructed and radiation characteristics calculated for the antenna arrays of rectangular radiators with laminated dielectric covering. This latter effect on the antenna characteristics is studied. The possibility for the structure synthesis of microstrip antenna arrays with laminated dielectric covering is shown. Exemplified is a four element antenna array with the duplex dielectric coating. The effect of severe narrowing the antenna directional pattern in the E -plane and broadening in the H -plane is found.