

УДК 621.396.67

**ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
КОЭФФИЦИЕНТА ПЕРЕДАЧИ
УПРАВЛЯЕМОЙ ПЛОСКОСЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ**

Г.Д.Михайлов, Ф.П.Астапенко

С использованием теории периодических структур и тензорных функций Грина цилиндрических областей определены соотношения для численного расчета коэффициента передачи управляемой плоскослоистой среды. Приведены результаты расчета и сравнение с результатами эксперимента.

Управляемые плоскослоистые среды (ПСС) предназначены для управления амплитудой, фазой и поляризацией прошедшей и отраженной волны. На их основе могут быть реализованы различные устройства сантиметрового, миллиметрового, субмиллиметрового диапазонов волн [1-3].

В настоящее время проведено электродинамическое исследование только для решетки нагруженных тонких стержней, находящихся в однородном диэлектрическом заполнении [4].

В данной работе в целях получения исходных данных для проектирования СВЧ устройств на основе управляемых ПСС, спределения их достижимых характеристик, рассмотрена задача рассеяния электромагнитной волны на бесконечной в плоскости слоев структуре ПСС.

Рассматриваемая структура состоит (рис.1) из полубесконечного диэлектрического слоя 1 с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , второго диэлектрического слоя 2 с толщиной h_2 и диэлектрической проницаемостью ϵ_2 ; периодической решетки тонких проводящих стержней 3, в разрывы которых включены цилиндрические импедансные нагрузки 4, имеющие равномерное распределение удельного импеданса Z_H ; третьего диэлектрического слоя 5 с толщиной h_3 и диэлектрической проницаемостью ϵ_3 ; и четвертого полубесконечного слоя 6 с диэлектрической проницаемостью ϵ_4 .

Принимается, что вектор падающего электрического поля $\vec{E}_{\text{ст}}$ параллелен стержням решетки.

Используя теорию периодических структур, образуем вокруг одного элемента решетки единичную ячейку (рис.1), стенки которой перпендикулярны плоскости решетки и образуют фиктивный волновод с электрическими и магнитными стенками [5, 6].

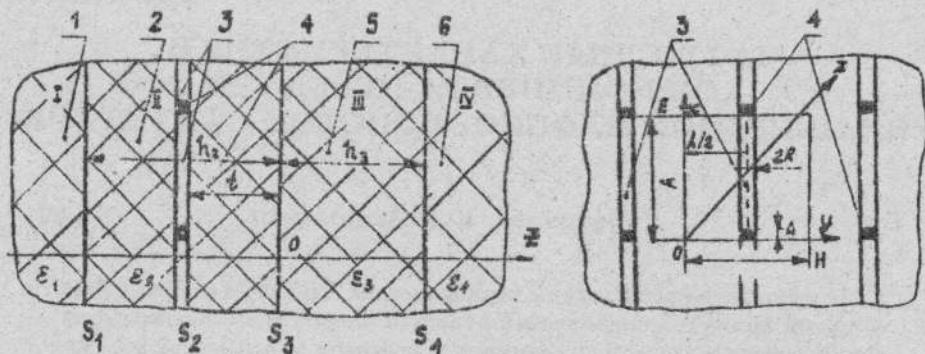


Рис.1.

Условия непрерывности тангенциальных составляющих электрического поля на решетке в плоскости S_2 и магнитного поля на границах раздела диэлектриков S_1 , S_3 , S_4 запишутся в виде

$$\begin{aligned} \vec{H}_{ct} + \vec{H}^I(\vec{G}_{M1}) &= \vec{H}^{II}(\vec{G}_{M2}) + \vec{H}^{II}(\vec{G}_{M3}) + \vec{H}^{II}(\vec{I}_o); \\ \vec{E}^{II}(\vec{G}_{M2}) + \vec{E}^{II}(\vec{G}_{M3}) + \vec{E}^{II}(\vec{I}_o) &= \vec{E}_1; \\ \vec{H}^{II}(\vec{G}_{M2}) + \vec{H}^{II}(\vec{G}_{M3}) + \vec{H}^{II}(\vec{I}_o) &= \vec{H}^{III}(\vec{G}_{M4}) + \vec{H}^{III}(\vec{G}_{M5}); \\ \vec{H}^{III}(\vec{G}_{M4}) + \vec{H}^{III}(\vec{G}_{M5}) &= \vec{H}^{IV}(\vec{G}_{M6}), \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\vec{G}_{M1,2} = \vec{n}_{1,2} \cdot \vec{E}_{\tau 1}; \quad \vec{G}_{M3,4} = \vec{n}_{3,4} \cdot \vec{E}_{\tau 3}; \quad \vec{G}_{M5,6} = \vec{n}_{5,6} \cdot \vec{E}_{\tau 4} -$$

фиктивные магнитные токи, обусловленные распределением тангенциальной составляющей электрического поля на границах раздела диэлектрических слоев, а

$$E(I_o), \quad H(I_o), \quad E(\vec{G}_M), \quad H(\vec{G}_M) -$$

электрические и магнитные поля, создаваемые электрическими и магнитными токами в 1, 2, 3 и 4 областях структуры.

Стороннее поле представим в наиболее удобной для дальнейших преобразований форме — в виде суммы прямой и обратной волн [6]

$$H_{ct} = \Psi_{00} \{ \exp[-\gamma_{00}^I(z + h_2)] + \exp[\gamma_{00}^I(z + h_2)] \}. \quad (2)$$

Ввиду того, что стержень имеет малый, по сравнению с длиной волны, диаметр $2R$, поле стороннего источника практически постоянно вблизи

стержня. Поэтому принимается, что поле, создаваемое токами, наведенными в стержне, возбуждается воображаемой нитью с током I_0 , расположенной вдоль оси стержня [7], а поле на поверхности стержня и цилиндрической нагрузки задается усредненным, ввиду малости величины разрыва стержня, Δ

$$E_1 = \begin{cases} Z'_H \int_0^\Delta I_0(x) dx, & 0 \leq x \leq \Delta, \quad y = \frac{A}{2} \pm R, \\ 0, & \Delta < x < A, \quad y = \frac{A}{2} \pm R, \end{cases} \quad (3)$$

где

$$Z'_H = Z_H / \Delta.$$

Границное условие (3) является приближенным и не совсем точно учитывает действие высших типов колебаний возле нагрузки. Данное условие привлечено для описания поля вблизи разрыва из теории щелевых антенн [8], которое хорошо согласуется с практикой решения для тонких, по сравнению с длиной волны, щелей. Физически границное условие означает, что вторичное поле решетки с импедансными нагрузками формируется только токами, наводимыми металлическими стержнями. В нем отсутствует поле, получаемое в результате взаимодействия реактивных волн, возникающих в нагрузке и на концах стержня.

Далее рассмотрим простейший случай, когда решетка расположена в стыке между вторым и третьим диэлектриком, т.е. при $t \rightarrow 0$. Тогда система уравнений (1), с учетом тензорных функций Грина [5], примет вид

$$\begin{aligned} \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \Psi_{mn} \int_{S_3} \Psi_{mn}^* E_{r3} dS_3 &= E_1, \\ 2\Psi_{00} + \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} (Y_{mn}^I + Y_{mn}^{II}) \Psi_{mn} \int_{S_1} \Psi_{mn}^* E_{r1} dS_1 &= \\ = \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} Y_{mn1}^{II} \Psi_{mn} \int_{S_3} \Psi_{mn}^* E_{r3} dS_3, & \\ \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \Psi_{mn} \left\{ Y_{mn1}^{II} \int_{S_1} \Psi_{mn}^* E_{r1} dS_1 - \int_{S_2} \Psi_{mn}^* I_0 dS_2 \right\} &= \\ = \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \Psi_{mn} \left\{ Y_{mn1}^{III} \int_{S_4} \Psi_{mn}^* E_{r4} dS_4 - (Y_{mn}^{II} + Y_{mn}^{III}) \int_{S_3} \Psi_{mn}^* E_{r3} dS_3 \right\}, & \end{aligned} \quad (4)$$

$$\sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \Psi_{mn} Y_{mn1}^{III} \int_{S_3} \Psi_{mn}^* E_{r3} dS_3 = \\ = \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \Psi_{mn} (Y_{mn}^{III} + Y_{mn}^{IV}) \int_{S_4} \Psi_{mn}^* E_{r4} dS_4,$$

где

$$Y_{mn}^I = j(K_I^2 - K_{yn}^2) / (\omega \mu_0 \gamma_{mn}^I),$$

$$Y_{mn}^{II} = \left\{ j(K_{II}^2 - K_{yn}^2) / (\omega \mu_0 \gamma_{mn}^{II}) \right\} \operatorname{cth}(\gamma_{mn}^{II} h_2),$$

$$Y_{mn1}^{II} = \left\{ j(K_{II}^2 - K_{yn}^2) / (\omega \mu_0 \gamma_{mn}^{II}) \right\} / \operatorname{sh}(\gamma_{mn}^{II} h_2),$$

$$Y_{mn}^{III} = \left\{ j(K_{III}^2 - K_{yn}^2) / (\omega \mu_0 \gamma_{mn}^{III}) \right\} \operatorname{cth}(\gamma_{mn}^{III} h_3),$$

$$Y_{mn1}^{III} = \left\{ j(K_{III}^2 - K_{yn}^2) / (\omega \mu_0 \gamma_{mn}^{III}) \right\} / \operatorname{sh}(\gamma_{mn}^{III} h_3),$$

$$Y_{mn}^{IV} = j(K_{IV}^2 - K_{yn}^2) / (\omega \mu_0 \gamma_{mn}^{IV}),$$

$$\gamma_{mn}^{I,II,III,IV} = \sqrt{[K_{zm}^2 + K_{yn}^2 - K_{I,II,III,IV}^2]},$$

$$K_{I,II,III,IV} = 2\pi \sqrt{[\varepsilon_{1,2,3,4}]} / \lambda,$$

$$K_{zm} = 2\pi m / A, \quad K_{yn} = 2\pi n / A,$$

$$\Psi_{mn} = \frac{1}{A} \exp \left\{ j(K_{zm} X + K_{yn} Y) \right\},$$

$$\Psi_{mn}^* = \frac{1}{A} \exp \left\{ -j(K_{zm} X' + K_{yn} Y') \right\}.$$

Решение системы (4) будем искать в виде разложения в ряд по собственным функциям, исходя их геометрии задачи

$$\begin{aligned} I_0 &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m \Psi_m(x), \\ E_{\tau 1} &= \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} a_{mn} \Psi_{mn}(x, y), \\ E_{\tau 3} &= \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} b_{mn} \Psi_{mn}(x, y), \\ E_{\tau 4} &= \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} c_{mn} \Psi_{mn}(x, y), \end{aligned} \quad (5)$$

Используя такое разложение, выразим коэффициенты a_{mn} и c_{mn} через b_{mn}

$$\begin{aligned} a_{00} &= (b_{00} Y_{001}^{II} - 2) / (Y_{00}^I + Y_{00}^{II}), \\ a_{mn} &= b_{mn} Y_{mn1}^{II} / (Y_{mn}^I + Y_{mn}^{II}), \\ c_{00} &= b_{00} Y_{001}^{III} / (Y_{00}^{III} + Y_{00}^{IV}), \\ c_{mn} &= b_{mn} Y_{mn1}^{III} / (Y_{mn}^{III} + Y_{mn}^{IV}), \end{aligned} \quad (6)$$

которые, в свою очередь, выразим через I_0 , I_m

$$\begin{aligned} b_{00} &= \left\{ I_0 M_0^* (Y_{00}^I + Y_{00}^{II}) + 2 Y_{001}^{II} \right\} / [Y_{00}^0 (Y_{00}^I + Y_{00}^{II})], \\ b_{mn} &= I_m M_n^* / Y_{mn}^0, \end{aligned} \quad (7)$$

$$M_n^* = \Psi_n^*(A/2),$$

где

$$Y_{mn}^0 = \frac{(Y_{mn1}^{II})^2}{Y_{mn}^I + Y_{mn}^{II}} + \frac{(Y_{mn}^{III})^2}{Y_{mn}^{III} + Y_{mn}^{IV}} - (Y_{mn}^{II} + Y_{mn}^{III}).$$

Подставляя выражения для b_{00} и b_{mn} в первое уравнение системы (4), в результате несложных, но громоздких преобразований, получаем систему линейных уравнений относительно амплитуд токов I_0 , I_m , решение

которой имеет следующий вид

$$I_0 = PS/(Z'_H B_0 B_0^* - FS), \quad (8)$$

$$I_m = -PB_0 B_m^* Z'_H / [jX_m(Z'_H B_0 B_0^* - FS)],$$

где

$$P = 2Y_{00}^{II}/[Y_{00}^o(Y_{00}^I + Y_{00}^{II})],$$

$$S = 1 - Z'_H \sum_{m=-\infty}^{\infty}' [B_m B_m^* / (jX_m)],$$

$$F = \sum_{n=-\infty}^{\infty} M_n^* M_n^- / Y_{0n}^o.$$

$$M_n^- = \Psi_n(A/2 \pm R), \quad (9)$$

$$B_m = \int_0^{\Delta} \Psi_m(x) dx, \quad B_m^* = \int_0^{\Delta} \Psi_m^*(x) dx,$$

$$jX_m = \sum_{n=-\infty}^{\infty} M_n^* M_n^- / Y_{mn}^o,$$

$$\sum_m' = \sum_m m \text{ без члена } m = 0.$$

Магнитное поле в дальней зоне области 4, при условии распространения основного типа волны ($m = n = 0$), можно представить в виде

$$H_{\Sigma}^{IV} = H_{00}^{IV}(\mathfrak{F}_{m6}).$$

Учитывая явный вид H_{00}^{IV} , выраженный через тензорную функцию Грина, получаем следующее выражение

$$H_{\Sigma}^{IV} = -\Psi_{00} c_{00} Y_{00}^{IV} \exp \left\{ \gamma_{00}^{IV} (n_3 - z) \right\}.$$

Коэффициент передачи по полю T найдем как отношение амплитуды прошедшей волны к амплитуде падающей, откуда

$$T = -c_{00} Y_{00}^{IV} \exp \left\{ \gamma_{00}^{IV} h_3 + \gamma_{00}^I h_2 \right\}. \quad (10)$$

Анализ выражения для I_0 показывает, что входящая в него сумма двойного ряда имеет кубическую сходимость как по m так и по n . Однако с

уменьшением Δ , число суммируемых по m слагаемых возрастает. Как показали расчеты, при изменении Δ от 0,1 А до 0,0001 А при заданной точности вычисления не ниже 1%, число суммируемых членов меняется от 10 до 15. Число суммируемых членов увеличивается и при уменьшении толщины диэлектрических слоев h_2, h_3 . Это объясняется тем, что на структуру, при малых толщинах h_2, h_3 , оказывает влияние все большее число типов колебаний, существующих вблизи решетки. При больших толщинах h_2, h_3 они такого влияния не оказывают, так как быстро экспоненциально затухают.

Для рассматриваемой структуры численно рассчитаны значения модуля и фазы коэффициента передачи в зависимости от длины волны, выраженной в относительных единицах A/λ и от толщины второго и третьего слоев, также выраженных в относительных единицах h/A .

На рис.2 представлены зависимости модуля коэффициента передачи для $m, n = 5(1), m, n = 10(2), m, n = 12(3), m, n = 15(4)$ при фиксированных остальных параметрах. Из рис.2 видно, что зависимости 3 и 4 мало отличаются, а дальнейшее увеличение m, n , как показали расчеты, приводит лишь к затратам машинного времени без увеличения точности. Значения модуля коэффициента передачи при удержании $m, n = 12$ и $m, n = 15$ членов разложения совпадают в 3 знаке. Поэтому для всех дальнейших расчетов принимались $m, n = 12$. Затраты машинного времени ПЭВМ "Электроника-85" при этом для расчета одной точки составляли 10 с.

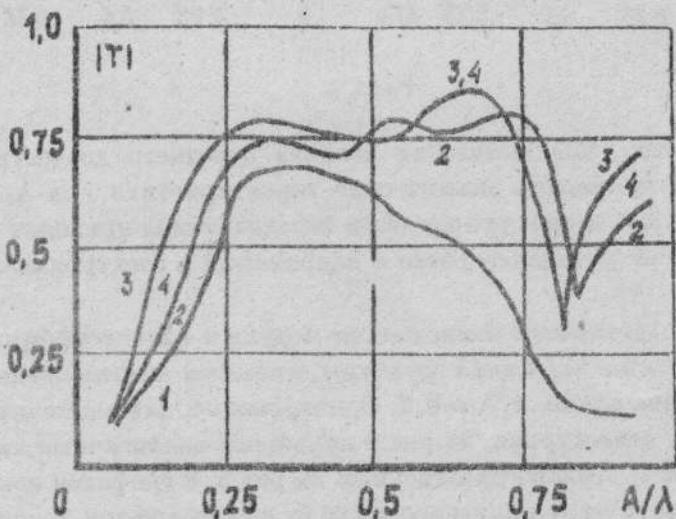


Рис.2.

На рис.3 представлены зависимости модуля и фазы коэффициента передачи от длины волны A/λ для структуры, имеющей следующие параметры: $\epsilon_1 = \epsilon_4 = 1$ (воздух), $\epsilon_2 = \epsilon_3 = 2$, $h_2/A = 0,5$, $h_3/A = 0,5$,

$\Delta/A = 0,03$, $R/A = 0,045$ для двух значений импедансов нагрузки Z_1 и Z_2 , обозначенных на рисунках непрерывной и пунктирной линией соответственно. При этом Z_1 соответствует купевому, а Z_2 — положительному смещению подаваемого на диод напряжения. Принимается, что стержни нагружены р-и-п-диодами типа КА503А, математическая модель которых приведена в [9].

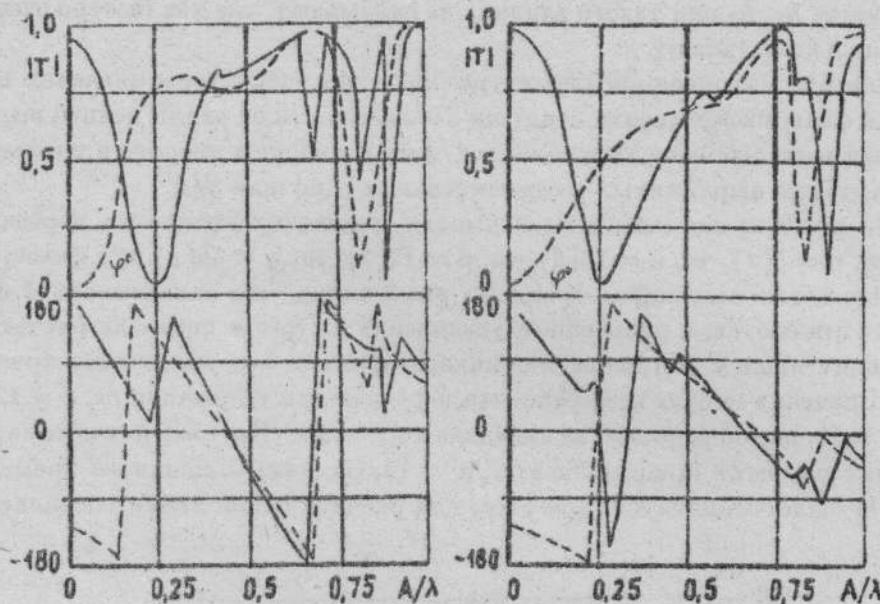


Рис.3, 4.

Одновременно, для выявления влияния переднего диэлектрического слоя, на рис.4 приведены аналогичные характеристики при $h_2 = 0$. Из сравнения рис.3, 4 видно, что введение переднего слоя приводит к появлению новых точек резонанса токов и напряжений в электродинамической системе.

На рис.5 представлены зависимости модуля и фазы коэффициента передачи от толщины h_3/A для структуры, имеющей вышеизванные параметры при длине волны $A/\lambda = 0,7$. Одновременно, для выявления влияния переднего слоя диэлектрика, на рис.6 приведены аналогичные характеристики при $h_2 = 0$. Анализ приведенных на рис.5, 6 графиков показывает, что в зависимости от толщины подложки h_3 при изменении Z_H от Z_1 до Z_2 реализуются следующие режимы: двухуровневая амплитудная манипуляция ($h_3/A \approx 0,53$), двухуровневая фазовая π -манипуляция ($h_3/A \approx 0,37$).

Для других значений длины волны A/λ и толщины h_2/A , как показали расчеты, наблюдаются случаи манипуляции фазы с другими интервалами квантования. Следует также отметить, что более сложные структуры

ПСС с передним диэлектрическим слоем, как видно из рисунка, имеют более высокие характеристики переключения амплитуды и фазы (большую глубину манипуляции амплитуды, более высокие модули коэффициента передачи при заданной величине манипуляции фазы). Это согласуется с аналогичными результатами исследования ПСС, полученных приближенными методами, основанными на применении теории эквивалентных линий передач [1, 2].

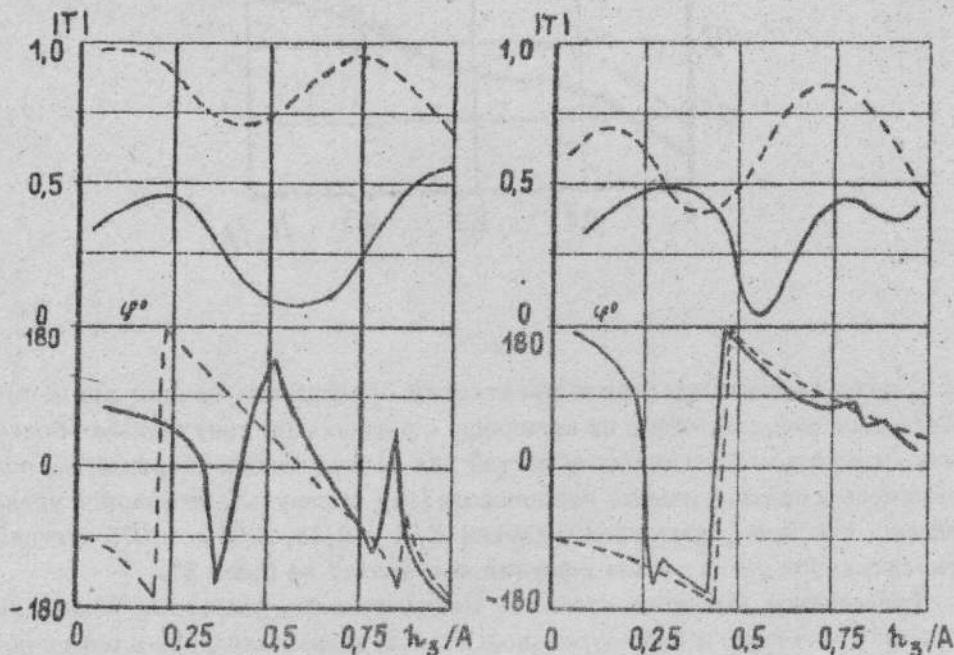


Рис.5, 6.

Вместе с этим необходимо отметить, что законы управления (манипуляция модуля и фазы коэффициента передачи) сохраняются в большей полосе частот для структуры с передним диэлектриком, чем для структуры без него (рис.5, 6), что также подтверждается многочисленными расчетами характеристик структуры при других параметрах переднего слоя.

С целью проверки границы применимости теории эквивалентных линий передач для расчета управляемых ПСС рассчитаны зависимости коэффициента передачи для двух значений импеданса нагрузки с помощью полученных выражений (9) и приближенных формул [1].

Как показали многочисленные расчеты, практически для всех A/λ и Z_1, Z_2 , начиная с относительной толщины $h_3/A = 0,2$, расхождение значений, полученных двумя способами, становится менее 1%.

На рис.7 в качестве примера приведен случай $A/\lambda = 0,8$, $\epsilon_1 = \epsilon_4 =$

$\varepsilon = 1$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 2$, $h_2/A = 0,3$, где непрерывной линией показан T , рассчитанный по формуле (9), а штриховой — в соответствии с [1, 2].

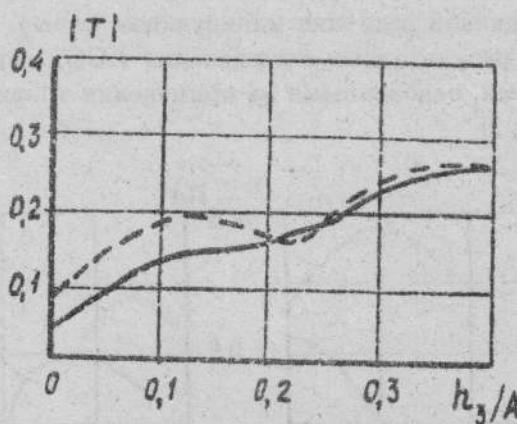


Рис. 7.

С целью доказательства корректности определения границ применимости решений, приведено их сравнение с решениями, полученными более точным методом частичных областей для нагруженного стержня, расположенного в прямоугольном волноводе [10]. В результате анализа установлено, что при параметрах решетки $R/A = 0,15$, $\Delta/A = 0,075$ среднее относительное расхождение решений составляет не более 5%.

Проведенное экспериментальное моделирование рассеяния волны на образце структуры в прямоугольном волноводе, выполненное аналогично [1], показало хорошее совпадение теоретических и практических результатов (относительное среднее расхождение 10–15%).

Указанные расхождения теоретических и экспериментальных результатов могут быть также объяснены статистическим разбросом электрических параметров используемых p - i - n -диодов [11].

Соотношения (8), (9), полученные для нормального падения волны путем соответствующей замены K_{zm} и K_{yn} [5],

$$K_{zm} = 2\pi m/A - K \sin \Theta \cos \varphi, \quad K_{yn} = 2\pi n/A - K \sin \Theta \sin \varphi,$$

где Θ и φ — соответственно, азимутальный и полярный углы, можно использовать и для наклонного падения волны.

Предложенный в работе подход может быть использован для расчета параметров структуры управляемой ПСС, расположенной не только в свободном пространстве, но и в волноводе произвольного сечения, например, прямоугольного или микрополосковой линии передач, если соответствующим образом заменить выражения для компонент тензорной функции Грина.

ЛИТЕРАТУРА

1. Головков А.А., Михайлов Г.Д. // Изв.вузов. Радиоэлектроника. 1987. Т.30. N 1. С.39.
2. Михайлов Г.Д. // Изв.вузов. Радиоэлектроника. 1988. Т.31. N 2. С.19.
3. Головков А.А., Михайлов Г.Д. // Изв.вузов. Радиоэлектроника. 1989. Т.32. N 2. С.12.
4. Guttman R.I., Mortenson K.E. // IEEE Trans. 1972. V.MTT-20. N 3. P.215.
5. Паниченко Б.А. // Сб.: Радиотехника. — Харьков, 1970. Вып.15.
6. Паниченко Б.А. // Изв.вузов. Радиофизика. 1968. Т.11. N 12. С.17.
7. Левин Л.А. Теория волноводов / Пер.с англ. — М.: Радио и связь, 1981.
8. Фельд Я.М. Основы теории щелевых антенн. — М.: Сов.радио, 1948.
9. Лебедев И.В., Шнитников А.Г. // Изв.вузов. Радиоэлектроника. 1987. Т.30. N 10. С.5.
10. Буторин В.М., Фиалковский А.Т. // Радиотехника и электроника. 1981. Т.26. N 11. С.2273.
11. Михайлов Г.Д., Руцкий М.А. // Электронная техника. Сер.2. 1985. N 1(174). С.12.

Поступила в редакцию
21 января 1993 г.

FREQUENCY CHARACTERISTICS OF PLANE-LAYERED MEDIUM
TRANSFER FACTOR

G.D.Michailow, F.P.Astapenko

Relationships for numerical calculation of plane-layered controlled medium transfer factor are determined using the theories of periodical structures and the Green tensor functions of cylindrical areas. Results of calculation and the comparison with experiment data are presented.