

УДК 621.372.413

Н.А. Руда, Ю.В. Прокопенко, канд. техн. наук, Ю.М. Поплавко, д-р физ.-мат. наук

Электродинамический анализ волноводно-диэлектрического фазовращателя

Проведен электродинамический анализ волноводно-диэлектрического фазовращателя. Показано, что выбор относительной диэлектрической проницаемости материала диэлектрика связан с компромиссом между уменьшением требуемых перемещений широкой стенки волновода и увеличением длины секции фазовращателя. Продемонстрировано уменьшение диэлектрических потерь в частично заполненном диэлектриком волноводе по сравнению с однородным заполнением волновода тем же диэлектриком. Диэлектрические потери имеют минимум, глубина и положение которого зависят от относительной диэлектрической проницаемости материала диэлектрика, частоты и расстояния от широкой стенки волновода до диэлектрика. Решена задача дифракции на диэлектрическом клине в прямоугольном волноводе.

Electromagnetic field analysis of waveguide-dielectric phase shifter is discussed. It is shown that permittivity of dielectric material oppositely affects on required displacement of wide waveguide wall and phase shifter section length. Reducing of dielectric insertion loss in partially dielectric loaded waveguide is demonstrated. Minimum of the insertion loss depends on permittivity of dielectric, frequency as well as distance between wide waveguide wall and dielectric. Scattering problem for dielectric wedge located in rectangular waveguide is solved.

Ключевые слова: фазовращатель, частично-заполненный волновод, дисперсионные уравнения, эффективная диэлектрическая проницаемость, задача дифракции.

Введение

Прогресс в технологии микроэлектромеханических систем (МЭМС) и пьезоэлектрических актюаторов вызывает повышенный интерес к электромеханическим управляемым устройствам СВЧ. Главное достоинство таких устройств состоит в сохранении высокой добротности системы [1]. Использование для электромеханического управления МЭМС и пьезоэлектрических актюаторов требует применения таких принципов механического управления,

при которых существенное изменение характеристик устройства достигается при малых перемещениях составных частей, не превышающих десятков-сотен микрометров. Такую высокую чувствительность характеристик прибора к изменению расстояния между его составными частями удается достичь, если диэлектрическая неоднородность в виде воздушного зазора возмущает перпендикулярную к границе раздела диэлектриков компоненту электрического поля [1]. Этот принцип достигается в волноводно-диэлектрическом фазовращателе [2], где воздушный зазор между диэлектриками или диэлектриком и широкой стенкой волновода расположен перпендикулярно вектору электрического поля низшей моды прямоугольного волновода. Такой фазовращатель позволяет управлять фазой сигнала на частоте около 10 ГГц в диапазоне свыше 100 градусов на один сантиметр длины отрезка волновода при управляющих напряжениях, не превышающих 100 В. Волноводно-диэлектрический фазовращатель характеризуется низкими вносимыми потерями и не имеет ограничений сверху на диапазон рабочих частот.

В работе [2] предложен метод расчета волноводно-диэлектрического фазовращателя, основанный на использовании матрицы передачи отрезка частично заполненного диэлектриком волновода, рассчитанной на основе интегральных характеристик линии передачи. Однако в предложенном ранее подходе не учитываются процессы возбуждения высших мод и рассеяния электромагнитных волн на диэлектрическом клине. В данной работе предложена уточненная модель волноводно-диэлектрического фазовращателя, основанная на решении задачи дифракции электромагнитных волн на диэлектрической неоднородности в прямоугольном волноводе.

1. Дисперсионные характеристики частично заполненного диэлектриком волновода

Волноводно-диэлектрический фазовращатель может иметь симметричную конструкцию (рис.1,а) или асимметричную (рис.1,б). Электромагнитное поле в симметричной конструкции может быть рассчитано только в области $0 \leq y \leq h + d$ если в плоскости $y = 0$ заданы

граничные условия на электрической или магнитной стенке. Поэтому при формировании модели можно рассмотреть только асимметричную конструкцию без ущерба для общности получаемых результатов.

Электромагнитное поле в рассматриваемой структуре может быть описано при помощи y -компонент электрического $\vec{\Gamma}^e = [0, \Gamma^e, 0]^T$ и магнитного $\vec{\Gamma}^m = [0, \Gamma^m, 0]^T$ векторов Герца. Такое описание электромагнитного поля допускает независимые решения уравнений Максвелла отдельно для электрического и магнитного векторов Герца, и решения распадаются на LM-волны, описываемые вектором $\vec{\Gamma}^e$, и LE-волны, описываемые вектором $\vec{\Gamma}^m$ [3].

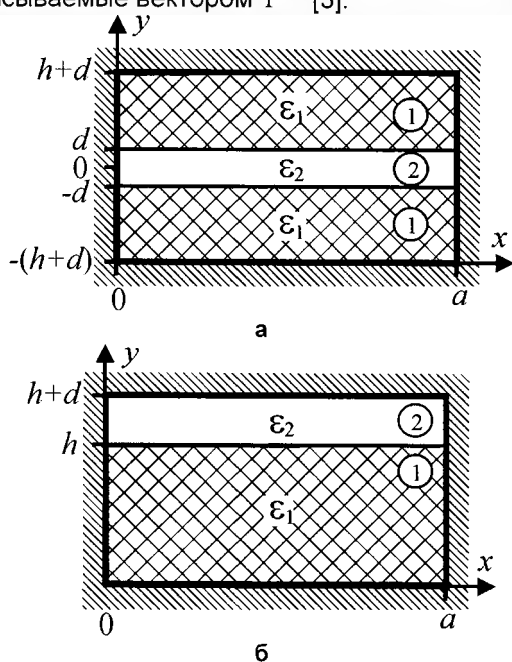


Рис. 1. Поперечное сечение волноводно-диэлектрического фазовращателя симметричной (а) и асимметричной (б) конструкции

Требование непрерывности тангенциальных составляющих электромагнитного поля LM-волны в плоскости $y = h$ приводит к дисперсионному уравнению [3]:

$$\frac{\beta_{y1}^e}{\epsilon_1} \operatorname{tg}(\beta_{y1}^e h) + \frac{\beta_{y2}^e}{\epsilon_2} \operatorname{tg}(\beta_{y2}^e d) = 0, \quad (1)$$

$$\epsilon_{1(2)} k^2 = (\beta_{y1(2)}^e)^2 + \beta_x^2 + \beta_z^2, \quad (2)$$

где β_{y1}^e — поперечное волновое число в области 1 ($0 \leq y \leq h$), а β_{y2}^e — поперечное волновое число в области 2 ($h \leq y \leq h+d$), h — толщина диэлектрика с относительной диэлектрической

проницаемостью ϵ_1 , d — толщина диэлектрика с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_2 , $k = \frac{\omega}{c}$ — волновое число в свободном пространстве, ω — круговая частота, c — скорость света в вакууме, $\beta_x = \frac{p\pi}{a}$, p — натуральное число, определяющее количество полуволн, укладываемых вдоль широкой стенки волновода (рис.1), β_z — постоянная распространения в волноводе.

Из уравнений (1)-(2) следует, что поперечные волновые числа зависят только от частоты, диэлектрической проницаемости и размеров областей 1 и 2. Нормированные первые корни системы уравнений (1) для случая воздушной среды в области 2 ($\epsilon_2 = 1$) при различных относительных диэлектрических проницаемостях области 1 показаны на рис.2.

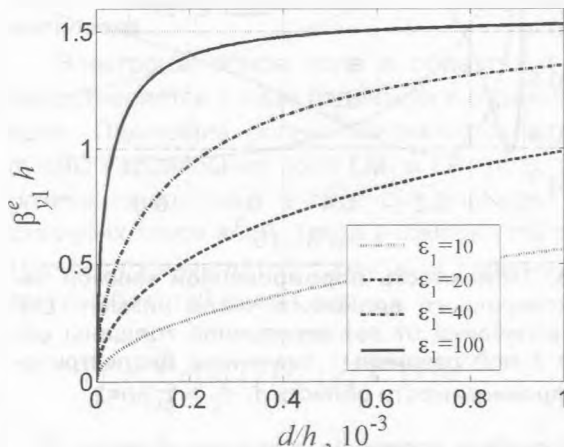


Рис. 2. Зависимость нормированного поперечного волнового числа низшего LM-типа колебаний от нормированной толщины области 2 при различных значениях диэлектрической проницаемости области 1, $\epsilon_2 = 1, kh=2$

Как видно из рис. 2, в случае, когда область 2 является воздушной, поперечное волновое число для LM-типа колебаний сильно зависит от расстояния от диэлектрика с проницаемостью ϵ_1 до металлической плоскости. Изменение этого расстояния от нуля до нескольких сотых долей процентов от толщины диэлектрика h , что составляет десятки микрометров в сантиметровом и единицы микрометров в миллиметровом диапазоне длин волн, приводит к существенному изменению поперечного волнового числа. Количественно эти изменения увеличиваются с ростом диэлектрической проницаемости области 1 и рабочей частоты фазовращателя

Рассмотрим случай, когда диэлектрик в области 1 имеет потери описываемые тангенсом

угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta$. Зависимости нормированной мнимой части поперечного волнового числа низшего LM-типа колебаний от нормированной толщины воздушного зазора (области 2) при различных относительных диэлектрических проницаемостях области 1 показаны на рис.3. Как видно из этого рисунка, мнимая часть поперечного волнового числа имеет отрицательные значения. Это свидетельствует о том, что диэлектрические потери в структуре с воздушным зазором уменьшаются по сравнению с однородной структурой. При этом существует минимум диэлектрических потерь, зависящий от относительной диэлектрической проницаемости в области 1, толщины воздушного зазора и рабочей частоты.

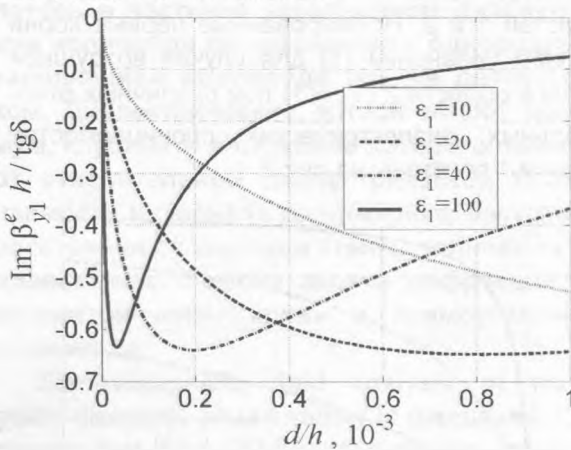


Рис. 3. Зависимость нормированной мнимой части поперечного волнового числа низшего LM-типа колебаний от нормированной толщины области 2 при различных значениях диэлектрической проницаемости области 1, $\epsilon_2 = 1$, $kh=2$

Поскольку поперечные волновые числа β_{y1}^e , β_{y2}^e зависят от величины воздушного зазора d , то и продольное волновое число, определяющее длину волны в волноводе, зависит от расстояния от широкой стенки волновода до диэлектрика. Для оценки количественного изменения продольного волнового числа удобно перейти к нормированным волновым числам: $\bar{\beta}_z = \beta_z h$, $\bar{\beta}_{y1(2)}^e = \beta_{y1(2)}^e h$, $\bar{k} = kh$. Тогда для низшего типа колебаний, для которого $p = 1$, из (2) имеем:

$$\bar{\beta}_z = \sqrt{\epsilon_1 \bar{k}^2 - \left(\frac{h}{a}\right)^2 \pi^2 - \bar{\beta}_{y1}^e{}^2} \quad (3)$$

Поскольку изменения $\bar{\beta}_{y1}^e$ не превышают $\pi/2$, то максимально возможное изменение $\bar{\beta}_z$ уменьшается с ростом диэлектрической проницаемо-

сти ϵ_1 . На рис.4 представлена зависимость приращения нормированного продольного волнового числа

$$\Delta \bar{\beta}_z = \Delta \beta_z h = \bar{\beta}_z - \bar{\beta}_{z0}, \quad (4)$$

где $\bar{\beta}_{z0} = \sqrt{\epsilon_1 \bar{k}^2 - \left(\frac{h}{a}\right)^2 \pi^2}$ — нормированное продольное волновое число при нулевом воздушном зазоре, от нормированной толщины воздушного зазора при $\bar{k} = 0,6$ и $h/a = 0,5$.

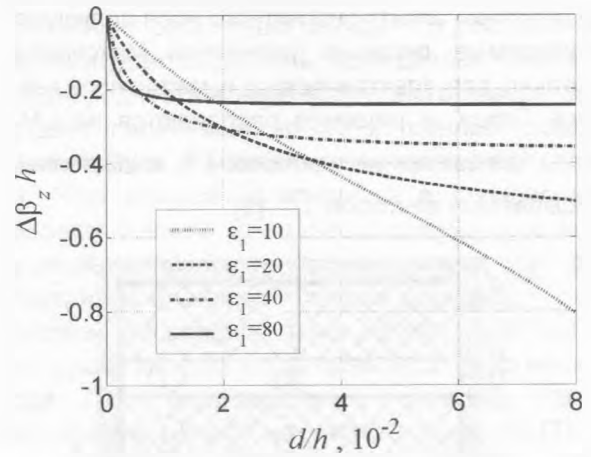


Рис. 4. Зависимость изменения нормированного продольного волнового числа от нормированной толщины воздушного зазора при различных проницаемостях диэлектрика. $kh = 0,6$; $h/a=0,5$

Изменение нормированного продольного волнового числа имеет простой физический смысл — это набег фазы (фазовый сдвиг) в секции волновода на длине, равной толщине диэлектрика h . Как видно, с ростом диэлектрической проницаемости области 1 предельное изменение нормированного продольного волнового числа уменьшается. Следовательно, для обеспечения требуемых фазовых сдвигов, с ростом диэлектрической проницаемости области 1 необходимо увеличивать длину секции волновода. Вместе с тем, с ростом диэлектрической проницаемости ϵ_1 требуется меньшие изменения воздушного зазора для достижения предельных фазовых сдвигов. Поэтому выбор диэлектрика является компромиссом между требуемыми перемещениями стенки волновода и длиной отрезка волновода.

При практических расчетах и в целях сравнений удобно использовать так называемые эффективные параметры, характеризующие основное поведение устройства. Так, эффективная диэлектрическая проницаемость при частичном заполнении волновода может быть введена как диэлектрическая проницаемость полного заполнения волновода, при которой длина волны в волноводе была бы равной ре-

альной длине волны в частично заполненном волноводе. Эффективная диэлектрическая проницаемость для низшего типа волны может быть найдена из соотношения:

$$\epsilon_{eff} = \frac{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \beta_2^2}{k^2} = \epsilon_1 - \frac{\beta_{y1}^e{}^2}{k^2} \quad (5)$$

Из (5) следует, что эффективная диэлектрическая проницаемость не зависит от ширины волновода a , а зависит только от относительной диэлектрической проницаемости области 1, относительной толщины области 2 и рабочей частоты. Зависимость относительного приращения эффективной диэлектрической проницаемости от нормированной толщины области 2 представлена на рис.5.

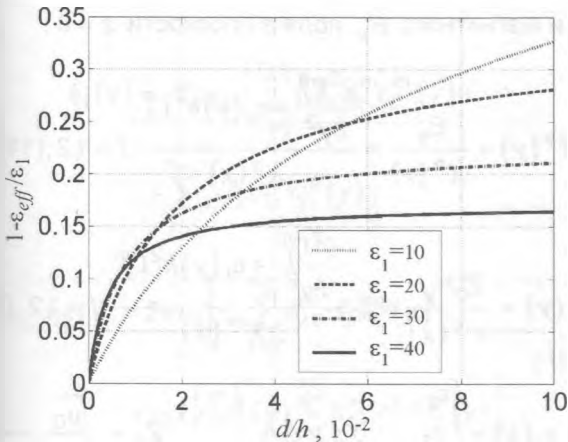


Рис. 5. Зависимость относительного приращения эффективной диэлектрической проницаемости от нормированной толщины области 2 при различных значениях диэлектрической проницаемости области 1, $\epsilon_2 = 1, kh=0,6$

Как видно из рис.5, чувствительность эффективной диэлектрической проницаемости к изменению нормированной толщины области 2 увеличивается с ростом частоты и относительной диэлектрической проницаемости области 1. Однако диапазон изменения эффективной диэлектрической проницаемости уменьшается с ростом относительной диэлектрической проницаемости области 1, поскольку диапазон изменения нормированного поперечного волнового числа β_{y1}^e не превышает $\pi/2$.

2. Дифракция электромагнитных волн на диэлектрическом клине в прямоугольном волноводе

В частично-заполненном диэлектриком волноводе, наряду с низшим типом волны, могут распространяться и высшие типы волн. В плоскости перехода от регулярного к частично-

заполненному диэлектриком волноводу возможны трансформации различных типов волн и перераспределение энергии электромагнитного поля между ними. Поэтому одномодовая модель, предложенная в работе [2], может неадекватно описывать процессы, связанные с отражением электромагнитной волны от границ различных секций волновода и вносимыми потерями. Ниже рассматривается более точная модель, основанная на решении задачи дифракции на диэлектрическом клине в прямоугольном волноводе, геометрия которого представлена на рис.6.

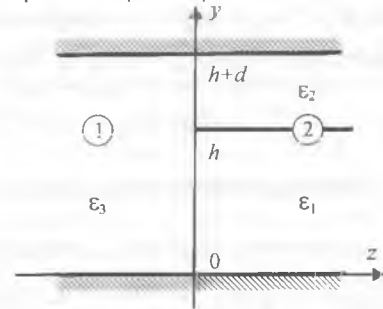


Рис. 6. Диэлектрический клин в прямоугольном волноводе

Электромагнитное поле в областях 1 и 2 представляется в виде падающих и отраженных волн. Падающие волны описываются в виде суммы парциальных волн LM- и LE- типа, а отраженные волны — в виде суперпозиции собственных типов волн. Тогда y -компоненты электрического и магнитного векторов Герца в каждой из областей имеют вид:

$$\Gamma_l^e = \sum_{i=0}^{n_{le}} c_{li}^e \rho_i^e(y) Y_{li}^e(y) X^e(x) e^{j\beta_{zli}^e z} + \sum_{i=0}^{\infty} a_{li}^e \rho_i^e(y) Y_{li}^e(y) X^e(x) e^{-j\beta_{zli}^e z} \quad (6)$$

$$\Gamma_l^m = \sum_{i=0}^{n_{lm}} c_{li}^m \rho_i^m(y) Y_{li}^m(y) X^m(x) e^{j\beta_{zli}^m z} + \sum_{i=0}^{\infty} a_{li}^m \rho_i^m(y) Y_{li}^m(y) X^m(x) e^{-j\beta_{zli}^m z} \quad (7)$$

где $l = \begin{cases} 1, z < 0 \\ 2, z \geq 0 \end{cases}$ — номер области, $c_{li}^{e(m)}$ — ам-

плитуда i -й падающей на границу раздела парциальной волны LM- или LE- типов из области l , $a_{li}^{e(m)}$ — амплитуда i -й собственной волны LM- или LE- типа в области l ,

$$Y_{li}^e(y) = \begin{cases} \sqrt{\frac{1}{h+d}}, & i=0; \\ \sqrt{\frac{2}{h+d}} \cos(\beta_{y1i} y), & i \neq 0 \end{cases}$$

$Y_{1i}^m(y) = \sqrt{\frac{2}{h+d}} \sin(\beta_{y1i}y)$ — i -е собственные

функции области 1, $\beta_{y1i} = \frac{i\pi}{h+d}$ — поперечное

волновое число в области 1, $X^e(x) = \sin(\beta_x x)$,

$X^m(x) = \cos(\beta_x x)$, $\beta_{z1i}^e = \beta_{z1i}^m = \sqrt{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{y1i}^2 - \beta_x^2}$

— постоянная распространения i -го типа колебаний в области 1, n_{1e} — константа, определяющая количество падающих парциальных волн LM-типа в области 1, n_{1m} — количество падающих парциальных волн LE-типа в области 1,

$\beta_{z2i}^{e(m)} = \sqrt{\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y1i}^{e(m)2} - \beta_x^2} = \sqrt{\varepsilon_2 k^2 - \beta_{y2i}^{e(m)2} - \beta_x^2}$,

$\beta_{y1(2)i}^e$ — i -ые решения системы уравнений (1),

$\beta_{y1(2)i}^m$ — решения системы дисперсионных

уравнений для LE-волн, $Y_{2i}^{e(m)}(y)$ — собственные функции области 2:

$$Y_{2i}^e(y) = \begin{cases} \frac{\cos(\beta_{y1i}^e y)}{N_i^e \varepsilon_1 \cos(\beta_{y1i}^e h)}, & 0 \leq y \leq h \\ \frac{\cos(\beta_{y2i}^e (y-h-d))}{N_i^e \varepsilon_2 \cos(\beta_{y2i}^e d)}, & h \leq y \leq h+d \end{cases}, (8)$$

$$Y_{2i}^m(y) = \begin{cases} \frac{\sin(\beta_{y1i}^m y)}{N_i^m \sin(\beta_{y1i}^m h)}, & 0 \leq y \leq h \\ \frac{\sin(\beta_{y2i}^m (h+d-y))}{N_i^m \sin(\beta_{y2i}^m d)}, & h \leq y \leq h+d \end{cases}, (9)$$

$$\text{где } N_i^e = \sqrt{\frac{h}{2} \frac{\sin(2\beta_{y1i}^e h)}{4\beta_{y1i}^e} + \frac{d}{2} \frac{\sin(2\beta_{y2i}^e d)}{4\beta_{y2i}^e}} \cdot \frac{1}{\varepsilon_1 \cos^2(\beta_{y1i}^e h) + \varepsilon_2 \cos^2(\beta_{y2i}^e d)},$$

$$N_i^m = \sqrt{\frac{h}{2} \frac{\sin(2\beta_{y1i}^m h)}{4\beta_{y1i}^m} + \frac{d}{2} \frac{\sin(2\beta_{y2i}^m d)}{4\beta_{y2i}^m}} \cdot \frac{1}{\sin^2(\beta_{y1i}^m h) + \sin^2(\beta_{y2i}^m d)};$$

$$\rho_2^e(y) = \begin{cases} \sqrt{\varepsilon_1}, & 0 \leq y \leq h \\ \sqrt{\varepsilon_2}, & h \leq y \leq h+d \end{cases}$$

$\rho_1^e(y) = \rho_1^m(y) = \rho_2^m(y) = 1$ — весовые функции.

Следует отметить, что системы собственных функций $Y_{1i}^{e(m)}(y)$ являются ортонормированными с весами $(\rho_i^{e(m)}(y))^2$.

Учитывая, что система собственных функций областей является ортонормированной, из условия равенства y -компонент поля в плоскости $z=0$ получим систему интегральных уравнений Фредгольма первого рода:

$$\int_0^{h+d} (G_j^e(y,y')f^e(y') + G_j^m(y,y')f^m(y'))dy' = \phi_j(y), j=1,2 \quad (10)$$

где $f^{e(m)}(y)$ — неизвестные функции, пропорциональные y -компонентам электрического E_y и магнитного H_y поля в плоскости $z=0$:

$$f^e(y) = \frac{E_y}{X^e(x)} = \frac{\frac{\partial^2 \Gamma_l^e}{\partial y^2} + \varepsilon_l(y)k^2 \Gamma_l^e}{X^e(x)}, l=1,2, (11)$$

$$f^m(y) = \frac{Z_0 H_y}{X^m(x)} = Z_0 \frac{\frac{\partial^2 \Gamma_l^m}{\partial y^2} + \varepsilon_l(y)k^2 \Gamma_l^m}{X^m(x)}, l=1,2, (12)$$

где $\varepsilon_l(y) = \begin{cases} \varepsilon_3, & l=1 \\ \varepsilon_1, & 0 \leq y \leq h \\ \varepsilon_2, & h \leq y \leq h+d \end{cases}, l=2$, $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ —

собственный импеданс свободного пространства, μ_0, ε_0 — магнитная и диэлектрическая постоянные,

$$G_1^e(y,y') = \beta_x \sum_{i=0}^{\infty} \left(\frac{Y_{1i}^e(y') \frac{dY_{1i}^e(y)}{dy}}{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{y1i}^2} - \frac{(\rho_2^e(y'))^2 Y_{2i}^e(y') \frac{dY_{2i}^e(y)}{dy}}{(\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y1i}^2)} \right), (13)$$

$$G_1^m(y,y') = -k \sum_{i=0}^{\infty} \left(\frac{\beta_{z1i}^m Y_{1i+1}^m(y') Y_{1i+1}^m(y)}{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{y1i+1}^2} + \frac{\beta_{z2i}^m Y_{2i}^m(y') Y_{2i}^m(y)}{\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y1i}^2} \right), (14)$$

$$G_2^e(y, y') = \omega \varepsilon_0 \sum_{i=0}^{\infty} \left(\frac{\varepsilon_3 \beta_{z1i}^e Y_{1i}^e(y') Y_{1i}^e(y)}{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{y1i}^e} + \frac{\varepsilon_2(y) (\rho_2^e(y'))^2 \beta_{z2i}^e Y_{2i}^e(y') Y_{2i}^e(y)}{\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y1i}^e} \right), \quad (15)$$

$$G_2^m(y, y') = -\frac{\beta_x}{Z_0} \sum_{i=0}^{\infty} \left(\frac{Y_{1i+1}^m(y') \frac{dY_{1i+1}^m(y)}{dy}}{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{y1i+1}^m} - \frac{Y_{2i}^m(y') \frac{dY_{2i}^m(y)}{dy}}{\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y1i}^m} \right), \quad (16)$$

$$\phi_1(y) = -2\omega \mu_0 \left(\sum_{i=1}^{n_{1m}} \beta_{z1i}^m c_{1i}^m Y_{1i}^m(y) + \sum_{i=1}^{n_{2m}} \beta_{z2i}^m c_{2i}^m Y_{2i}^m(y) \right), \quad (17)$$

$$\phi_2(y) = 2\omega \varepsilon_0 \left(\varepsilon_3 \sum_{i=0}^{n_{1e}} \beta_{z1i}^e c_{1i}^e Y_{1i}^e(y) + \varepsilon_2(y) \rho_2^e(y) \sum_{i=0}^{n_{2e}} \beta_{z2i}^e c_{2i}^e Y_{2i}^e(y) \right), \quad (18)$$

Система интегральных уравнений (10) решена проекционным методом. Найденные функции $f^{e(m)}(y)$ позволяют рассчитать амплитуды собственных волн в разложениях (6), (7) и найти рассеянное электромагнитное поле.

Знание амплитуд собственных волн позволяет также рассчитать компоненты многоволновой матрицы рассеяния, которая может быть использована для моделирования волноводно-диэлектрического фазовращателя, включая согласующие трансформаторы.

Выводы

Поперечное волновое число низшего ЛМ-типа колебаний частично-заполненного диэлектриком волновода сильно зависит от расстояния от широкой стенки волновода до диэлектрика. Существенные изменения этого волнового числа происходят при перемещениях широкой

стенки волновода на десятые доли процента от толщины диэлектрика. Такие незначительные перемещения легко достижимы для современных МЭМС и пьезоэлектрических актюаторов, что позволяет строить на базе таких структур волноводно-диэлектрические фазовращатели.

Проведенный анализ позволяет выбрать материал диэлектрика и длину секции волновода исходя из требований диапазона изменения фазы и диапазона перемещения широкой стенки волновода, влияющего на диапазон управляющего напряжения МЭМС или пьезоэлектрического актюатора. Показано, что выбор диэлектрика является компромиссом между требуемыми перемещениями стенки волновода и длиной отрезка волновода.

При использовании диэлектриков с потерями мнимая часть поперечного волнового числа является отрицательной во всем диапазоне изменения расстояния от широкой стенки волновода до диэлектрика. Это факт говорит об уменьшении диэлектрических потерь в частично-заполненном диэлектриком волноводе по сравнению с однородным заполнением волновода тем же диэлектриком. При этом наблюдается минимум диэлектрических потерь, положение которого зависит от относительной диэлектрической проницаемости материала, частоты и расстояния от стенки волновода до диэлектрика.

В работе поставлена задача дифракции электромагнитного поля на диэлектрическом клине в прямоугольном волноводе. Решение этой задачи позволяет найти многомодовую матрицу рассеяния, которая может быть использована для моделирования волноводно-диэлектрического фазовращателя и более сложных устройств на его основе, включая согласующие трансформаторы.

Литература

1. Поплавко Ю.М., Молчанов В.И., Пашков В.М. и др. Перестраиваемые СВЧ устройства с электромеханическим управлением // Техника и приборы СВЧ. – 2009. – №1 – С.49-59.
2. Поплавко Ю.М., Казмиренко В.А., Прокопенко Ю.В. и др. Диэлектрический фазовращатель с пьезоуправлением // Электроника и связь – 2002 – №15 – С. 117–120.
3. Егоров Ю.В. Частично заполненные прямоугольные волноводы – М.: Сов. радио – 1967. – 216 с