

УДК 621.396.87

ВНУТРЕННЯЯ ЧАСТИЧНАЯ ВЗАИМНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ДВУХ ПРОДОЛЬНЫХ ПЕРЕКРЫВАЮЩИХСЯ ЩЕЛЕЙ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СЛОЕМ, ПАРАЛЛЕЛЬНЫМ УЗКИМ СТЕНКАМ

А.А. Ляховский, Л.П. Яцук, А.Ф. Ляховский

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина
E-mail: Andrey.A.Lyakhovsky@univer.kharkov.ua
Поступила в редакцию 11 марта 2009 г.

Получены выражения для частичной внутренней взаимной проводимости двух продольных щелей, перекрывающихся вдоль продольной оси волновода. Щели прорезаны в широкой стенке прямоугольного волновода с трехслойным диэлектрическим заполнением. Задача возбуждения решена модифицированным методом собственных волн, обеспечивающим сходимость решения. В качестве собственных волн использованы волны LE и LM типа. Представление поля в области источника включает также потенциальные функции. Исследованы внутренняя взаимная проводимость и коэффициенты матрицы рассеяния двух щелей в зависимости от расстояния между ними и от частоты. Рассчитанные элементы матрицы рассеяния хорошо согласуются с экспериментальными данными.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: волновод, слой, диэлектрик, щель, проводимость, коэффициенты матрицы рассеяния.

Отримано вирази для часткової внутрішньої взаємної провідності двох поздовжніх щілин, що перекривається уздовж поздовжньої осі хвилеводу. Щілини прорізани в широкій стінці прямокутного хвилеводу із тришаровим діелектричним заповненням. Задача збудження розв'язана модифікованим методом власних хвиль, що забезпечує збіжність розв'язку. Як власні хвилі використані хвилі LE й LM типу. Подання поля в області джерела включає також потенційні функції. Досліджено внутрішню взаємну провідність і коефіцієнти матриці розсіяння в залежності від відстані між ними та від частоти. Розраховані елементи матриці розсіювання добре узгоджуються з експериментальними даними.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: хвилевід, шар, діелектрик, щілина, провідність, коефіцієнти матриці розсіяння.

The expression for the partial inner mutual admittance of two longitudinal slots overlapping along waveguide longitudinal axis is obtained. The slots are cut in a broad wall of a rectangular waveguide filled with three-layered dielectric. The excitation problem is solved with the modified eigen waves method. As eigen waves of the LE and LM modes are chosen. The field in the source region includes the potential functions as well. Dependences of inner mutual admittance and scattering parameters on distance between two slots and frequency are investigated. The system scattering parameters calculated are in a good agreement with experimental data.

KEY WORDS: waveguide, layer, dielectric, slot, admittance, scattering parameters.

Волноводно-щелевые антенны (ВЩА) находят широкое применение в наземных и бортовых системах связи, радиолокации и радионавигации. В настоящее время интерес к ВЩА существенно вырос, при этом возрастает уровень требований, предъявляемых как к характеристикам самих разрабатываемых ВЩА, так и к точности их моделирования [1].

С целью повышения точности расчета диаграммы направленности и коэффициента усиления ВЩА амплитудно-фазовое распределение поля в ее раскрыте определяют с учетом взаимной связи щелей по внутреннему и внешнему пространству. Для этого чаще всего используют метод наведенных магнитодвижущих сил (МДС), разработанный в [2]. Комплексные амплитуды функций, описывающих наведенное электрическое поле в каждой из щелей, определяются при этом из системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ). Матричные элементы СЛАУ комбинируются из собственных и взаимных внутренних и внешних частичных проводимостей щелей с номерами N и M по гармоникам \vec{e}_p и \vec{e}_q векторной функции распределения поля вдоль каждой из щелей. Расчет внутренних взаимных проводимостей не представляет принципиальных трудностей, если щели не перекрываются вдоль любого из направлений, определяемых осями x, y, z . Такая ситуация складывается в ВЩА, представляющей собой систему продольных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода, когда щели приблизительно полуволновой длины располагают в шахматном порядке на расстоянии половины длины волны λ_g в полом волноводе, которая всегда больше длины волны λ в свободном пространстве. При введении в волновод замедляющей системы возможен режим, когда $\lambda_g < \lambda$, и вдоль оси z расстояние между началами соседних

щелей $|z_2 - z_1| = \lambda_g/2$ (рис.1) оказывается меньшим половины длины волны в свободном пространстве $L_1 \approx L_2 \approx \lambda/2$ (L_1, L_2 – длины соседних щелей). Тогда области расположения соседних щелей перекрываются вдоль оси z .

Целью настоящей статьи является: 1 – исследование внутренней взаимной проводимости перекрывающихся вдоль оси z продольных щелей в прямоугольном волноводе с диэлектрическим слоем, расположенным параллельно его узким стенкам; 2 – анализ влияния взаимного расположения щелей на энергетические параметры системы двух щелей.

ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Рассмотрим систему из двух продольных щелей, прорезанных в широкой стенке прямоугольного волновода с трехслойным диэлектрическим заполнением. Как показано на рис.1., в волноводе по оси x выделено три области: с ширинами a_1, a_2 и a_3 с относительными диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ соответственно. Исследуемые щели прорезаны над первой и третьей областями. При определении внутренней взаимной проводимости условимся считать, что излучающей является щель с номером “1”, а электрическое поле в ней описывается гармоникой с индексом q . Условие непрерывности в интегральной форме выполняем на щели с номером “2” при условии, что весовая функция имеет индекс p . Тогда взаимная проводимость принимает вид:

$$Y_{pq}^i = - \int_{S_{ш2}} [\bar{e}_p, \bar{H}^i(\bar{e}_q)] \bar{n} ds, \quad (1)$$

где \bar{e}_q и \bar{e}_p – базисная и пробная функции в процедуре Галеркина; $\bar{H}^i(\bar{e}_q)$ – вектор магнитного поля, возбужденного в волноводе первой щелью; \bar{n} – орт внешней нормали к поверхности щели.

Для определения $\bar{H}^i(\bar{e}_q)$ воспользуемся модифицированным методом собственных волн с представлением рассеянных полей в виде разложения в ряд по собственным волнам LE и LM типа и потенциальным функциям волновода с трехслойным диэлектрическим заполнением [3].

Особенность определения внутренней взаимной проводимости двух перекрывающихся щелей состоит в том, что на участке $z_2 \leq z \leq z_1 + L_1$ вторая щель находится в области источника рассеянного поля. Поэтому для определения внутренней взаимной проводимости двух продольных щелей, которые частично перекрываются, необходимо знать рассеянное первой щелью магнитное поле

$\bar{H}^i(\bar{e}_q)$ в области источника

$$\bar{H}(\bar{e}_{ш}) = \sum_{s=1}^{\infty} C_s^+ \bar{H}_s^+ + \sum_{s=1}^{\infty} C_s^- \bar{H}_s^- - \frac{1}{i\omega\mu_a} J_z^M \quad (2)$$

(интегрирование в (1) по z на интервале $z_2 \leq z \leq z_1 + L_1$). Здесь ω – круговая частота, μ_a – абсолютная магнитная проницаемость среды.

За пределами источника при интегрировании в (1) на интервале $z_1 + L_1 \leq z \leq z_2 + L_2$ используется поле

$$\bar{H}(\bar{e}_{ш}) = \sum_{s=1}^{\infty} C_s^+ \bar{H}_s^+. \quad (3)$$

Амплитуды C_s^\pm LE и LM волн с номером s , возбужденных первой щелью, определяются выражением [2]

$$C_s^\pm = - \frac{1}{N_s} \int_{S_{ш}} [\bar{e}_{ш}, \bar{H}_s^\mp] d\bar{s}, \quad (4)$$

где N_s – нормирующий множитель для LE и LM волн, \bar{H}_s^\mp – вектор магнитного поля единичной амплитуды. Поля и амплитуды в выражениях (2)-(4) со знаками “+” и “-“ в верхнем индексе описывают волны, распространяющиеся в сторону $z > 0$ (знак “+”) и $z < 0$ (знак “-”).

Базисные и пробные функции зададим в виде

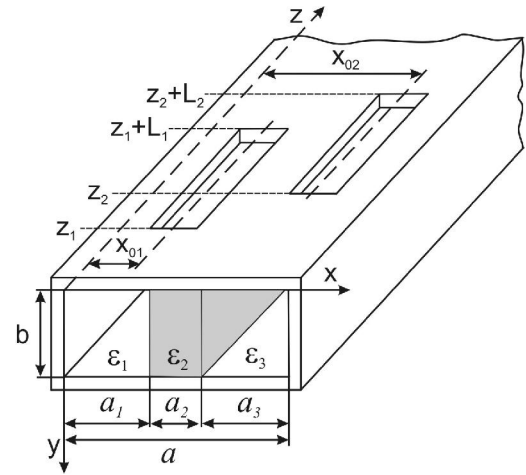


Рис. 1. Система двух частично перекрывающихся вдоль оси z щелей

$$\vec{e}_v = \frac{\vec{n}_x}{d_\mu} \sin \kappa_v (z - z_\mu), \quad (5)$$

де $\kappa_v = \frac{v\pi}{L_\mu}$; $v = p, q$; d_μ – ширина щели с номером $\mu = 1, 2$, а орг \vec{n}_x указывает на то, что электрическое поле на продольных щелях \vec{e}_v имеет только составляющую, направленную вдоль оси x . Распределение электрического поля поперек щелей полагаем постоянным ($d_\mu/L_\mu \leq 0.1$).

Первая щель находится над областью 1 (см. рис.1), поэтому для определения амплитуд C_{rn}^\pm в (4) используем составляющие H_z волн LE и LM типа прямоугольного волновода с частичным диэлектрическим заполнением в области 1

$$H_{z1nrLE}^\pm = \pm i\gamma_{nrLE} \alpha_{1rLE} \cos \kappa_n y \cos \alpha_{1rLE} x e^{\mp i\gamma_{nrLE} z}, \quad (6a)$$

$$H_{z1nrLM}^\pm = -i\omega \varepsilon_1 \kappa_n \cos \kappa_n y \cos \alpha_{1rLM} x e^{\mp i\gamma_{nrLM} z}. \quad (6b)$$

Так как вторая щель находится над областью 3 волновода с частичным диэлектрическим заполнением, то в представлении возбужденного поля используем H_z составляющие LE и LM волн области 3 волновода

$$H_{z3nrLE}^\pm = \pm i\gamma_{nrLE} \alpha_{3rLE} C_{LE} \cos \kappa_n y \cos \alpha_{3rLE} (a-x) e^{\mp i\gamma_{nrLE} z}, \quad (7a)$$

$$H_{z3nrLM}^\pm = -i\omega \varepsilon_3 \kappa_n C_{LM} \cos \kappa_n y \cos \alpha_{3rLM} (a-x) e^{\mp i\gamma_{nrLM} z}. \quad (7b)$$

В (6) и (7) использованы следующие обозначения: $\kappa_n = \frac{n\pi}{b}$; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число свободного пространства; γ_{nr} – продольное волновое число волновода с трехслойным диэлектрическим заполнением, которое определяется из дисперсионных уравнений для LE и LM волн; $\alpha_{jr} = \sqrt{k^2 \varepsilon_j - \gamma_{nr}^2 - \kappa_n^2}$ – поперечное волновое число слоя с номером $j = 1, 2, 3$; r – номер корня; C_{LE}, C_{LM} – множители, появляющиеся в процессе вывода дисперсионных уравнений [3].

Подставив найденные из (3)-(7) рассеянные поля в области источника $H_{z < z_1 + L_1}$ и вне него $H_{z > z_1 + L_1}$ в (1), после выполнения интегрирования и алгебраических преобразований получаем частичные взаимные внутренние проводимости, обусловленные LE и LM волнами с номером rn , в виде:

$$Y_{12pqLE}^i = \frac{\gamma_{nr}^2 \alpha_{1rLE} \alpha_{3rLE}}{N_{LE}} \cos \alpha_{1rLE} x_{01} \frac{\sin \alpha_{1rLE} \frac{d_1}{2}}{\alpha_{1rLE} \frac{d_1}{2}} \cos \alpha_{3rLE} x_{02} \frac{\sin \alpha_{3rLE} \frac{d_2}{2}}{\alpha_{3rLE} \frac{d_2}{2}} \frac{I(z) C_{LE}}{\kappa_q^2 - \gamma_{nrLE}^2}, \quad (8)$$

$$Y_{12pqLM}^i = \frac{-(\omega \kappa_n)^2 \varepsilon_1 \varepsilon_3}{N_{LM}} \cos \alpha_{1rLM} x_{01} \frac{\sin \alpha_{1rLM} \frac{d_1}{2}}{\alpha_{1rLM} \frac{d_1}{2}} \cos \alpha_{3rLM} x_{02} \frac{\sin \alpha_{3rLM} \frac{d_2}{2}}{\alpha_{3rLM} \frac{d_2}{2}} \frac{I(z) C_{LM}}{\kappa_q^2 - \gamma_{nrLM}^2}, \quad (9)$$

где

$$I(z) = 2i\gamma_{nr} F_{pq} + \kappa_q \frac{\kappa_p B_{pq} e^{-i\gamma_{nr}(z_2 - z_1)} - 2i\gamma_{nr} (-1)^q \sin \kappa_p (z_1 + L_1 - z_2)}{\kappa_p^2 - \gamma_{nr}^2},$$

$$F_{pq} = \frac{z_1 + L_1 - z_2}{2} \cos \kappa_q (z_2 - z_1) + \frac{\sin \kappa_q (z_2 - z_1)}{2\kappa_q} \text{ при } \kappa_p = \kappa_q,$$

$$F_{pq} = \frac{\kappa_p \sin \kappa_q (z_2 - z_1) + \kappa_q (-1)^q \sin \kappa_p (z_1 + L_1 - z_2)}{\kappa_p^2 - \kappa_q^2} \text{ при } \kappa_p \neq \kappa_q,$$

$$B_{pq} = 1 - (-1)^q e^{-i\gamma_m L_1} e^{2i\gamma_m (z_2 - z_1)} - (-1)^p e^{-i\gamma_m L_2} + (-1)^{q+p} e^{-i\gamma_m (L_1 - L_2)}.$$

Вклад внесуммарного слагаемого из (4) в частичную взаимную внутреннюю проводимость определялся по тому же алгоритму с использованием разложения магнитного тока J_z^M в ряд по потенциальным функциям, предложенного в [3]. Частичная взаимная внутренняя проводимость, обусловленная учетом потенциальных полей в области источника ($z_2 \leq z \leq z_1 + L_1$) имеет вид:

$$Y_{12pq\Pi}^i = \frac{-(1-\delta_{0n}) C_{\Pi}}{i\omega\mu_0 b} \frac{1}{\Lambda_{\Pi}} \cos\alpha_{1r\Pi} x_{01} \frac{\sin\alpha_{1r\Pi} \frac{d_1}{2}}{\alpha_{1r\Pi} \frac{d_1}{2}} \cos\alpha_{3r\Pi} x_{02} \frac{\sin\alpha_{3r\Pi} \frac{d_2}{2}}{\alpha_{3r\Pi} \frac{d_2}{2}} F_{\Pi}, \quad (10)$$

где δ_{0n} – символ Кронекера; $F_{\Pi} = -F_{pq}$ при $\kappa_p \neq \kappa_q$, $F_{\Pi} = F_{pq}$ при $\kappa_p = \kappa_q$; $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ Гн/м – магнитная константа; $\alpha_{jr} = \sqrt{k^2 \varepsilon_j - \beta_{nr}^2 - \kappa_n^2}$ – поперечное волновое число слоя с номером $j = 1, 3$; r – номер корня дисперсионного уравнения для потенциальных функций, из которого определяется β_{nr} – продольное волновое число в волноводе с трехслойным диэлектрическим заполнением; Λ_{Π} – норма потенциальной функции; C_{Π} – множитель, появляющийся в процессе вывода дисперсионного уравнения [3].

Полная частичная взаимная внутренняя проводимость включает вклад от взаимодействия между щелями по LE , LM волнам при любом расположении щелей по оси z . Если щели перекрываются хотя бы частично, необходимо учитывать взаимодействие между щелями на участке перекрытия по LE , LM волнам и потенциальному полю в области источника. Полная частичная взаимная внутренняя проводимость принимает вид:

$$Y_{12pq}^i = \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^M Y_{12pqLE_{mn}}^i + \sum_{n=0}^N \sum_{m=1}^M Y_{12pqLM_{mn}}^i + \sum_{n=0}^N \sum_{r=0}^R Y_{12\Pi_{nr}}^i. \quad (11)$$

Следует отметить, что при $x_{01} = x_{02}$, $L_1 = L_2 = L$, $d_1 = d_2 = d$, $p = q$ и $z_2 \rightarrow z_1$ частичная взаимная внутренняя проводимость приводится к частичной собственной внутренней проводимости продольной щели в волноводе с трехслойным диэлектрическим заполнением. В случае $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$ при $\varepsilon_2 \rightarrow 1$ и $a_2 \rightarrow 0$ выражения (8)–(11) переходит в частичную взаимную внутреннюю проводимость щелей в полном волноводе.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследована система двух щелей одинаковой длины, близкой к резонансной длине одиночной продольной щели. При этом электрическое поле на щелях аппроксимировалось одной гармоникой ($q = p = 1$). Численные исследования проводились для щелей, прорезанных в полном волноводе и в волноводе с частичным диэлектрическим заполнением ($\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$, $a_1 = a_3$ и $a_2 = (0.1...0.3)a$, $\varepsilon_2 = 2, 4, 7$), в одномодовом режиме волноводов. На рис.2 представлены зависимости активной g_{12}^i и реактивной b_{12}^i составляющих комплексной частичной внутренней взаимной проводимости ($Y_{12}^i = g_{12}^i + ib_{12}^i$) от расстояния между началами щелей $R = |z_2 - z_1|$, нормированного к длине волны в волноводе λ_g , которые были получены для следующих исходных данных. Щели длиной $L_1 = L_2 = 16$ мм прорезаны в волноводе сечением 23×10 мм с центральным расположением диэлектрической пластины толщиной $a_2 = 6.5$ мм с $\varepsilon_2 = 2$. Относительно одной из узких стенок волновода щели смещены на $x_{01} = 7$ мм, $x_{02} = 16$ мм. При заданном частичном заполнении на частоте $f = 9.1$ ГГц замедление в волноводе составляло $\lambda/\lambda_g = 1.03$. Как видно из приведенных данных, активная внутренняя частичная взаимная проводимость на всем интервале изменения R/λ_g , включая и случай $R/\lambda_g < 0.5$, когда щели по оси z перекрываются, ведет себя пропорционально $\cos(\pi R/\lambda_g)$. Следует отметить, что такой вид зависимости активной внутренней взаимной проводимости от R/λ_g сохраняется и при других длинах и смещениях щелей, заполнениях волновода и частотах. Периодическая зависимость реактивной внутренней взаимной проводимости от R/λ_g при увеличении перекрытия щелей нарушается. Причем нарушение периодичности проявляется тем сильнее, чем ближе к узким стенкам волновода прорезаны щели.

Зависимости элементов матрицы рассеяния по мощности ($|S_{\Sigma}|^2$ – коэффициент излучения, $|\Gamma_1|^2$ – коэффициент отражения, $|\Gamma_{12}|^2$ – коэффициент прохождения) от относительного расстояния между щелями R/λ_g представлены на рис.3. Из сравнения зависимостей внутренней взаимной проводимости и коэффициента излучения от R/λ_g видно, что $|S_{\Sigma}|^2$ достигает максимальных значений тогда, когда

внутренняя взаимная проводимость становится чисто реактивной ($g_{12}^i = 0$). При этом коэффициент отражения системы из

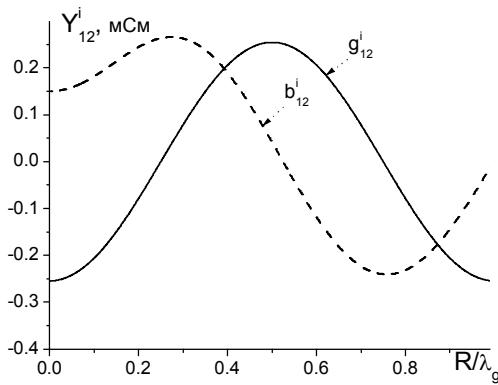


Рис. 2. Зависимость внутренней взаимной проводимости от относительного расстояния между щелями R/λ_g

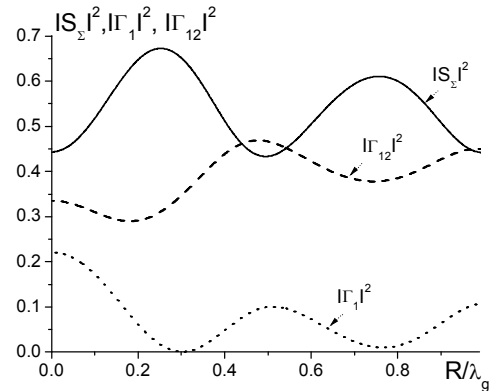


Рис. 3. Зависимость коэффициентов матрицы рассеяния от относительного расстояния между щелями R/λ_g

двух щелей принимает близкие к минимальным значения. Коэффициенты отражения и прохождения принимают максимальные значения, а коэффициент излучения – минимальное, не превышающее уровня 0.5, при относительном расстоянии между щелями $R/\lambda_g = 0.5$, когда $b_{12}^i = 0$. Это указывает на то, что две продольные щели образуют близкую к резонансной систему.

Проведение прямых измерений внутренней проводимости и коэффициента излучения не представляется возможным, поэтому были проведены измерения коэффициентов отражения и прохождения системы двух щелей. Геометрия и размеры элементов экспериментального макета соответствовали принятым выше в расчетах исходным данным. Фиксированным было только расстояние между началами щелей вдоль оси z – $R = 8$ мм, а в качестве частичного диэлектрического заполнения использовалась пластина высотой 10 мм и шириной 6.5 мм из материала фторопласт-4 ($\epsilon = 1.9 - 2.2$, [4]). Измерения проводились в режиме ручной перестройки по частоте панорамного измерителя КСВН типа Р2-61 при его калибровке и согласовании макета ($K_{СТУ} \leq 1.06$) на каждой из фиксированных частот. На рис.4 приведены частотные зависимости коэффициента отражения $|\Gamma_{11}|^2$ и коэффициента прохождения $|\Gamma_{12}|^2$. Здесь сплошной линией показаны расчетные данные, экспериментальные – точками. Как видно из этих данных, результаты расчета правильно передают ход экспериментальных зависимостей. Различия представленных данных по уровню не превышают пределов допустимых погрешностей измерения ослабления панорамным измерителем КСВН. По сравнению с расчетными в измеренных частотных зависимостях коэффициентов отражения и прохождения наблюдается смещение экстремумов по частоте приблизительно на 100 МГц в сторону низких частот.

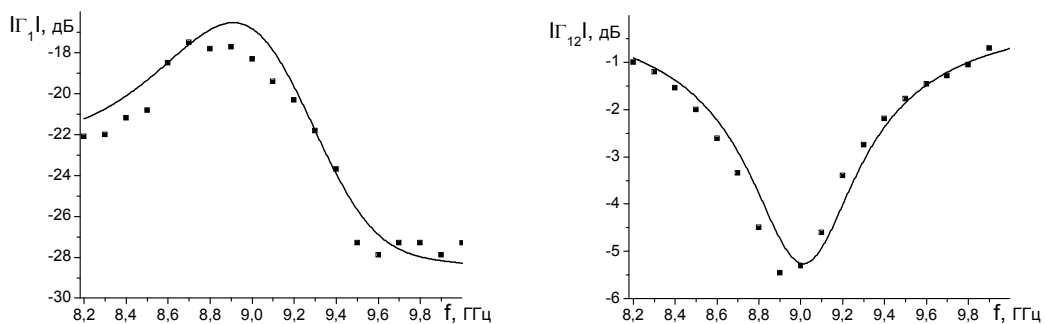


Рис.4. Частотная зависимость коэффициента отражения $|\Gamma_{11}|^2$ и коэффициента прохождения $|\Gamma_{12}|^2$ двух перекрывающихся щелей

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модифицированным методом собственных волн получены выражения для частичной внутренней взаимной проводимости двух продольных щелей, прорезанных в шахматном порядке в прямоугольном волноводе с частичным диэлектрическим заполнением в случае их перекрытия вдоль его продольной оси.

Исследованы внутренняя взаимная проводимость и элементы матрицы рассеяния двух щелей в зависимости от расстояния между ними и от частоты. Показано, что полное или частичное перекрытие щелей вдоль оси волновода не влияет на активную внутреннюю взаимную проводимость и оказывает существенное влияние на ее реактивную часть, а при расстоянии между щелями $R/\lambda_g = 0.5$, когда $b_{12}^i = 0$ они образуют близкую к резонансной систему. Сравнением расчетных и экспериментальных частотных зависимостей элементов матрицы рассеяния подтверждена работоспособность разработанной математической модели. Ее рекомендуется использовать при анализе и синтезе фазированных волноводно-щелевых антенных решеток, выполненных на волноводах с частичным диэлектрическим заполнением.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мануилов М.Б., Лерер В.А., Синявский Г.П. Методы расчета и новые применения волноводно-щелевых антенных решеток // Успехи современной радиоэлектроники. - 2007.- №5. - С.3-28.
2. Фельд Я.Н., Бененсон Л.С. Антенно-фидерные устройства.- М.: Изд ВВИА им. Н.Е. Жуковского, 1959.- ч.2. - 551с.
3. Яцук Л.П. Потенциальные функции в задаче возбуждения волновода с трехслойным диэлектриком продольным магнитным током // Радиофизика и электроника: Сб. науч. тр. - Харьков: ИРЭ НАН Украины.- 2001.- № 2-3. - С.212-217.
4. Бергер М.Н., Капилевич Б.Ю. Прямоугольные волноводы с диэлектриками (справочные таблицы, графики, формулы). - М.: Сов.радио, 1973. - 256с.