

И. В. КОЦАРЕВСКАЯ

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЗАПОЛНЕНИЯ НА ДИСПЕРСИЮ H_{op} -ВОЛН В СЛОЖНОКОМПОЗИЦИОННОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Успешное решение ряда практических задач антенно-фидерной техники и дифракционной электроники связано с разработкой многофункциональных устройств и построением их теории. В работе исследуется экранированный кольцевой волновод с радиально-слоистым магнитоэлектрическим заполнением, как перспективное устройство эффективного активного и пассивного управления пространственными и фазовыми характеристиками поля за счет изменения материальных и геометрических параметров.

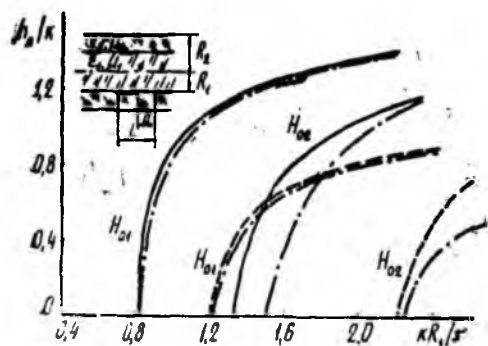


Рис. 1

Модель представляет собой круглый идеально-проводящий волновод радиуса R_N , заполненный недиссипативной аксиально-симметричной средой с кусочно-постоянными параметрами ϵ_j , μ_j ($j = 1, 2, \dots, N$ — номер слоя) (рис. 1). На границе $r = R_0$ расположена совокупность периодических бесконечно тонких идеально проводящих колец с периодом l и зазором d . В силу симметрии

структуры азимутально-однородные H -волны характеризуются скалярным магнитным потенциалом

$$\Pi_z^j(r, z) = \{a_j J_0(\gamma_j r) + [1 - \delta_j^1] b_j N_0(\gamma_j r)\} e^{m_0 z}, \quad (1)$$

$$R_{j-1} < r < R_j,$$

где h_0 — фазовая постоянная волны, $\gamma_j = \sqrt{k^2 \epsilon_j \mu_j - h_0^2}$ — радиальная постоянная, δ_j^1 — символ Кронекера.

Удовлетворение всех граничных условий при $r = R_j$ ($j = 1, 2, \dots, N$) приводит к характеристическому трансцендентному уравнению относительно постоянной распространения h_0 .

В общем случае при наличии пространственной дисперсии задача решается строго методом Римана—Гильберта [1]. Однако, в ряде важных для практики приложений представляет интерес большая плотность колец ($l \ll \lambda_g$, λ_g — волноводная длина волны), когда периодическую поверхность $r = R_q$ можно отождествить с полупрозрачной пленкой и ввести двухсторонние эквивалентные граничные условия (ЭГУ) [2], которые для $\Pi_z^j(r, z) = \Psi_j(r) \exp\{ih_0 z\}$ запишутся в виде линейного функционала

$$\alpha_j \left(\Psi_j, \frac{d}{dr} \Psi_j \right) = \begin{cases} \frac{d}{dr} \Psi_j; & r = R_N, \quad j = N; \\ \frac{d}{dr} \Psi_{j+1} - \frac{\mu_j}{\mu_{j+1}} \frac{d}{dr} \Psi_j; & r = R_j, \quad j = 1, 2, \dots, N-1; \\ \alpha^M \delta_j^q \frac{d}{dr} \Psi_j - \{\gamma_j^2 \Psi_j - \gamma_{j+1}^2 \Psi_{j+1}\}; & r = R_q, \quad j = q. \end{cases} \quad (2)$$

где $\alpha^M = \frac{k(\mu_q + \mu_{q+1})}{\mu_q \kappa \ln \frac{1+u}{2}}$, $\kappa = \frac{kl}{2\pi}$, $u = \cos \frac{\pi d}{l}$ — параметр заполнения.

Причем равенство $\alpha_j \left(\Psi_j, \frac{d}{dr} \Psi_j \right) = 0$ соответствует выполнению условия Неймана для мембранных функций $\Psi_N(R_N)$ на идеально проводящем экране, непрерывности тангенциального поля на изотропных границах ($j \neq q$) и описывает скачок тангенциального магнитного поля на дискретной границе $r = R_q$. Последнее определяет систему $2N + 1$ линейных уравнений относительно коэффициентов потенциальных функций (1). Введение функционального матричного оператора слоя [1] рационализирует процедуру получения характеристического уравнения и обобщает решение на произвольное число слоев N . Для $q = 1$ характеристическое уравнение имеет вид

$$1 - \frac{\gamma_1 \{I_0(\gamma_1 R_1) - \frac{\gamma_2 Z_H I_0(\gamma_2 R_1) + Y_H N_0(\gamma_2 R_1)}{\gamma_1 Z_H I_1(\gamma_2 R_1) + Y_H N_1(\gamma_2 R_1)}\}}{\alpha^M \{J_1(\gamma_1 R_1) - \frac{\gamma_2 Z_H I_0(\gamma_2 R_1) + Y_H N_0(\gamma_2 R_1)}{\gamma_1 Z_H I_1(\gamma_2 R_1) + Y_H N_1(\gamma_2 R_1)}\}} = 0, \quad (3)$$

где функции Z_H и Y_H зависят от геометрических и материальных параметров магнитоэлектрического заполнения и являются результатом действия оператора слоя на функционалы $\alpha_j \left(\Psi_j, \frac{d}{dr} \Psi_j \right)$, $j \neq q$.

Определим влияние параметров волновода на дисперсию H -волн на примере анализа двух- и трехслойных структур с фиксированным положением дискретной границы $q = 1$.

Выделим в волноводе центральную ($0 < r < R_q$) и периферийную коаксиальную ($R_q < r < R_N$) области, разделенные периодической границей. Сопоставление дисперсионных характеристик двухслойных моделей с половинным заполнением периода ($d = 0,5l$, $l = 0,14R_1$) свидетельствуют о высокой чувствительности $H_{ор}$ -типов к отношению оптической плотностей центральной и периферийной областей. На рис. 1 представлены кривые для волн низших радиальных индексов в структуре с параметрами $R_1 = 0,696R_2$, $\epsilon_1 = 2,08$, $\epsilon_2 = 1,0$, $\mu_1 = \mu_2 = 1,0$ (сплошные линии) и $R_1 = 0,80R_2$, $\epsilon_1 = \mu_1 = 1,0$, $\epsilon_2 = \mu_2 = 2,0$ (пунктирные линии). Здесь же штрихпунктиром отмечены характеристики соответствующих типов волн в регулярном «прототипном» круглом волноводе радиуса R_1 с однородным заполнением ϵ_1 , μ_1 . Как видно из сравнительного анализа, дисперсионные свойства в обоих случаях практически полностью определяются радиусом и оптической плотностью центрального канала, а дисперсионные кривые H_{01} - и H_{02} - волн близки к соответствующим кривым «прототипного» волновода. Интересен тот факт, что описанный эффект связан не со скачком оптической плотности при $r = R_1$, а с влиянием дискретной границы. Об этом свидетельствуют дисперсионные зависимости периодического волновода с параметрами $R_1 = 0,696R_2$, $l = 0,14R_1$ и однородным диэлектрическим заполнением $\epsilon = \epsilon_1 \neq \epsilon_2$ (рис. 2; сплошные кривые — $\epsilon = 2,08$, пунктирные — $\epsilon = 1,0$). Необходимо также отметить, что волны с большим числом вариаций поля по радиусу ($p \geq 3$) слабо взаимодействуют с кольцами и распространяются с фазовыми скоростями (v_ϕ), немного превышающими v_ϕ соответствующих типов в волноводе без колец ($d = l$). Последнее приводит к неравномерному сгущению спектра сложнокомпозиционной структуры, особенно

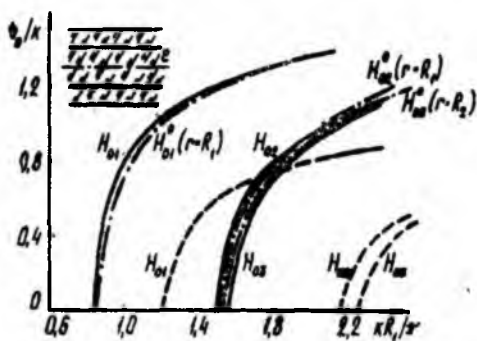


Рис. 2

вблизи критических частот H_{02} - и H_{03} - типов (см. рис. 2). Такой характер дисперсии $H_{ор}$ -волн обусловлен спецификой топологии их полей. Дело в том, что единственная компонента электрического поля E_ϕ направлена вдоль направляющих колец. В результате центральная и периферийная области при $d \neq l$ оказываются слабо связанными и при достаточно близких значениях R_1 и R_2 это приводит к концентрации поля в центральной области для волн первых двух радиальных индексов. При большем числе радиальных вариаций ($p = 3$) кольца попадают в область минимума E_ϕ и эффект экранировки поля здесь отсутствует.

С практической точки зрения особый интерес представляют трехслойные волноводы с большей оптической плотностью пери-

ферийной области, чем центральной (рис. 3, $R_1 = 0,50R_3$, $R_2 = 0,85R_3$, $l = 0,14R_1$, $\epsilon_1 = \mu_1 = 1$, $\epsilon_2 = 5$, $\mu_2 = 1$, $\epsilon_3 = 5$, $\mu_3 = 2$). Ввиду того что магнитоэлектрическое заполнение способствует замедлению $H_{ор}$ -волн, спектр в целом смещается в низкочастотную область. Причем критические частоты H_{01} «прототипного» волновода и H_{04} сложнокомпозиционного близки по значениям. В результате за счет эффекта экранировки поля кольцами ($d \neq l$), усиленного разностью в оптических плотностях областей, дисперсионные характеристики волн с $p \geq 4$ сильно искажаются в диапазоне $kR_1 > 1,22\lambda$. Как видно из рис. 3, волна с максимальной $v_{ф}$ вплоть до критической частоты следующей высшей моды ведет себя аналогично H_{01} в центральном канале. Это способствует появлению частотных интервалов с близкими $v_{ф}$ соседних типов волн.

Динамика влияния периодической границы $r = R_1$ на характер дисперсии $H_{ор}$ -типов прослеживается по изменению их характеристик при вариации d/l (см. рис. 3; $d = 0,5 l$ — сплошные кривые; $d = 0,1 l$ — пунктирные; $d = l$ — штрихпунктир) и связана с отмеченными выше особенностями топологии поля. Сравнительный анализ свидетельствует о наличии двух конкурирующих факторов: увеличении $v_{ф}$ волн кольцевой решеткой, причем тем сильнее, чем меньше зазор между кольцами при фиксированном l , и замедлении в среде магнитоэлектрического заполнения. Отметим, что для исследуемого типа волны при $d \neq l$ центральная и периферийная области слабо связаны и образуют два «автономных» канала передачи. Последнее в большой степени определяется дискретной металлической границей, так как связь областей слабо зависит от d/l . В отсутствие решетки ($d = l$) связь областей зависит только от разности оптических плотностей прилегающих сред и в рассмотренном примере она достаточно сильная (рис. 3).

Таким образом, распространение $H_{ор}$ -волн в сложнокомпозиционном магнитоэлектрическом волноводе определяется: конкурирующим механизмом воздействия кольцевой решетки и среды заполнения; высокой чувствительностью $v_{ф}$ волн к материальным параметрам структуры; экранирующим воздействием дискретной периодической границы на поля $H_{ор}$ -типа и, как следствие, возможностью реализации «автономных» каналов передачи на основе пространственной селекции волн различных радиальных индексов; наличием частотных интервалов, где волны с различным распределением полей имеют близкие $v_{ф}$. Перечисленные особенности позволяют путем целенаправленного подбора параметров на базе

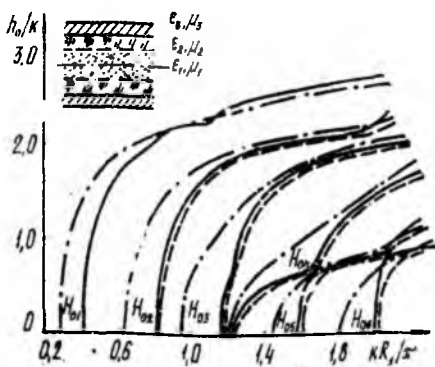


Рис. 3

исследуемой структуры разработать ряд функциональных узлов СВЧ-устройств, в частности, аттенюаторы, многоканальные линии передачи, фазовращатели, поляризационные фильтры, облучатели двухлучевых антенн.

Список литературы: 1. *Казанский В. Б., Коцаревская И. В.* Теория периодического цилиндрического волновода с неоднородным металлодиэлектрическим заполнением (Препринт/РИ АН УССР. X., 1988. № 15. 56 с. 2. *Адоина А. И., Шербак В. В.* Эквивалентные граничные условия на металлической решетке, расположенной на границе двух магнитодиэлектриков // Журн. техн. физики. 1964. Т. 34. С. 333—335.

Поступила в редколлегию 12.03.90.