

УДК 621.372.8.049.75

ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА ЭКРАНИРОВАННОЙ ЩЕЛЕВОЙ ЛИНИИ С РЕЗИСТИВНОЙ ПЛЕНКОЙ

Ю. А. Отмахов, И. В. Рахмелевич

Исследованы дисперсионные свойства экранированной щелевой линии с резистивной пленкой в щели. С помощью метода Галеркина, применяемого к системе интегральных уравнений относительно компонент электрического поля в щели, получено дисперсионное уравнение основной волны линии. Приведены результаты численных расчетов постоянных распространения и затухания в зависимости от параметров линии. Выведены приближенные формулы для некоторых частных случаев; дана физическая интерпретация полученных результатов.

1. Дисперсионное уравнение. Исследование свойств линий передачи с резистивными пленками является актуальным в связи с их применением при создании аттенюаторов и согласующих устройств СВЧ диапазона. Рассмотрим экранированную щелевую линию (ЭЩЛ), в апертуре щели S_z которой нанесена резистивная пленка толщиной $h \ll d_{ск}$ (рис. 1), где $d_{ск}$ — толщина скин-слоя материала пленки. Будем использовать граничное условие для скачка магнитного поля на поверхности пленки

$$[y_0 \Delta H] = (1/R) E(x), \quad (1)$$

где $\Delta H \equiv H_\tau(y=b_1+0) - H_\tau(y=b_1-0)$ — скачок тангенциальной составляющей магнитного поля на поверхности пленки, $E(x)$ — тангенциальное к плоскости $y=b_1$ электрическое поле в плоскости щели, R — поверхностный импеданс пленки, y_0 — единичный вектор в y -направлении; множитель $e^{i(\omega t - \Gamma z)}$ опущен. Условие (1) использовалось в работах [1-3] при исследовании дисперсионных свойств волноводов с резистивными пленками. С помощью этого условия нетрудно получить систему интегральных уравнений относительно компонент неизвестного электрического поля в щели $E_i(x)$:

$$\int_{x_1}^{x_2} \sum_j G_{ij}(x, x') E_j(x') dx' + (1/R) E_i(x) = 0, \quad (2)$$

где

$$G_{ij}(x, x') = (2/a) \sum_n G_{ij}^{(n)} f_i^{(n)}(x) f_j^{(n)}(x'), \quad i, j = x, z,$$

$$f_x^{(n)}(x) = \cos \frac{\pi n x}{a}, \quad f_z^{(n)}(x) = \sin \frac{\pi n x}{a}, \quad G_{xx}^{(n)} = \frac{\alpha_1}{1 + \delta_{0n}} {}^H Y_n + \alpha_2 {}^E Y_n,$$

$$G_{zz}^{(n)} = \alpha_1 {}^E Y_n + \alpha_2 {}^H Y_n, \quad G_{xz}^{(n)} = -G_{zx}^{(n)} = \alpha_3 ({}^E Y_n - {}^H Y_n), \quad (3)$$

$$\alpha_1 = \Gamma^2 / g_n^2, \quad \alpha_2 = (\pi n / a)^2 / g_n^2,$$

$$\alpha_3 = i(\pi n / a) \Gamma / g_n^2, \quad g_n^2 = (\pi n / a)^2 + \Gamma^2, \quad {}^E, {}^H Y_n = 1/{}^E, {}^H Z_{n(1)} + 1/{}^E, {}^H Z_{n(2)},$$

Γ — комплексная постоянная распространения (ПР). Явные выражения для ${}^E, {}^H Z_{n(1, 2)}$ -импедансов E - и H -волн относительно оси y для областей 1 и (2+3) соответственно в плоскости $y=b_1$ приведены в работе [5]. Для основной моды линии, которая при $R \rightarrow \infty$ переходит

в основную волну ЭЦЛ без потерь, поле удовлетворяет свойствам симметрии

$$E_x(a-x) = E_x(x), \quad E_z(a-x) = -E_z(x). \quad (4)$$

Используя методику, изложенную в [4, 7], можно показать, что при $x \rightarrow x_{1,2}$ и $0 < R < \infty$

$$E_x \rightarrow \text{const}, \quad E_z \rightarrow 0. \quad (5)$$

С учетом свойств симметрии (4) и условий на ребрах (5) будем искать неизвестное поле в виде

$$E_x = \sum_{m=0}^{m_0} A_m \cos \frac{2m\pi u}{d}, \quad E_z = \sum_{m=1}^{m_0} B_m \sin \frac{2m\pi u}{d}, \quad (6)$$

где $u = x - a/2$.

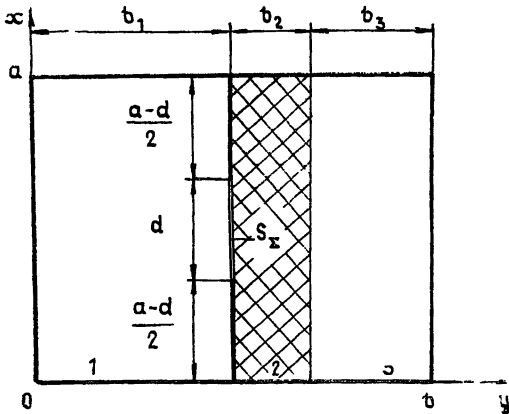


Рис. 1.

Проинтегрируем по частям в (2) интегралы, содержащие E_z , используя при этом (4), подставим в (2) решение в виде (5), спроектируем первое и второе уравнения системы (2) на функции $\cos 2l\pi u/d$ и $\sin 2l\pi u/d$ соответственно (первому уравнению в (2) соответствует $i=x$, второму $i=z$). Тогда получим однородную систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно коэффициентов A_m и B_m в разложении (6). Приравняв нулю ее определитель, получим искомое дисперсионное уравнение (ДУ):

$$\det \Phi = 0, \quad \Phi = \begin{pmatrix} \Phi^{(1)} & \Phi^{(2)} \\ \Phi^{(3)} & \Phi^{(4)} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где

$$\Phi_{lm}^{(1)} = \frac{d}{a} \sum_{p=0}^{p_0} G_{xx}^{(2p)} q_{pl} q_{pm} + \frac{1}{4R} \delta_{lm} (1 + \delta_{0m}),$$

$$l=0, 1, \dots, m_0, \quad m=0, 1, \dots, m_0,$$

$$\Phi_{lm}^{(2)} = \frac{d}{a} \sum_{p=1}^{p_0} \frac{G_{xz}^{(2p)}}{2p} q_{pl} q_{pm}, \quad l=0, 1, \dots, m_0, \quad m=1, 2, \dots, m_0,$$

$$\Phi_{lm}^{(3)} = (1 - \delta_{0m}) \sum_{p=1}^{p_0} G_{zx}^{(2p)} r_{pl} q_{pm}, \quad l=1, 2, \dots, m_0, \quad m=0, 1, \dots, m_0,$$

$$\Phi_{lm}^{(4)} = \sum_{p=1}^{p_0} \frac{G_{zz}^{(2p)}}{2p} r_{pl} q_{pm} + \frac{1}{R} \frac{\delta_{lm}}{8m}, \quad l=1, 2, \dots, m_0, \quad m=1, 2, \dots, m_0. \quad (8)$$

Здесь введены величины

$$q_{pl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin X_{pl}^{(1)}}{X_{pl}^{(1)}} + \frac{\sin X_{pl}^{(2)}}{X_{pl}^{(2)}} \right), \quad r_{pl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin X_{pl}^{(2)}}{X_{pl}^{(2)}} - \frac{\sin X_{pl}^{(1)}}{X_{pl}^{(1)}} \right), \quad (9)$$

$X_{pl}^{(1,2)} = \pi(pd/a \pm l)$, $G_{ij}^{(2p)}$ определяются формулами (3). При полном перекрытии волновода пленкой ($d/a=1$) однородная СЛАН, полученная при выводе ДУ, распадается на (m_0+1) независимых линейных систем, из условий нетривиальности решения которых получают ДУ волн $LE_{2l,s}$ и $LM_{2l,s}$ прямоугольного трехслойного волновода, перегороденного резистивной пленкой.

2. Численные результаты. Дисперсионное уравнение (7) решалось численно методом продолжения по параметру (R, k_0b) . При решении уравнения (7) была исследована внутренняя сходимость алгоритма в зависимости от $M_0 = m_0 + 1$, $P_0 = p_0 + 1$ (M_0, P_0 — число членов в разложении решения и ядра интегрального уравнения соответственно);

в табл. 1 приведены значения $\tilde{\Gamma} = \Gamma/k_0$ (k_0 — волновое число в вакууме) в зависимости от M_0 и P_0 ($k_0b = 4,2$; $d/a = 0,2$; $b_1/a = b_2/a = 1$; $R = 500$ Ом; $\epsilon_{r(q)} = \mu_{r(q)} = 1$, где $\epsilon_{r(q)}, \mu_{r(q)}$ — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости q -й среды, $q = 1, 2, 3$). Из таблицы видно, что при $M_0 \geq 3$, $P_0/M_0 \geq 5$ точность расчета, оцениваемая по внутренней сходимости, составляет примерно 0,1%.

Таблица 1

P_0/M_0	M_0			
	1	2	3	4
2	0,872 — 0,723i	0,913 — 0,618i	0,916 — 0,616i	0,915 — 0,613i
3	0,904 — 0,639i	0,916 — 0,616i	0,916 — 0,611i	0,916 — 0,610i
4	0,911 — 0,617i	0,915 — 0,613i	0,916 — 0,611i	0,916 — 0,610i
5	0,912 — 0,614i	0,915 — 0,611i	0,916 — 0,610i	0,916 — 0,610i
6	0,916 — 0,614i	0,915 — 0,611i	0,916 — 0,610i	0,916 — 0,610i
7	0,912 — 0,613i	0,915 — 0,610i	0,916 — 0,610i	0,916 — 0,610i

Были исследованы зависимости постоянных распространения ($\tilde{\Gamma}' = \text{Re } \tilde{\Gamma}$) и постоянных затухания ($\tilde{\Gamma}'' = -\text{Im } \tilde{\Gamma}$) от импеданса пленки R и нормированной частоты k_0b . На рис. 2 приведены зависимости $\tilde{\Gamma}'(R)$, $\tilde{\Gamma}''(R)$ при различных значениях k_0b для волновода, перегороденного пленкой ($d/a=1$; $b_1/a=b_2/a=1$; $\epsilon_{r(q)}=\mu_{r(q)}=1$). Характер зависимости $\tilde{\Gamma}''(R)$ при малых R определяется двумя факторами:

1) с ростом R происходит рост затухания, связанного с потерями в пленке (при $R=0$ это затухание отсутствует, так как в плоскости $y=b_1$ $E_\tau=0$),

2) с ростом R происходит уменьшение затухания, связанного с запределельностью волны в линии (при $R=0$ основная волна в волноводе, перегороденном пленкой, совпадает с волной H_{01} волновода $a \times b_1$, с увеличением R происходит как бы увеличение «эффективного поперечного размера» этого волновода). При достаточно низких частотах волна H_{01} в волноводе $a \times b_1$ является сильно запределельной. Из двух

вышеназванных факторов, влияющих на затухание в области малых R , преобладающим является уменьшение затухания, связанного с запердностью волны. Результирующее затухание с ростом R уменьшается, и зависимость $\tilde{\Gamma}''(R)$ является монотонно убывающей (кривая, соответствующая $k_0b=4,2$ на рис. 2). На более высоких частотах при малых R преобладающим является рост затухания, связанного с потерями в пленке; зависимость $\tilde{\Gamma}'''(R)$ имеет максимум (кривые, соответствующие $k_0b=5,46; 5,88; 6,3$ на рис. 2).

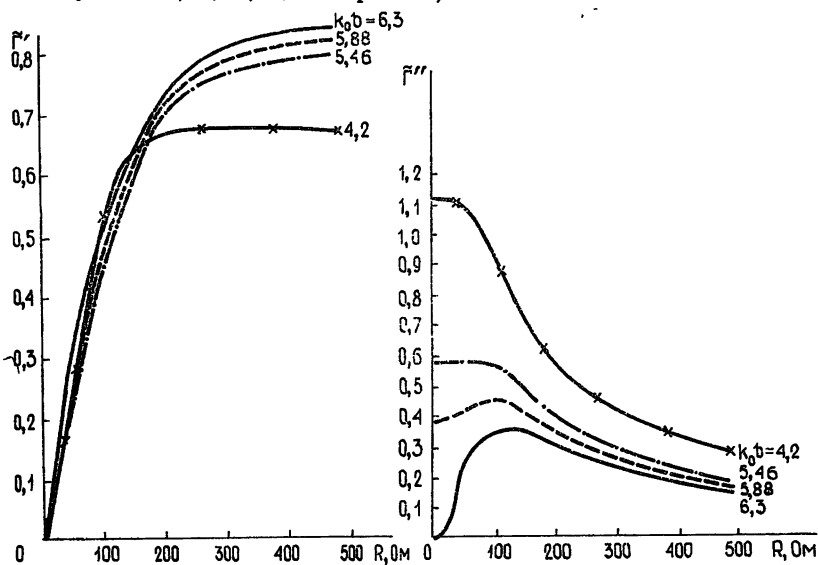


Рис. 2.

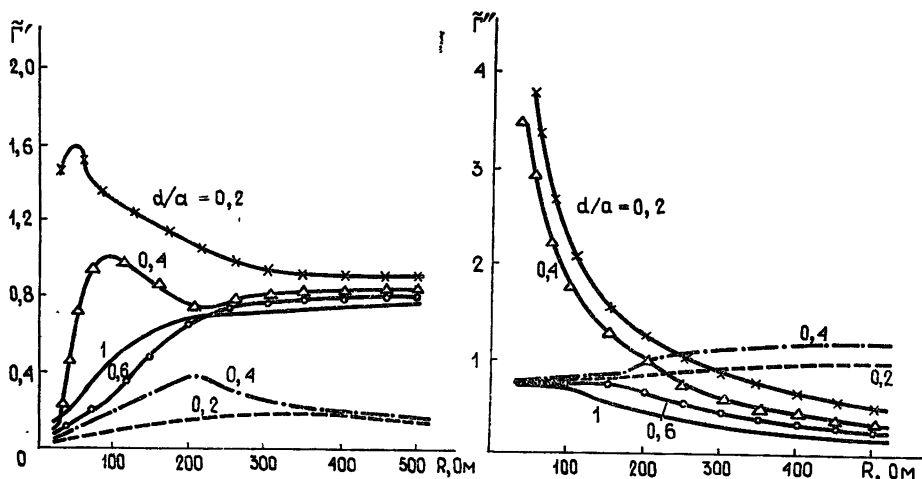


Рис. 3.

На рис. 3 приведены зависимости $\tilde{\Gamma}'(R)$, $\tilde{\Gamma}''(R)$ при различных значениях относительной ширины щели d/a ($M_0=3$; $P_0=15$; $k_0b=5$; $b_1/a=b_2/a=1$; $\epsilon_{r(q)}=\mu_{r(q)}=1$). При достаточно широких щелях ($d/a \geq 0,5$; в частности, на рис. 3 $d/a=0,6$; 1) рассматриваемая мода при $R \rightarrow 0$ переходит в H_{01} -волну прямоугольного волновода $a \times b_1$. При достаточно узких щелях ($d/a=0,4; 0,2$) эта мода при $R \rightarrow 0$ трансформируется уже в одну из волн высших типов волновода $a \times b_1$, число вариаций поля которой $m \leq a/d$ на отрезке $0 \leq x \leq a$. С другой стороны, одна из высших мод ЭЩЛ при $R \rightarrow 0$ стремится к H_{01} -волне волновода $a \times b_1$ (показана на рис. 3 штриховой и штрихпунктирной линиями для $d/a=0,2$ и $0,4$ соответственно). Это означает, что при

непрерывном изменении \tilde{R} от $\tilde{R}=\infty$ до $\tilde{R}=0$ при узких щелях основная мода рассматриваемой линии может преобразовываться в одну из высших мод и наоборот (аналогичный эффект преобразования мод в волноводе, частично заполненном поглощающим диэлектриком, исследован в работе [6]). Кривая, соответствующая $d/a=1$, согласуется с результатами работы [3] для волновода, полностью перегородженного пленкой (кривая 1 на рис. 5 работы [3]).

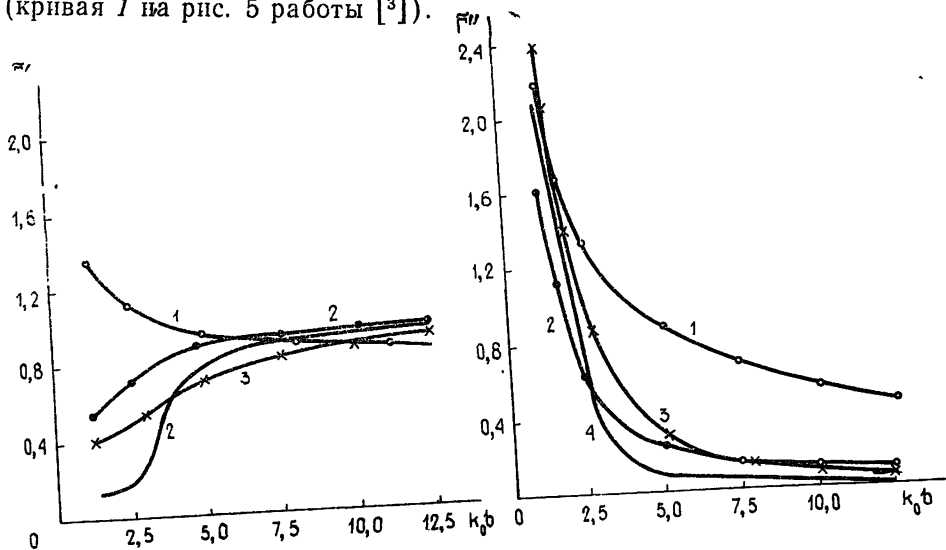


Рис. 4.

На рис. 4 показаны частотные зависимости $\tilde{\Gamma}'(k_0 b)$, $\tilde{\Gamma}''(k_0 b)$ для двух значений импеданса пленки и двух значений относительной ширины щели ($M_0=3$; $P_0=15$; $b_1/a=b_2/a=1$; $\epsilon_{r(q)}=\mu_{r(q)}=1$). Здесь 1— $d/a=0,2$; $R=300$ Ом; 2— $d/a=0,2$; $R=1000$ Ом; 3— $d/a=1$; $R=300$ Ом; 4— $d/a=1$; $R=1000$ Ом.

Таким образом, в настоящей работе численно решено дисперсионное уравнение ЭЩЛ с резистивной пленкой в щели. Приведены зависимости постоянных распространения и затухания основной волны (переходящей при $R \rightarrow \infty$ в основную волну ЭЩЛ без потерь) от импеданса пленки R и нормированной частоты $k_0 b$, на примере зависимостей $\tilde{\Gamma}'(R)$, $\tilde{\Gamma}''(R)$ проиллюстрирован эффект преобразования мод в данной линии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калмык В. А., Раевский С. Б. — Радиотехника и электроника, 1975, 20, № 10, с. 2185.
2. Калмык В. А., Павловская Г. В., Раевский С. Б. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 4, с. 585.
3. Бравер И. М., Гарб Х. Л. — Радиотехника и электроника, 1984, 29, № 12, с. 2329.
4. Миттра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов. — М.: Мир, 1974.
5. Богачева Л. В., Калистратова И. Н., Киселев В. В. и др. — Радиотехника и электроника, 1985, 30, № 4, с. 630.
6. Чаплин А. Ф., Павликевич М. И. — Радиотехника и электроника, 1985, 30, № 11, с. 2082.
7. Бравер И. М., Гарб Х. Л., Фридберг П. Ш., Яковер И. М. — ДАН СССР, 1986, 286, № 5, с. 1092.

Поступила в редакцию
16 мая 1986 г.

DISPERSIVE PROPERTIES OF SHIELDED SLOT-LINE WITH RESISTIVE FILM

Yu. A. Otmakhov, I. V. Rakhmelevich

Dispersive properties of the shielded slot-line with a resistive film in a slot are investigated. The dispersive equation of the basic wave of the line is received by Galerkin's method applied to the set of integral equations with respect to components of electric field in a slot. The results of numerical calculations of the propagation constant and the attenuation constant with respect to the line parameters are presented. The approximate formulas for some special cases are derived; physical interpretation of the results received is given.