

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СВЯЗЬ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА С ПОЛОСКОВОЙ ЛИНИЕЙ ЧЕРЕЗ УЗКУЮ ЩЕЛЬ

В. Ю. Лейкин

Фрязино

При расчете коэффициентов связи сочленяемых волноводных объемов широкое распространение получила теория связи через малое отверстие [1]. Применение этой теории дает хорошие результаты в случаях, когда амплитуда и фаза возбуждающего поля пренебрежимо мало меняются на апертуре связи. Размеры и конфигурация отверстий связи учитываются коэффициентами магнитной и электрической поляризации, определяемыми в квазистатическом приближении. Указанная теория накладывает определенные ограничения на размеры элементов связи и на характер возбуждающих полей.

Так, при существенно неоднородных полях применение теории малого отверстия становится затруднительным.

Значительная неоднородность возбуждающих полей встречается при расчете связи по широкой стенке П- и Н-образных волноводов с какими-либо другими волноводами и резонаторами. Аналогичная трудность возникает при решении задачи о связи полосковой линии с прямоугольным волноводом через узкую щель, с длиной, превышающей ширину центральной полоски. Решение этой задачи имеет большую практическую ценность, так как позволяет существенно уменьшить размеры вторичных каналов направленных ответвителей, модовых селекторов, направленных фильтров и т. д.

Коэффициент связи сочленяемых волноводных объемов вычисляем в два этапа:

- 1) по заданному невозмущенному полю в одном из объемов определяется опертурное поле элемента связи;
- 2) решается задача о возбуждении вторичного волновода найденным полем на отверстии.

Наиболее сложной оказывается первая часть задачи, так как она сводится к двумерному интегро-дифференциальному уравнению, решение которого в общем виде не найдено. Однако, если в качестве элемента связи используется экспоненциально узкая щель, апертурное поле на которой можно считать направленным строго по нормали к ее краям, задача существенно упрощается. Ее решение известно [2] и имеет следующий вид:

$$U(v) = \frac{\alpha}{\sin kl} \psi\left(\frac{l}{2}\right) \sin k\left(v + \frac{l}{2}\right) - \alpha \psi(v), \quad (1)$$

где $U(v)$ — искомое напряжение на щели;

$$\alpha^{-1} = |2 \ln kd/4| \gg 1;$$

k — постоянная распространения, $k = 2\pi/\alpha$;

l — длина щели;

d — ширина щели.

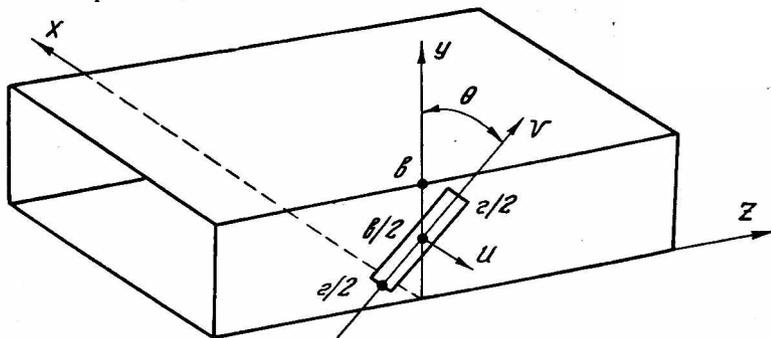


Рис. 1. Наклонная щель на узкой стенке прямоугольного волновода.

Функция $\psi(v)$ определяется выражением

$$\psi(v) = -j\pi z_0 \int_{-r/l^2}^v H_{0v}(\xi) \sin k(v - \xi) d\xi \quad (2)$$

где z_0 — «волновое сопротивление» свободного пространства;

H_{0v} — проекция магнитной составляющей невозмущенного волноводного поля на продольную ось щели.

Для наклонной щели, прорезанной в узкой стенке одноволнового прямоугольного волновода (рис. 1), с помощью (1) и (2) находим

$$U(v) = 2\pi\alpha z_0 I_{10} \frac{\alpha_{10}}{\gamma} \left(\frac{l}{db}\right)^{1/2} \frac{k \sin \theta}{k^2 \gamma^2 \sin^2 \theta} \times \\ \times \frac{\sin \frac{kl}{2} \cos\left(\gamma \frac{r}{2} \cos \theta\right) \cos kv - \frac{1}{2} \sin kle^{-j\gamma v \sin \theta} - j \cos \frac{kl}{2} \sin\left(\gamma \frac{l}{2} \sin \theta\right) \sin kv}{\sin kl}, \quad (3)$$

где I_{10} — амплитудный коэффициент для магнитной составляющей поля волны H_{10} в прямоугольном волноводе;

γ — постоянная распространения волны в прямоугольном волноводе;

θ — угол наклона щели;

db — размеры широкой и узкой стенок волновода;

d_{10} — поперечное волновое число волны типа H_{10} .

Полученное выражение (3) громоздко и неудобно для последующих вычислений. В работе [3] показано, что с достаточной для практики точностью выражение, аналогичное (3), можно записать в следующем виде:

$$U(v) = U(0) e^{-j\frac{2\varphi_1}{l} v} \cos \frac{\pi v}{l}, \quad (4)$$

Здесь $U(0)$ — напряжение в клеммном сечении щели, которое получим из (3) при $v = 0$.

$$U(0) = \pi^2 \alpha U_{10} \left(\frac{2}{d^3 b} \right)^{1/2} \frac{\sin \theta}{k^2 - \gamma^2 \sin^2 \theta} \left[\frac{\cos \left(\gamma \frac{l}{2} \sin \theta \right)}{\cos \frac{kl}{2}} - 1 \right]; \quad (5)$$

φ_1 — учитывает набег фазы на щели и тоже легко находится из (3):

$$\varphi_1 = \text{arctg} \left(\frac{1 - \frac{k}{\gamma \sin \theta} \text{tg} \left(\gamma \frac{l}{2} \sin \theta \right) \text{ctg} \frac{kl}{2}}{\frac{k}{\gamma \sin \theta} - \text{tg} \left(\gamma \frac{l}{2} \sin \theta \right) \text{ctg} \frac{kl}{2}} \text{ctg} \frac{kl}{2} \right). \quad (6)$$

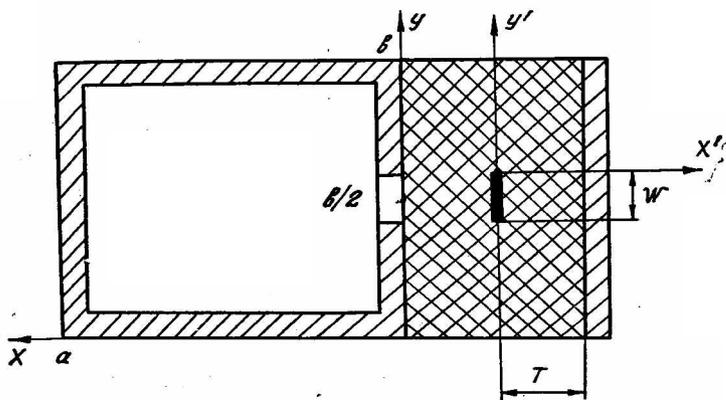


Рис. 2. Поперечное сечение прямоугольного волновода, связанного через щель с полосковой линией.

Таким образом, напряжение на щели (3) с клеммным сечением, сдвинутым от ее центра по направлению распространения волны, заменяется синусоидальным напряжением (4) с амплитудой (5) и фазой (6).

Амплитуда волны ТЕМ, возбуждаемая наклонной щелью в симметричной полосковой линии, заполненной диэлектриком, равна

$$I_\alpha = - \frac{e^{-ik_\epsilon z} \sqrt{\epsilon}}{2z_0} \int_{-l/2}^{l/2} H_\lambda U(v) e^{ik_\epsilon v \sin \theta} \cos \theta \cdot dv, \quad (7)$$

где ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика, заполняющего полосковую линию;

k_ϵ — постоянная распространения в полосковой линии;

H_λ — собственная функция полосковой линии для волны ТЕМ.

Собственная векторная ортонормированная функция H_λ имеет вид

$$\bar{H}_\lambda = -\bar{y}' \frac{1}{T} \left\{ \frac{\pi \left[1 + \exp \left(\frac{\pi}{T} y' \right) \right]}{2 \ln \frac{1+\epsilon}{1-\epsilon}} \right\}^{1/2}, \quad (8)$$

где T, W — размеры полосковой линии, приведенные на рис. 2:

$$\epsilon = \left[1 - e^{-\frac{\pi}{2} \frac{w}{T}} \right]^{1/2}.$$

Функция (8) дает поле, симметричное относительно линии $y = \frac{b}{2}$.

Подставляя (4) и (8) в (7), получаем

$$I_\lambda = \frac{e^{-ik_\epsilon z} U(0) \cos \theta}{\left(2 \ln \frac{1+\epsilon}{1-\epsilon}\right)^{1/2}} \int_0^{l/2} \frac{\cos\left(k_\epsilon \sin \theta - \frac{2\varphi}{2}\right) v \cos \frac{\pi v}{2} dv}{\sqrt{1 + \exp\left[\frac{\pi}{T}(v \cos \theta - 0,5w)\right]}}. \quad (9)$$

Переходя к новой переменной $x = \frac{1}{2} \frac{v}{W} \cos \theta$ и вводя обозначения

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{Wk_\epsilon}{2} \operatorname{tg} \theta - \frac{W}{l \cos \theta} \varphi; \quad \beta = \frac{\pi}{2} \frac{W}{l \cos \theta}; \quad \rho = -\frac{\pi}{\gamma} \frac{W}{T}, \\ x_1 &= 1 - 1,27 \frac{T}{W}; \quad x_2 = 1 + 1,27 \frac{T}{W}; \quad x_3 = \frac{2 \cos \theta}{W}, \end{aligned} \quad (10)$$

разбиваем путь интегрирования в (9) на три участка

$$\begin{aligned} I &= \int_0^{x_3} \frac{\cos \epsilon x \cos \beta x \cdot dx}{\sqrt{1 + \exp\left[\frac{\pi}{2} \frac{W}{T}(x-1)\right]}} \approx \int_0^{x_1} \cos \epsilon x \cos \beta x dx + \\ &+ 0,316e^{-\rho} \int_{x_1}^{x_2} 2e^{\rho x} \cos \epsilon x \cos \beta x dx + 0,5e^{-2\rho} \int_{x_2}^{x_3} 2e^{2\rho x} \cos \epsilon x \cos \beta x dx. \end{aligned} \quad (11)$$

Входящие в (11) интегралы имеют следующие значения:

$$I_1 = \frac{\xi \sin \xi x_1 \cos \beta x_1 - \beta \cos \xi x_1 \sin \beta x_1}{\xi^2 - \beta^2}; \quad (12)$$

$$\begin{aligned} I_2(\rho_1 x) &= e^{\rho x} \left[\frac{\rho \cos(\xi - \beta)x + (\xi - \beta) \sin(\xi - \beta)x}{\rho^2 + (\xi - \beta)^2} + \right. \\ &\left. + \frac{\rho \cos(\xi + \beta)x + (\xi + \beta) \sin(\xi + \beta)x}{\rho^2 + (\xi + \beta)^2} \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Теперь искомым интеграл I в зависимости от соотношения между шириной полоски и длиной щели записываем следующим образом:

$$I = I_1(x_3), \text{ если } x_3 \leq x_1; \quad (14)$$

$$I = I_1(x_1) + 0,316e^{-\rho} [I_2(\rho_2, x_3) - I_2(\rho_1 x_1)], \text{ если } x_1 < x_3 \leq x_2; \quad (15)$$

$$I = I_1(x_1) + 0,316e^{-\rho} [I_2(\rho, x_2) - I_2(\rho_1 x_1)] + 0,5e^{-2\rho} [I_2(2\rho, x_3) + I_2(2\rho, x_2)], \text{ если } x_3 > x_2. \quad (16)$$

Переходное ослабление элемента связи определяется как отношение мощности, ответвленной в полосковую линию в прямом направлении, к мощности волны в прямоугольном волноводе:

$$C_\rho = \frac{T_\lambda U_\lambda}{T_{10} U_{10}} = \left| \frac{T_\lambda}{U_{10}} \right|^2 \frac{z_0^2}{V_\epsilon^2} \left(\frac{k}{\gamma} \right). \quad (17)$$

После подстановки в (17) значения амплитудного коэффициента из (9) получаем

$$C_\rho = (C_\rho)^{1/2} = \alpha I \pi^2 \left(\frac{W}{T} \right) \left(\frac{k}{\gamma} \frac{\pi \sqrt{\epsilon}}{4a^3 b \ln \frac{1+\epsilon}{1-\epsilon}} \right)^{1/2} \frac{\sin \theta}{k^2 - \gamma^2 \sin^2 \theta} \left[\frac{\cos\left(\gamma \frac{l}{2} \sin \theta\right)}{\cos \frac{kl}{2}} \right]. \quad (18)$$

Чтобы проверить справедливость полученного выражения для переходного ослабления щелевого элемента связи, были выполнены необходимые численные расчеты, которые затем сравнивались с результатами эксперимента. Все измерения проводились на установке типа ДК1-5 с точностью

0,25 дб. Используемая полосковая линия со следующими размерами (10): $x_1 = 0,254$, $x_2 = 1,746$ была заполнена фторопластом. При постоянном угле наклона ($\theta = \pi/4$) длина щели изменилась от $x_3 = 0,125$ до $x_3 = 1,04$.

Результаты расчета и эксперимента сведены в таблицу. В этой же таблице для сравнения приводятся результаты, полученные на основании теории Бете [1]:

x_3	Переходное ослабление, дб		
	Формула Бете (1), дб	Выражение (18), дб	Эксперимент, дб
0,125	123,1	123,3	124,0
0,375	77,8	81,36	81,5
0,52	70,4	76,72	76,8
0,04	50,5	57,0	57,4

Из сравнения приведенных в таблице данных видно, что в пределах точности измерения наблюдается хорошее совпадение расчета, выполненного с помощью (18), и эксперимента.

Формула Бете [1] для коротких щелей дает несколько заниженные результаты. Для более длинных щелей разница между расчетом и экспериментом становится чрезмерно большой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Ветте. Theory of diffraction by small holes. The Physical Review, second series, V. 66, no 7—8, October, 1944.
2. Я. Н. Фельд. Основы теории щелевых антенн. Изд-во «Советское радио», 1948.
3. В. Ю. Лейкин. Вопросы расчета щелевой связи волноводных направленных ответвителей. Доклад на 25 Всесоюзной научной сессии, посвященной Дню Радио и Дню Связиста. Москва, 1969.