

При отсутствии излучения из щелей добротность резонатора практически является чисто омической и составляет величину порядка  $10^4$ . Таким образом, радиационные потери, обусловленные излучением настроенных щелей связи, приводят к существенному подавлению синфазных колебаний, добротность которых по сравнению с противофазными снижается примерно на два порядка. Если собственные частоты парциальных резонаторов различны, то радиационная добротность резонаторов понижается практически в такой же степени, как и при связанных синфазных колебаниях.

Разрежение спектра достигается при настройке парциальных резонаторов на моды с одинаковыми собственными частотами и различными продольными индексами (например, моды  $TE_{00q_1}$  и  $TE_{00q_2}$ , где числа  $q_1$  и  $q_2$  — взаимно простые). При наличии резонансных щелей связи единственными высокодобротными колебаниями оказываются противофазные нормальные колебания связанной системы, образующие при указанном выборе  $q_1$  и  $q_2$  весьма редкий спектр. Как следует из результатов измерений (методику см., например, в [3]), для системы с одной щелью связи (размеры приведены выше) проведенная оценка удовлетворительно согласуется с экспериментом. Разрежение спектра имеет место в полосе частот  $|\Delta\omega/\omega| = 0,02$ , которая может быть расширена путем использования нескольких щелей связи, имеющих разную длину.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Авербах В. С., Власов С. Н., Таланов В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1967, 10, № 9—10, с. 1333.
2. Фельд В. Н. Основы теории щелевых антенн. — М.: Сов. радио, 1948.
3. Битюрин Ю. А., Павельев В. Г., Цимринг Ш. Е. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1970, 16, № 3, с. 47.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию  
5 июля 1983 г.,  
после доработки  
4 июля 1984 г.

УДК 538.3

## УЧЕТ ОСОБЕННОСТИ НА РЕБРЕ ПРИ РАСЧЕТЕ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЭКРАНИРОВАННЫХ ЩЕЛЕВЫХ ЛИНИЙ

*А. М. Лерер, Ю. А. Отмахов*

1. Учет особенности на металлическом ребре широко используется при расчете параметров волноводов со сложной формой поперечного сечения [1, 2], микрополосковых, щелевых и волноводно-щелевых линий [3—6]. Методом частичных областей задача сводится к решению интегральных или интегродифференциальных уравнений или их систем относительно неизвестных электрических полей, или токов на общей границе частичных областей. Эти уравнения решаются методом Галеркина, в котором базисными функциями являются взвешенные полиномы Чебышева, учитывающие особенность поведения электромагнитного поля на металлическом ребре. Так, например, для экранированной щелевой линии (ЭЩЛ) (рис. 1а) решение относительно тангенциальных составляющих электрического поля на щели ищется в виде

$$E_x(x) = \sum_{j=0}^{M-1} X_j \frac{T_{2j}(x/l)}{\sqrt{1-(x/l)^2}}, \quad E_z(x) = \sum_{j=0}^{M-2} Z_j U_{2j+1}(x/l) \sqrt{1-(x/l)^2}, \quad (1)$$

где  $X_j$  и  $Z_j$  — неизвестные коэффициенты,  $T_j$ ,  $U_j$  — полиномы Чебышева. Использование представления (1) позволяет получить решение с высокой точностью при большом числе  $M$  для линий с  $l/L \ll 1$ . Однако  $M$  увеличивается при увеличении  $l/L$  из-за того, что функции (1) неправильно описывают поведение электрического поля в этом случае.

Этого недостатка можно избежать, если в качестве весовой функции в (1) вместо  $1/\sqrt{1-x^2}$  использовать электростатическую функцию, полученную в [7] при решении задачи рассеяния на волноводной диафрагме. Эта функция правильно описывает особенность поведения поля в обоих предельных случаях ( $l/L \ll 1$  и  $l/L \sim 1$ ). Эффективность ее применения в задаче расчета параметров ЭЩЛ показана в [8].

Будем искать решение для поля на щели в виде

$$E_x(x) = \sum_{j=0}^{M-1} X_j \frac{T_j'[t(x)/a]}{\sqrt{a^2 - [t(x)]^2}} t'(x); \quad (2)$$

$$E_z(x) = \sum_{j=0}^{M-1} Z_j U_{j''} [t(x)/a] \sqrt{a^2 - [t(x)]^2}, \quad (3)$$

где для симметричной ЭЩЛ (рис. 1а)

$$t = \sin(\pi x/2L), \quad a = t(l), \quad j' = 2j, \quad j'' = 2j+1;$$

для несимметричной ЭЩЛ (рис. 1б)

$$t = \cos \frac{\pi H}{2L} \cos \frac{\pi l}{2L} - \cos \frac{\pi x}{2L}, \quad a = \sin \frac{\pi H}{2L} \sin \frac{\pi l}{2L}, \quad j' = j'' = j.$$

При  $l/L \ll 1$  (2), (3) переходят в (1), а при  $l/L \rightarrow 1$  особенность поля исчезает.

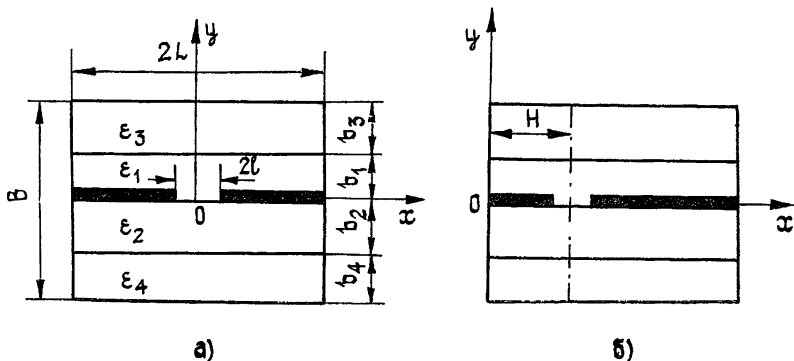


Рис. 1.

2. Остановимся на основных этапах численной реализации метода Галеркина с введенным базисом. Приведем выкладки только для симметричной ЭЩЛ. Для несимметричной ЭЩЛ выкладки аналогичны, но более громоздки.

При расчете постоянной распространения, волнового сопротивления и большинства параметров линий СВЧ необходимо вычислять не сами поля на щели, а их преобразования Фурье

$$F_{j,n} = \int_0^l \cos \frac{n\pi}{L} x \frac{T_{2j}(t/a)}{\sqrt{a^2 - t^2}} \frac{dt}{dx} dx = (-1)^n \int_0^1 \frac{T_{2j}(u)}{\sqrt{1 - u^2}} T_{2n}(au) du, \quad (4)$$

$$C_{j,n} = \int_0^l \sin \frac{n\pi}{L} x U_{2j+1} \left( \frac{t}{a} \right) \sqrt{a^2 - t^2} dx = -(2j+2) F_{j+1,n} \left( \frac{n\pi}{L} \right)^{-1}.$$

Интеграл (4) выражается в конечном виде, но, по-видимому, наиболее просто его вычислить с помощью квадратурной формулы наивысшей алгебраической точности [9]:

$$\int_{-1}^1 \frac{f(x)}{\sqrt{1-x^2}} dx = \frac{\pi}{N} \sum_{n=1}^N f(x_k) + R_N, \quad x_k = \cos \frac{2k-1}{2N} \pi.$$

Остаток  $R_N=0$ , если  $f(x)$  есть полином степени  $P$ , а  $N > P$ . Таким образом, интеграл (4) может быть вычислен точно:

$$F_{j,n} = (-1)^n \frac{\pi}{2N} \sum_{k=1}^N \cos \left( j \frac{2k-1}{2N} \pi \right) T_{2n}(at_k), \quad (5)$$

$$t_k = \cos[(2k-1)\pi/4N], \quad N = j+n+1.$$

При  $n \gg j$   $F_{j,n}$  можно вычислять по асимптотической формуле. Первый член асимптотического разложения, полученный методом стационарной фазы, имеет вид

$$F_{j,n} \approx \frac{1}{2} \cos\left(\frac{n\pi l}{L} - \frac{\pi}{4}\right) \sqrt{\frac{\pi}{n \operatorname{tg}(\pi l/2L)}}.$$

При расчете характеристического сопротивления и постоянной распространения необходимо численно находить суммы рядов [3-6]. Для улучшения их сходимости целесообразно найти в аналитическом виде суммы рядов

$$S_{jm} = \frac{L}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{F_{j,n} F_{m,n}}{n} = \frac{L}{\pi} \int_0^{\pi/2} \cos 2j\varphi d\varphi \int_0^{\pi/2} \cos 2m\theta d\theta \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos 2n\varphi' \cos 2n\theta'}{n},$$

где  $(\varphi') = \arcsin \left[ a \cos\left(\frac{\varphi}{\theta}\right) \right]$ . Учтывая, что [9]

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos 2n\varphi' \cos 2n\theta'}{n} = -\ln a + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos 2n\varphi \cos 2n\theta}{n},$$

получим

$$S_{jm} = \frac{L}{\pi} \begin{cases} 0, & j \neq m \\ (\pi/4)^2 (1/m), & j = m \neq 0 \\ -(\pi/2)^2 \ln a, & j = m = 0 \end{cases}. \quad (6)$$

Для несимметричной ЭЩЛ вместо формул (5) и (6) получим

$$F_{j,n} = \frac{\pi}{N} \sum_{k=1}^N \cos j \frac{2k-1}{2N} \pi \cos \left[ n \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{1-t_k^2}}{t_k} \right], \quad (7)$$

$$t_k = \cos \frac{\pi H}{2L} \cos \frac{\pi l}{2L} + a \cos \frac{2k-1}{2N} \pi, \quad N = j + n + 1;$$

$$S_{jm} = \frac{2L}{\pi} \begin{cases} 0, & j \neq m \\ (\pi^2/4) (1/m), & j = m \neq 0 \\ -(1/2)\pi^2 \ln a, & j = m = 0 \end{cases}. \quad (8)$$

3. Для иллюстрации эффективности использования функций (2), (3) в табл. 1 приведены результаты расчетов коэффициента замедления  $c/v_{\phi}$  (верхнее число) и характеристического сопротивления (нижнее число) при использовании (1) и (2) — (3) (соответственно столбцы I и II). Расчеты проведены для симметричной ЭЩЛ с  $B/L=1$ ,  $b_1/L=b_2/L=0,15$ ,  $\varepsilon_1=\varepsilon_2=2,2$ ,  $\varepsilon_3=\varepsilon_4=1$ , на частоте  $fL=50$  ГГц·мм. Характеристическое сопротивление определялось через передаваемую мощность и напряжение на щели.

Таблица 1

$l/L$	$M$					
	0		1		2	
	I	II	I	II	I	II
0,3	1,0371	1,0359	1,0347	1,0347	1,0347	1,0347
	310,00	310,21	310,10	310,10	310,10	310,10
0,5	0,9414	0,9361	0,9345	0,9345	0,9345	0,9345
	414,89	415,72	415,41	415,41	415,41	415,41
0,7	0,8686	0,8550	0,8542	0,8541	0,8541	0,8541
	489,98	495,08	494,90	494,90	494,90	494,90
0,9	0,8333	0,8010	0,8011	0,8010	0,8010	0,8010
	511,40	536,38	536,27	536,38	536,38	536,38
0,99	0,8580	0,7926	0,7926	0,7926	0,7926	0,7926
	487,68	541,45	540,58	541,45	541,36	541,45

Для несимметричных ЭЩЛ введенный базис (2), (3) также обеспечивает более быструю сходимость решения методом Галеркина по сравнению с базисом (1). Это иллюстрирует табл. 2, где приведены результаты расчетов коэффициента замедления

для наиболее неблагоприятного случая: широкая щель  $l/L=0,75$  близко расположена к экрану  $W=H-l=0,01L$ . Остальные параметры такие же, как и в табл 1. Строка I — базис (1), строка II — базис (2), (3).

Таблица 2

<i>M</i>	0	1	2	3	4	5
I	0,8958	0,8873	0,8613	0,8613	0,8609	0,8609
II	0,8616	0,8615	0,8609	0,8609	0,8609	0,8609

Таким образом, использование функций (2), (3) упрощает по сравнению с (1) основные этапы численной реализации метода Галеркина (вычисление преобразования Фурье базисных функций, улучшение сходимости рядов), позволяет провести расчеты с заданной точностью при меньшем числе базисных функций и даже освобождает от необходимости решать системы алгебраических уравнений ( $M=0$ ) [8].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лерер А. М. — Изв вузов — Радиоэлектроника, 1974, 17, № 9, с 90
2. Заргано Г. Ф., Лерер А. М., Ляпин В. П., Михалевский В. С., Сиднявский Г. П. Волноводы сложных сечений. — Ростов-на-Дону: Гос. ун-т, 1979, с. 80.
3. Коваленко А. Н. — Изв вузов — Радиофизика, 1978, 15, № 2, с. 188.
4. Лерер А. М., Михалевский В. С. — Радиотехника и электроника, 1981, 26, № 3, с. 470.
5. Коваленко А. Н., Федоров А. Н. — Радиотехника и электроника, 1981, 26, № 4, с. 683
6. Лерер А. М., Михалевский В. С., Цветковская С. М. — Радиотехника и электроника, 1981, 26, № 8, с. 1783.
7. Левин Л. Современная теория волноводов — М.: ИЛ, 1954, с 215
8. Богачева Л. В., Калистратова И. Н., Киселев В. В., Кочетков В. Н., Кузнецова Е. А., Отмахов Ю. А., Чагаев А. А. — Радиотехника и электроника, 1984, 29, № 12.
9. Крылов В. И., Шульгина Л. Т. Справочная книга по численному интегрированию — М.: Наука, 1966, с. 370

Ростовский-на-Дону государственный университет

Поступила в редакцию  
10 ноября 1983 г.,  
после доработки  
21 марта 1984 г.