

рабочего тока и максимально допустимой рассеиваемой мощности.

В режиме максимально-допустимой рассеиваемой мощности температура p - n -перехода поддерживалась близкой к критической, для этого по мере охлаждения корпуса диода увеличивался рабочий ток. Контроль температуры p - n -перехода осуществлялся по величине пробивного напряжения диода. Расчетные (кривая 1) и экспериментальные результаты исследования зависимости теплового сопротивления ЛПД от температуры корпуса диода приведены на рис. 2. На рис. 2 прямой линией показана рассчитанная по формуле (10) зависимость теплового сопротивления от температуры корпуса диода для режима малых значений рабочего тока.

Из приведенных результатов можно заключить, что предлагаемая модель позволяет существенно уточнить характеристики работы ЛПД в области предельных режимов.

1. Захаров А. П., Асвадурова Е. И. Метод расчета тепловых сопротивлений мощных транзисторов.— Полупроводниковые приборы и их применение, 1968, вып. 20, с. 63—81. 2. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М., Сов. радио, 1968. 335 с. 3. Фистуль В. И. Сильно легированные полупроводники. М., Наука, 1967, с. 158—160.

Поступила в редколлегию 02.07.81

УДК 621.372.413

А. А. ТРУБИН, *мл. науч. содр.*

РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТОВ СВЯЗИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ШАРА СО СВОБОДНЫМ ПРОСТРАНСТВОМ

В данной работе расчет коэффициентов связи проводится для диэлектрического шара на основе найденного в явном виде асимптотического решения его характеристического уравнения в комплексной области.

Запишем характеристические уравнения собственных колебаний диэлектрического шара [4] радиуса r_0 , диэлектрической проницаемости ϵ_{1r} относительно неизвестного параметра $p = k_1 r_0$, где $k_1 = \omega \sqrt{\epsilon_{1r} \mu_0}$. Из этих уравнений следует, что решение p для больших значений ϵ_{1r} можно представить в виде асимптотического разложения [1]

$$p = p_0 + \epsilon_{1r}^{-1/2} p_1 + \epsilon_{1r}^{-1} p_2 + \dots \quad (1)$$

Подставим это разложение в характеристические уравнения и, используя теорему сложения Неймана для функции Бесселя, разложим также левую и правую части этих уравнений в ряд по степеням $\epsilon_{1r}^{-1/2}$. Сравнивая между собой члены при одинаковых степенях параметра разложения, найдем:

для магнитных колебаний H_{nm} :

$$p_0 = j \frac{1}{2 + n, i}; \quad p_1 = 0; \quad p_2 = -\frac{p_0}{2n - 1}; \quad p_3 = i p_0^2 \delta_{n1};$$

$$p_4 = -\frac{p_0}{(2n-1)^2} \left[n-1 + \frac{p_0}{(2n-3)} \right]; P_5 = i \frac{p_0^4}{(2n-1)^2(2n-3)} \times$$

$$\times (\delta_{n1} + \delta_{n2}), \dots \quad (2)$$

для электрических колебаний E_{nml}

$$p_0 = j \frac{1}{2+n,l}; p_1 = p_3 = 0; p_2 = -\frac{p_0}{n}; p_4 = -\frac{p_0}{n^2} \left[\frac{p_0^2}{(2n-1)} - 1 \right];$$

$$p_5 = i p_0^4 \delta_{n1}, \dots, \quad (3)$$

где $j_{\nu,l}$ — l -й нуль функции Бесселя $J_\nu(p)$, а δ_{ns} — символ Кронекера. Как следует из соотношений (2), (3), найденные асимптотические разложения сходятся тем быстрее, чем больше значение n и меньше l . Разность между точным значением действительной части, полученным численным методом с помощью ЭВМ, и вычисленной по формулам (2), (3), при $\epsilon_{1r} \geq 20$ не превышает 0,6% для низшего магнитного типа колебаний H_{10l} и 2,7% для электрического типа собственных колебаний диэлектрического шара E_{10l} .

Используя соотношение (2), (3), нетрудно получить аналогичные разложения и для коэффициентов связи диэлектрического шара со свободным пространством. Действительно, определим коэффициенты связи, исходя из соотношения [2]

$$k = Q_0/Q_\Sigma = 2Q_0(p_J/p_R), \quad (4)$$

где $p_R = \text{Re} p$, $p_J = \text{Im} p$, а $Q_0 = 1/\text{tg } \delta$. Подставляя формулы (2), (3) в (4), находим:

для магнитных колебаний

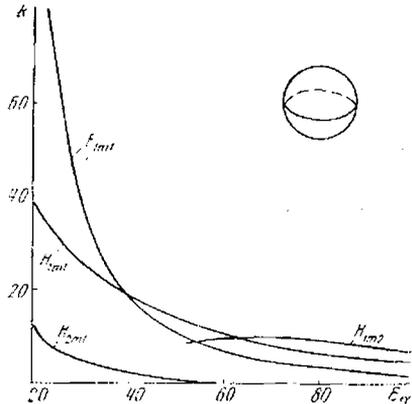
$$k = \epsilon_{1r}^{-3/2} 2Q_0 p_0 \left\{ \delta_{n1} + \frac{\epsilon_{1r}^{-1}}{(2n-1)} \left[\delta_{n1} + \frac{p_0^2}{(2n-1)(2n-3)} \times \right. \right.$$

$$\left. \left. \times (\delta_{n1} + \delta_{n2}) + \dots \right] \right\}; \quad (5)$$

для электрических колебаний

$$k = \epsilon_{1r}^{-5/2} 2Q_0 p_0^3 \delta_{n1} + \dots \quad (6)$$

На рисунке построены зависимости коэффициентов связи (5), (6) от диэлектрической проницаемости материала шара для четырех низших типов его собственных колебаний [2]: H_{1ml} , E_{1ml} ,



H_{2m1}, H_{1m2} . При этом собственная добротность материала шара принята равной 10^3 . В работе [1] показано, что эффективность резонансной передачи электромагнитной энергии в окружающее пространство увеличивается с ростом коэффициента связи. Как следует из приведенных на рисунках зависимостей, коэффициент связи электрического типа колебаний E_{1m1} становится максимальным при $\epsilon_{1r} < 40$, а при $\epsilon_{1r} \geq 40$ практический интерес представляют магнитные типы колебаний H_{1m1}, H_{1m2} , так как они обладают большими значениями связи по сравнению с электрическим типом E_{1m1} . С увеличением n коэффициенты связи диэлектрического шара со свободным пространством уменьшаются.

Выявленные закономерности изменения коэффициентов связи диэлектрического шара со свободным пространством позволяют обоснованно подойти, например, к использованию этого типа резонаторов в качестве антенных элементов СВЧ.

1. Ильченко М. Е. Исследование антенны с открытым диэлектрическим СВЧ-резонатором.— Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1978, т. XXI, с. 15. 2. Ильченко М. Е., Кудинов Е. В. Ферритовые и диэлектрические резонаторы СВЧ. Изд-во Киев. ун-та, 1973. 173 с. 3. Bladell I. V. On the Resonances of Dielectric Resonator of very High Permittivity.— IEEE Trans, 1975, MTT-23, N2, p. 199. 4. Gastinc M., Coutois L., Dormann I. L. Electromagnetic Resonances of Free Dielectric Spheres.— IEEE Trans., 1967, MTT-15, N-12, p. 94.

Поступила в редколлегию 08.07.81

УДК 621.375

В. И. ЦЫМБАЛ, ст. науч. сотр.

МАТРИЦЫ СЛОЖНЫХ МНОГОПОЛЮСНИКОВ НА ОСНОВЕ ГИРОМАГНИТНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

В работе [1] получены матрицы простейших многополюсников, эквивалентные устройству, состоящему из гиромагнитного резонатора, расположенного в системе из n элементов связи по параллельной, последовательной и гибридной схемам. Нами рассмотрены соединения простейших многополюсников в сложные.

Рассмотрим такую схему соединения многополюсников, при которой m входов и выходов включаются последовательно, а остальные $(n-m)$ входов и выходов — параллельно, как показано на рисунке.

Уравнения составных многополюсников в матричной форме имеют вид $|V^i| = |X^i| \times |W^i|$, где $|V^i| = |U_1^i \dots U_m^i I_{m+1}^i \dots I_n^i U_{n+1}^i \dots U_{n+m}^i| \times |I_{n+m+1}^i \dots I_{2n}^i|$; $|W^i| = |U_{m+1}^i \dots U_n^i I_1^i \dots I_m^i U_{n+1}^i \dots U_{2n}^i I_{n+1}^i \dots I_{n+m}^i|$.

Для данной схемы соединения многополюсников имеем $|V| = \sum_{i=1}^k |V^i|$;

$$|W^1| = |W^2| = \dots = |W^k|, \quad i = 1, 2, \dots, k.$$

Матричное уравнение всего соединения записывается в виде $|V| = \sum_{i=1}^k |X^i| \times |W^i|$.