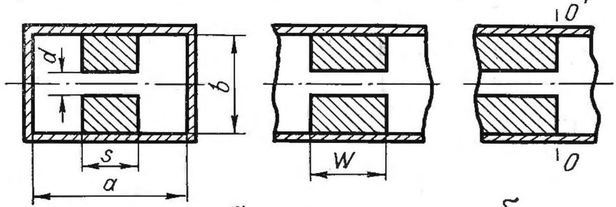
УДК 621.372.852

РЕЗОНАНСНЫЕ ЧАСТОТЫ ОТКРЫТОГО ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВОГО РЕЗОНАТОРА

Ф. М. РЕПА, П. Я. СТЕПАНЕНКО, Г. Н. ШЕЛАМОВ

Широко применяемые в технике СВЧ высокодобротные волноводно-щелевые резонаторы (ВЩР) закрытого типа имеют густой спектр собственных колебаний [1, 2]. От этого недостатка свободны ВЩР открытого типа на основе запредельных волноводов [3]. В таких резонаторах в качестве резонансных полостей используются отрезки волноводов с широкой полосой одномодового режима, в частности, H-волноводов.



а Рис. 1 б

В [2] выполнен анализ собственных колебаний открытых ВЩР с пластинами нулевой толщины, которые редко встречаются на практике.

Ниже приводится расчет резонансных частот ВЩР, образованного отрезком H-образного волновода с ребрами конечной толщины, установленным в запредельный прямоугольный волновод (рис. 1).

В одноволновом приближении резонансные частоты определяются из уравнения

$$\beta w - \varphi = \nu\pi, \tag{1}$$

где $\nu=0,1\ldots$; $\beta=2\pi/\Lambda$; Λ — длина волны в H-волноводе; φ — фазовый угол коэффициента отражения от стыка H-образного и прямоугольного волноводов; w — длина резонатора.

Найдем фазовый угол, используя интегральное уравнение [4] и представляя электрическое поле в отверстии связи в виде разложения по собственным векторным функциям H-волновода [5]:

$$\mathbf{E}_\tau = \sum\nolimits_{k=1}^{2} \sum\nolimits_{t=1}^{N_k} A_t^{(k)} \Phi_t^{(k)},$$

где $A_t^{(k)}$ — коэффициенты, являющиеся решением неоднородной системы линейных алгебраических уравнений

$$2y_1^{(1)}\delta_{1u}\delta_{1v} = \sum\nolimits_{k=1}^{2} \sum\nolimits_{t=1}^{N_k} A_t^{(k)} \left[y_t^{(k)}\delta_{ku}\delta_{tv} + \sum\nolimits_{q=1}^{2} \sum\nolimits_{m=1}^{\infty} \sum\nolimits_{n=0}^{\infty} Y_{mn}^{(q)} \eta_{vmn}^{(uq)} \eta_{tmn}^{(kq)} \right];$$

$$\eta_{\mu mn}^{(kq)} = \int_s \Phi_\mu^{(k)} \Psi_{mn}^{(q)} ds;$$

$$u=1; \quad v=1,2\ldots,N_1; \quad u=2; \quad v=1,2,\ldots,N_2; \tag{2}$$

Φ_μ Ψ_{mn} — собственные векторные функции H-образного и прямоугольного волноводов; y_t, Y_{mn} — проводимости для собственных волн; s — площадь поперечного сечения H-образного волновода; $k=1$ для магнитных волн, $k=2$ для электрических волн [4].

Подставляя в (2) поперечные составляющие полей стыкуемых волноводов, получаем выражения для коэффициентов связи собственных волн

$$\eta_{\mu mn}^{(11)} = D_{h\mu}/k_{mn} \sqrt{[2(2-\delta_{0n})/(ah)]} \left[\sum\nolimits_{\nu=0}^{\infty} \varepsilon_\nu Z (p_\nu p_n G + \right.$$

$$\left. + \alpha_m H) - \varepsilon_n R (p_n q_n P + \alpha_m Q) \right];$$

$$\eta_{\mu mn}^{(21)} = 0; \qquad \eta_{\mu mn}^{(12)} = 2D_{h\mu}/[k_{mn} \sqrt{(ah)}] \left[\sum\nolimits_{\nu=0}^{\infty} \varepsilon_\nu Z (-\alpha_m p_\nu G + p_n H) - \right.$$

$$\left. - \varepsilon_n R (-\alpha_m q_n P + p_n Q) \right]; \qquad \eta_{\mu mn}^{(22)} = 2D_{e\mu}/[k_{mn} \sqrt{(ah)}] \left[\sum\nolimits_{\nu=1}^{\infty} Z (-\alpha_\nu^2 \alpha_m G - \right.$$

$$\left. - p_\nu p_n H) + R (\beta_n^2 \alpha_m P + p_n q_n Q) \right], \text{ где } Z = 2A_\nu/[k_\mu^2 - k_{mn}^2 - (p_\nu^2 - p_n^2)];$$

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Konishi Y., Uenakada K.* The design of a bandpass filter with inductive strip—planar circuit mounted in waveguide // IEEE Trans.: MTT-22.— 1974.— N 10.— P. 869—873.

2. *Лерер А. М., Шеламов Г. Н.* Волноводно-щелевые СВЧ резонаторы // Радиотехника.— 1986.— № 4.— С. 7—13.

3. *Лубянов Л. П., Шеламов Г. Н.* Экспериментальные исследования резонансных элементов волноводных *E*-плоскостных структур // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ.— 1985.— Вып. 8.— С. 9—11.
4. *Митра Р.* Вычислительные методы в электродинамике.— М. : Мир, 1977.— 485 с.
5. *Репа Ф. М., Степаненко П. Я.* Расчет полей и критических частот несимметричного *H*-волновода // Радиоэлектроника.— 1981.— № 1.— С. 94—96. (Изв. высш. учеб. заведений).

Поступила в редакцию после переработки 22.12.86.