

## МАГНИТНАЯ ПЕРЕСТРОЙКА ОТКРЫТЫХ ПРЕДЕЛЬНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

В связи с применением в измерительной аппаратуре открытых предельных резонаторов представляет интерес исследование безынерционной немеханической перестройки подобных колебательных систем. Краткие результаты предварительных исследований этого вопроса изложены в работе [1], где рассматривается перестройка открытого предельного резонатора пирамидальной формы при помощи электронного пространственного заряда с изменяющейся плотностью.

Возможно быстрое изменение частоты резонатора с помощью феррита или сегнетоэлектрика, помещенного соответственно в изменяющееся магнитное или электрическое поле. Однако частичное заполнение объема резонатора средой с потерями приводит к снижению его добротности.

Ниже рассматривается способ перестройки открытых предельных резонаторов с помощью магнитного поля, свободный от указанных недостатков.

Как известно [2, 3], теоретический анализ открытых предельных резонаторов основывается на явлении отражения определенных типов волн от критических сечений в отрезках нерегулярных волноводов. При этом предполагается, что стенки волновода являются идеальными и не обладают потерями ( $\sigma_{ст} = \infty$ ), а критическая частота представляет собой резкую границу, по одну сторону которой затухание равно нулю, а по другую — конечной величине. Физически стенки волноводов имеют достаточно большую, но все же конечную величину проводимости  $\sigma_{ст}$ . Вследствие этого потери в стенках слабо влияют на свойства электромагнитных волн в волноводах при частотах, значительно выше и ниже критической частоты. Однако эти потери имеют заметное влияние в некоторой частотной области, включающей критическую частоту данного типа волны, определенную для

волновода без потерь с теми же поперечными геометрическими размерами.

Для идеального волновода связь между продольными постоянными распространения в волноводе  $\gamma_0$  и свободном пространстве  $k_0$  и критической постоянной  $k_{кр.0}$  имеет вид

$$k_0^2 = k_{кр.0}^2 - \gamma_0^2 = k_{кр.0}^2 + \beta_0^2, \quad (1)$$

где  $\beta_0$  — фазовая постоянная в идеальном волноводе. Если же стенки волновода не идеальны, то [4]

$$k_0^2 = k_{кр}^2 - \gamma^2; \quad k_{кр} = k_{кр.0} + \delta k_{кр}; \quad \gamma = \gamma_0 + \delta \gamma \quad (2)$$

и, так как значение  $k_0$  не изменяется,

$$\delta \gamma = -i k_{кр.0} \beta_0^{-1} \delta k_{кр} = \alpha + i \delta \beta. \quad (3)$$

Таким образом, затухание  $\alpha$  и изменение фазы  $\delta \beta$  в реальном волноводе связаны с величиной  $\delta k_{кр}$ , которая зависит от полного поверхностного сопротивления

$$Z_s = \frac{E_t}{H_t} = (1 + i) \left( \frac{\omega \mu_{ст}}{2 \sigma_{ст}} \right)^{\frac{1}{2}} = R_s + i X_s, \quad (4)$$

где  $E_t$ ,  $H_t$  — тангенциальные составляющие напряженностей электрического и магнитного полей;

$\mu_{ст}$  — магнитная проницаемость материала стенок волновода;

$\omega = 2\pi f$  — круговая частота.

Вид функциональной зависимости  $\delta k_{кр}$  от  $Z_s$  определяется типом волны, формой поперечного сечения и размерами волновода. Для прямоугольного волновода с волной типа  $TE_{10}$  эта зависимость для верхней и боковой стенки (индексы «в» и «б», соответственно) представляется трансцендентными уравнениями [5]:

$$\frac{K_{y0}}{y_0} \operatorname{tg} K_{y0} b = (1 + i) \left( \frac{\omega \mu_{ст}^в}{2 \sigma_{ст}^в} \right)^{\frac{1}{2}}; \quad (5)$$

$$\frac{k_0^2 - K_{y0}^2}{K_{x0} y_0} \operatorname{tg} K_{x0} a = (1 + i) \left( \frac{\omega \mu_{ст}^б}{2 \sigma_{ст}^б} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

где  $y_0 = (\epsilon_0 \mu_0^{-1})^{\frac{1}{2}}$ ,  $K_{x0}$ ,  $K_{y0}$  — комплексные поперечные постоянные распространения.

Какой бы ни была зависимость  $\delta k_{кр}$  от  $Z_s$ , из соотношений (2) — (6) видно, что критическая частота, определяемая из условия  $\gamma = 0$ , зависит от электрических параметров  $\sigma_{ст}$ ,  $\mu_{ст}$  материала стенок волновода.

Следовательно, если изменять параметры материала стенок открытых предельных резонаторов в области критических се-

чений, то последнее будет перемещаться, изменяя собственную частоту резонатора.

В работе [5] установлено, что проводимость никеля на СВЧ уменьшается при наличии постоянного магнитного поля. Поэтому представляет интерес исследовать возможность перестройки открытых предельных резонаторов, критическая область которых покрыта слоем никеля, с помощью магнитного поля. В этом случае полное поверхностное сопротивление

$$Z_n = (1 + i) R_1 \left( \frac{\operatorname{sh} \tau_1 d + \frac{R_2}{R_1} \operatorname{ch} \tau_1 d}{\operatorname{ch} \tau_1 d + \frac{R_2}{R_1} \operatorname{sh} \tau_1 d} \right),$$

где  $d$  — толщина металла покрытия;

$$\tau_1 = (1 + i)(\pi f \mu_1 \sigma_1)^{\frac{1}{2}}; R_1 = \left( \frac{\pi f \mu_1}{\sigma_1} \right)^{\frac{1}{2}}; R_2 = \left( \frac{\pi f \mu_2}{\sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}};$$

$\sigma_1$  — проводимость металла покрытия;

$\sigma_2$  — проводимость металла, на который наносится покрытие;

$\mu_1$  — магнитная проницаемость металла покрытия;

$\mu_2$  — магнитная проницаемость металла, на который наносится покрытие.

Экспериментально исследовалась перестройка открытых предельных резонаторов, изображенных на рис. 1. Внутренняя поверхность этих резонаторов в области критических сечений гальваническим методом покрывалась никелевой пленкой толщиной в несколько микрон. Электролит для никелирования имел следующий состав: сернокислый никель  $\text{NiSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$  — 300 г/л, хлористый никель  $\text{NiCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  — 60 г/л, борная кислота  $\text{H}_3\text{BO}_3$  — 40 г/л.

Магнитное поле создавалось электромагнитом постоянного тока, питание которого осуществлялось от выпрямителя типа ВСА-5. Для каждого типа резонатора были рассчитаны и изго-

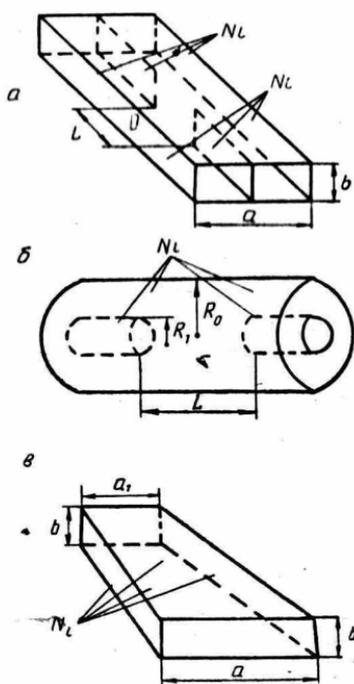


Рис. 1.

товлены полюсные наконечники такой формы, чтобы создаваемое в области никелевого покрытия магнитное поле было перпендикулярно к поверхности стенок резонаторов.

На рис. 2 представлены экспериментальные результаты зависимости добротности  $Q_n$  и изменения собственной частоты  $\delta f$  резонаторов от тока электромагнита. Изменения параметров резонаторов до и после никелирования без магнитного поля не обнаружено. Они имели следующие значения: для открытого предельного резонатора прямоугольного поперечного сечения

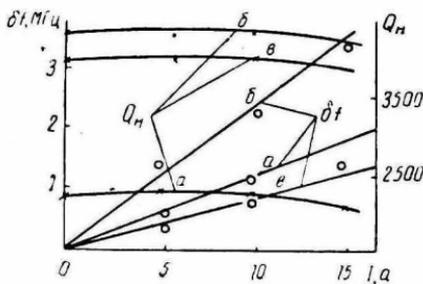


Рис. 2.

(рис. 1, а)  $f_0=9674$  мгц,  $Q_n=2200$ ; для открытого предельного резонатора круглого поперечного сечения (рис. 1, б)  $f_0=10428$  мгц,  $Q_n=4350$ ; для пирамидального открытого предельного резонатора (рис. 1, в)  $f_0=9176$  мгц;  $Q_n=3990$ .

Из рис. 2 видно, что при увеличении магнитного поля собственная частота всех резонаторов возрастает. Это объясняется следующим:

с увеличением магнитного поля проводимость никеля уменьшается, вызывая увеличение критической длины волны [5], вследствие чего критическое сечение перемещается внутрь резонатора, уменьшая резонансный объем и тем самым увеличивая его собственную частоту.

Никелевое покрытие наносилось в виде узкой полоски только в области критического сечения, поэтому изменение добротности резонаторов было незначительным во всем диапазоне изменения тока электромагнита. Только в области сильных магнитных полей, где значительно уменьшается проводимость никеля, добротность всех резонаторов несколько падает.

Таким образом, исследования показали, что с помощью магнитного поля открытые предельные резонаторы можно перестраивать в небольших пределах при сохранении постоянной добротности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Экспериментальное исследование электронной перестройки нерегулярного предельного резонатора. Науч. зап. ХГУ, т. 132. Тр. радиотех. фак. ХГУ, т. 7, 1962, с. 75—76. Авт. А. И. Терещенко, В. М. Дмитриев, В. М. Ляпунов и др.
2. Буртовой Д. П., Мироненко В. Л., Терещенко А. И. Расчет частот открытого предельного резонатора прямоугольного поперечного сечения. — «Радиотехника и электроника», 1970, т. XIV, № 2, с. 389—390.
3. Терещенко А. И., Буртовой Д. П., Мироненко В. Л. К расчету собственных частот нерегулярных предельных резонаторов прямоугольного поперечного сечения. — Сб. «Радиотехника». Вып. 18. Харьков, 1971, с. 31—36.
4. Karbowski A.— Pros. IEE, part B, 1955, vol. 102, No 2, p. 698—712.
5. Kibler L. U.— BSTJ, 1969, vol. 48, No: 7, p. 2221—2230.