

09;11

Влияние ограниченности торцевых экранов на частотный спектр колебаний в цилиндрических квазиоптических диэлектрических резонаторах

© А.А. Баранник, Ю.В. Прокопенко, Ю.Ф. Филиппов, Н.Т. Черпак

Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины,
Харьков

E-mail: prokopen@ire.kharkov.ua, cherpak@ire.kharkov.ua

Поступило в Редакцию 16 декабря 2002 г.

Проведено исследование влияния конечных размеров торцевых экранов на колебания типа шепчущей галереи в цилиндрическом квазиоптическом резонаторе из тефлона. Впервые изучена зависимость частоты резонансных колебаний от радиуса проводящих торцевых экранов. Обнаружена трансформация аксиального индекса у НЕ колебаний при изменении радиуса экранов.

Для измерения микроволновых параметров материалов широко применяются открытые цилиндрические квазиоптические диэлектрические резонаторы, возбужденные на колебаниях типа шепчущей галереи. Они конструктивно просто сочетаются с активными и пассивными элементами гибридных схем миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн. Спектральные характеристики этих колебаний строго рассчитаны лишь при наличии бесконечных идеально проводящих торцевых плоскостей [1]. Резонаторы, ограниченные на торцах сверхпроводниковыми пленками, могут быть использованы для измерения малых значений поверхностного сопротивления сверхпроводников в микроволновом диапазоне длин волн [2,3]. Большой практический интерес при этом представляет исследование влияния на резонансные колебания в цилиндрических резонаторах ограниченных по радиусу торцевых экранов.

В предлагаемой работе экспериментально и теоретически исследовались резонансные колебания в резонаторе диаметром $2r_0 = 78.15$ mm, высотой $L = 6.84$ mm, ограниченного на торцах алюминиевыми экранами толщиной 5 mm. Резонатор был изготовлен из тефлона с диэлектри-

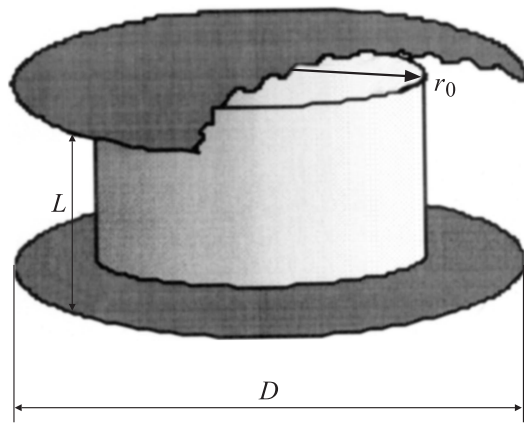


Рис. 1. Цилиндрический квазиоптический диэлектрический резонатор с торцевыми проводящими экранами.

ческой проницаемостью $\varepsilon = 2.04$. В процессе экспериментов диаметр экранов D изменялся в пределах от 0 до 120 mm (рис. 1). Резонансные частоты теоретически рассчитывались для двух предельных случаев $D = 0$ и $D = \infty$.

Строгая теория открытого диэлектрического резонатора ($D = 0$) в настоящее время отсутствует. При удовлетворении граничным условиям на боковой поверхности цилиндрического изотропного резонатора получается характеристическое уравнение [1]

$$\frac{J'_n(qr_0)}{qr_0 J_n(qr_0)} - \frac{H_n^{(1)'}(q_0 r_0)}{q_0 r_0 H_n^{(1)}(q_0 r_0)} = \frac{kk_z n}{q^2 q_0^2 r_0^2} (1 - \varepsilon),$$

где штрих обозначает дифференцирование по аргументу, $J_n(qr_0)$ и $H_n^{(1)}(q_0 r_0)$ — цилиндрические функции Бесселя и Ханкеля первого рода, $q = \sqrt{\varepsilon k^2 - k_z^2}$, $q_0 = \sqrt{k^2 - k_z^2}$, k_z — аксиальный компонент волнового вектора, $k = \omega_p/c$, ω_p — резонансная частота p -го колебания. Под индексом p подразумевается тройной индекс nsm , где n — азимутальный, s — радиальный и m — аксиальный индексы. Частоты резонансных колебаний в открытом резонаторе ранее рассчитывались методами магнитной стенки, вариационным, частичных областей с при-

менением подходящего приближения распределения электромагнитных полей вне резонатора и с учетом особенностей поведения полей вблизи диэлектрических ребер [4]. Нами использовалась экспериментальная идентификация резонансных частот с азимутальными и радиальными индексами [5]. Радиальные и аксиальные компоненты волнового вектора определялись решением приведенного выше трансцендентного уравнения. Соотношением $L_{eff} = \pi/k_z$ вводилась эффективная высота резонатора.

Для резонатора с неидеально проводящими стенками и неограниченными торцевыми поверхностями ($D = \infty$) резонансные частоты ω определяются решениями характеристического уравнения

$$\det \left\| \left(\omega - \omega_p \right) \delta_{pp'} + i \xi \frac{I_{pp'}}{W_p} \right\| = 0,$$

определяющего сдвиг частоты p -колебания, возникающего под влиянием неидеальной проводимости торцевых поверхностей [6]. Здесь $\delta_{pp'}$ — символ Кронекера; ξ — поверхностный импеданс торцевой поверхности;

$$I_{pp'}^2 \xi = \frac{c^2 \xi}{16\pi^2} \int_S [\mathbf{e}_z \times [\mathbf{e}_z \times \mathbf{H}_{p'}]] \mathbf{H}_p dS$$

учитывает потери в торцевых стенках и описывает междумодовое взаимодействие в резонаторе (интегрирование ведется по торцевой поверхности S , вектор нормали которой совпадает с ортом \mathbf{e}_z);

$$W_p = \frac{1}{8\pi} \int_V (|\mathbf{H}_p|^2 + \varepsilon |\mathbf{E}_p|^2) dV$$

определяет энергию электромагнитного поля, создаваемого p -колебанием с векторами напряженностей электрического и магнитного полей \mathbf{E}_p и \mathbf{H}_p в объеме V резонатора с идеально проводящими поверхностями.

Влияние приведенного радиуса резонатора $\gamma = D/2r_0$ на частоты f собственных колебаний в диапазоне частот 36–40 GHz представлено на рис. 2. В этом диапазоне в резонаторе при параметре $\gamma > 1$ наблюдаются независимые колебания EH₃₅₁₁, EH₃₆₁₁, HE₃₈₁₀ и HE₃₉₁₀, а при параметре $\gamma < 0.9$ наблюдаются EH₃₅₁₁, EH₃₆₁₁, HE₃₈₁₁ и HE₃₉₁₁

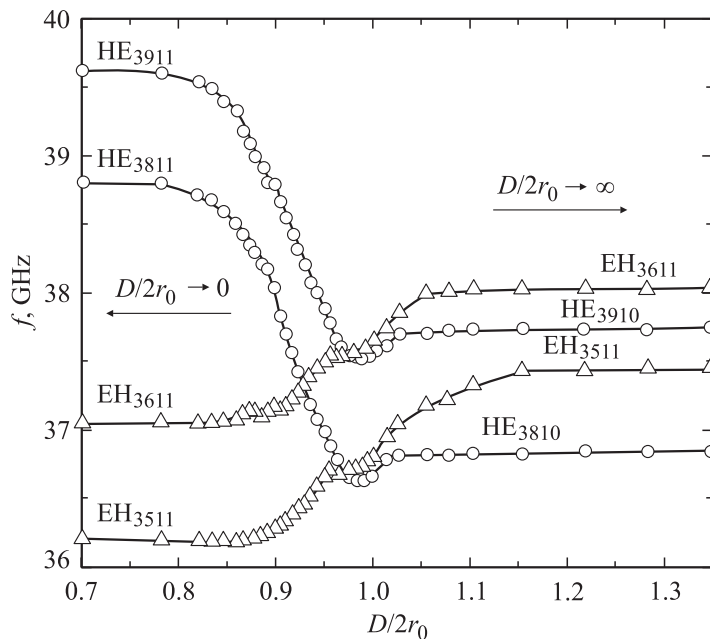


Рис. 2. Зависимость частот резонансных колебаний от приведенного радиуса.

колебания. Частоты этих колебаний практически не зависят от размеров торцевых экранов при значениях приведенного радиуса $\gamma < 0.77$ и $\gamma > 1.1$. До значений параметра $\gamma > 0.97$ частоты колебаний HE₃₈₁₀ и HE₃₉₁₀ остаются постоянными. Когда приведенный радиус порядка радиуса резонатора ($\gamma \approx 1$), экран можно рассматривать как аксиальную и радиальную неоднородность. При уменьшении радиуса экрана ее влияние приводит к появлению парциальных колебаний с различными значениями радиальных и аксиальных индексов. Аксиально-однородные колебания становятся настолько низкодобротными, что в эксперименте не обнаруживаются, а наблюдаются HE₃₈₁₁ и HE₃₉₁₁ колебания. Добротность наблюдаемых аксиально-неоднородных колебаний при данных размерах экрана значительно превышает добротность аксиально-однородных колебаний. При уменьшении параметра $\gamma \leq 0.97$ их частоты увеличиваются и асимптотически стремятся к частотам HE₃₈₁₁

и HE_{3911} колебаний в открытых резонаторах. Наблюдаемый частотный сдвиг между HE колебаниями в открытых и экранированных резонаторах составляет сотни и тысячи мегагерц. На колебания EH_{3511} , EH_{3611} неоднородность оказывает гораздо меньшее влияние. Их резонансные частоты при уменьшении приведенного радиуса γ понижаются и асимптотически стремятся к соответствующим значениям резонансных частот открытого резонатора. Частотный сдвиг у EH колебаний в два раза меньше, чем у HE .

Таким образом, высокая точность вычисления спектральных характеристик резонатора достигается, когда отношение диаметров проводящих торцевых экранов и диэлектрического диска γ превышает 1.1. Цилиндрические квазиоптические диэлектрические резонаторы с проводящими торцевыми экранами являются пригодными для исследования малых значений поверхностного импеданса ζ материалов. Их применение позволяет определить микроволновые характеристики высокотемпературных сверхпроводящих пленок конечных размеров в миллиметровом и, возможно, субмиллиметровом диапазонах длин волн.

Список литературы

- [1] *Егоров В.Н., Мальцева И.Н.* // Электр. техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1981. № 1. С. 3–8.
- [2] *Mazierska J., Wilker C.* // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2001. V. 11. N 4. P. 4140–4147.
- [3] *Cherpak N.T., Barannik A.A., Filipov Yu.F.* et al. // Proc. International Conference „Applied Superconductivity“. Houston, Texas USA: Book of Abstracts, 2002. P. 171.
- [4] *Цибизов К.Н., Борисов Е.А., Безбородов Ю.М.* // Зарубежная радиоэлектроника. 1981. № 1. С. 21–28.
- [5] *Филиппов Ю.Ф., Харьковский С.Н.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33. № 11. С. 1304–1308.
- [6] *Прокопенко Ю.В., Филиппов Ю.Ф.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. № 6. С. 79–84.