

05.2;09;12

©1993

ИЗМЕРЕНИЕ КОМПОНЕНТ ТЕНЗОРА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НИТРИДА БОРА В СВЧ ДИАПАЗОНЕ

Ю.А.Колосов

Вакуумные уплотнения из нитрида бора обладают повышенной термостойкостью и широко применяются в мощных приборах СВЧ. Известные ранее способы измерения компонент тензора диэлектрической проницаемости позволяют определить лишь продольную и усредненную по углу или случайную поперечную компоненту [1]. Поэтому принято считать, что нитрид бора имеет одноосную симметрию [2]. Способ определения всех трех компонент тензора диэлектрической проницаемости и положение главных осей поперечной анизотропии предложен в [3].

Известно, что несимметричные типы волн в цилиндрическом волноводе двукратно вырождены. При заполнении волновода двухосной анизотропной средой поляризационное вырождение снимается и различны постоянные распространения волн с разной поляризацией [4]. При заполнении цилиндрического резонатора или его части средой с поперечной анизотропией снятие поляризационного вырождения приводит к возбуждению дуплетных колебаний.

Сущность метода измерения состоит в следующем. В цилиндрический резонатор помещают пластину из исследуемого материала ортогонально его продольной оси Z . В резонаторе возбуждают симметричную волну E_{01} и несимметричную H_{11} . Измеряют их резонансные частоты. Пластины вращают относительно продольной оси. При наличии поперечной анизотропии при вращении изменяются амплитуды отдельных составляющих дуплетного колебания (рис. 1). Максимальные амплитуды колебаний достигаются при совпадении плоскости поляризации возбужденной несимметричной волны с главными осями поперечной анизотропии. Величины диэлектрических проницаемостей ϵ_x , ϵ_y , ϵ_z вычисляются по результатам измерения резонансных частот колебаний из следующей системы уравнений [3]:

$$\alpha \operatorname{th}(\gamma_{11}^m Z_1) + \operatorname{tg}(\Gamma_{11}^m d) + \alpha \operatorname{th}(\gamma_{11}^m Z_3) [1 - \operatorname{th}(\gamma_{11}^m Z_1) \operatorname{tg}(\Gamma_{11}^m d)] = 0,$$

$$m = 1, 2;$$

$$\beta \operatorname{th}(\gamma_{01} Z_3) [1 + \beta \operatorname{th}(\gamma_{01} Z_3) \operatorname{tg}(\Gamma_{01} d)] + \beta \operatorname{th}(\gamma_{01} Z_1) - \operatorname{tg}(\Gamma_{01} d) = 0;$$

$$\alpha = \frac{\Gamma_{11}^m}{\gamma_{11}^m}, \quad m = 1, 2; \quad \beta = \frac{(\epsilon_x + \epsilon_y)\gamma_{01}}{2\Gamma_{01}},$$

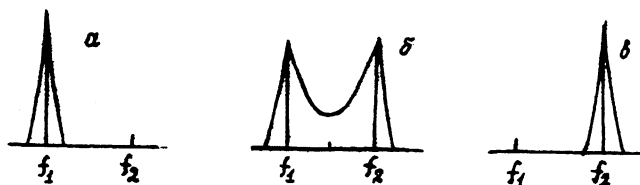


Рис. 1. Амплитудно-частотные характеристики дуплетного колебания при различных углах θ между плоскостью поляризации волны и главной осью поперечной анизотропии x . $a - \theta = 0^\circ$, $b - \theta = 45^\circ$, $c - \theta = 90^\circ$.

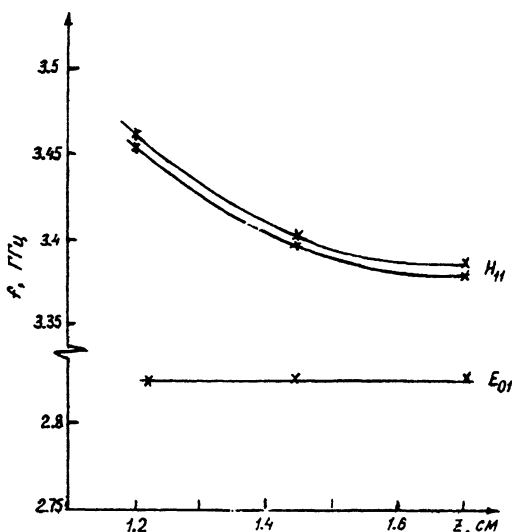


Рис. 2. Резонансные частоты колебаний в зависимости от расстояния между диэлектрической пластиной и стенкой резонатора Z . Крестики — результаты измерений, кривые — расчетные данные. Размеры резонатора: $R = 4.1$, $d = 0.41$, $L = 3.77$ см.

где Z_1 , Z_3 — расстояние от пластины до торцов резонатора, см; d — толщина пластины, см; $\Gamma_{01} = \sqrt{\frac{\epsilon_x + \epsilon_y}{2} \left(K_3^2 - \frac{\kappa_{01}^2}{\epsilon_z} \right)}$ — постоянная распространения волны E_{01} ;

$$\Gamma_{11}^m = \sqrt{\frac{(\epsilon_x + \epsilon_y)}{2} \pm \frac{(\epsilon_x - \epsilon_y)}{2} \left[0.5 - \frac{1}{(R^2 \kappa_{11}^2 - 1)} \right] K_{1,2}^2 - \kappa_{11}^2};$$

— постоянные распространения волны H_{11} для первой $m = 1$ и второй $m = 2$ поляризации; $\gamma_{01} = \sqrt{\kappa_{01}^2 - K_3^2}$, $\gamma_{11}^m = \sqrt{\kappa_{11}^2 - K_{1,2}^2}$ — постоянные затухания волн E_{01} и H_{11} в волноводе без диэлектрика; $K_i = \frac{2\pi f_i}{c}$ ($i = 1, 2, 3$) — волновые числа свободного пространства;

κ_{01} , κ_{11} — поперечные волновые числа волн E_{01} и H_{11} ; f_i — измеренные частоты в Гц; C — скорость света, см/сек; R — радиус волновода, см.

На рис. 2 представлены расчетные и экспериментальные зависимости резонансных частот колебаний от рассеяния пластины до стенки резонатора. Наилучшее совпадение расчетных и экспериментальных данных для исследуемого образца соответствует $\epsilon_x = 4.52$, $\epsilon_y = 4.18$, $\epsilon_z = 4.1$. Следовательно, нитрид бора является двухосным материалом, имеющим различные значения всех трех компонент тензора диэлектрической проницаемости. Этот факт следует учитывать при разработке выводов энергии и других устройств, использующих пластины из нитрида бора.

Список литературы

- [1] Егоров В.И., Мальцева И.Н. В сб.: Физика диэлектриков. Ч. 1. Поляризация и диэлектрические потери. Тез. докл. Всесоюзн. науч. конф. Баку, 1982. С. 112-114.
- [2] De Carcia M.R., D'Assuncao A.G., Giarola A.J. // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. 1987. V. MTT-35. N 10. P. 881-886.
- [3] Колосов Ю.А. А. с. № 174465 от 2.03. 1990 г.
- [4] Колосов Ю.А., Половков А.И. В сб.: Радиофизика. М.: МРТИ АН, 1991. С. 15-24.

Московский радиотехнический
институт

Поступило в Редакцию
28 июня 1993 г.