При $\psi = 1$ эти кривые отражают зависимость относительного уровня спектральных составляющих двухдиодного генератора с последовательным включением диодов и однодиодного генератора от амплитуды колебаний, и совпадают со спектральными характеристиками для однодиодного СВЧ-генератора на ЛПД, приведенными в работе [1].

Проведенный анализ автоколебательных систем двухдиодных СВЧ генераторов на ЛПД позволяет утверждать, что для уменьшения уровня высших гармоник автоколебаний необходимо проектировать генераторы по схеме со встречно-последовательным включением двух одинаковых диодов.

1. *Белокопытов Р. Н.* Применение фазово-импульсного метода для расчета автогенератора на лавинно-пролетном диоде.— Полупроводников. приборы и их применение, 1968, вып. 20, с. 382. 2. *Самойло К. А.* Метод анализа колебательных систем второго порядка. М.: Сов. радио, 1976, с. 54—69. 3. *Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М.* Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М.: Сов радио, 1968, с. 207—243.

Поступила в редколлегию 24.09.82

УДК 621.372.852.5

М. А. СТАРКОВ, мл. науч. сотр.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ КУБ С ИМПЕДАНСНЫМИ ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ

Как указывается в работе [2], использование граничных условий типа магнитная стенка в теории открытых диэлектрических резонаторов (ОДР) может приводить к существенным ошибкам в определении собственных резонансных частот. Различные модели, учитывающие «просачивание» поля через ограничивающие резонатор поверхности, также не всегда дают верные результаты, поскольку в этих случаях не принимается во внимание влияние полей в угловых областях. Поэтому представляет интерес использование реальных граничных условий на поверхности тел, для которых имеется строгое решение. К числу таких резонаторов относится диэлектрическая сфера, граничные условия для которой (носящие в общем случае импедансный характер) могут быть представлены (с учетом работы [3]) в виде

$$\frac{H_\theta}{E_\varphi} = \frac{1}{i}\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\mu\mu_0}}\left[\frac{j_{n-1}(ka)}{j_n(ka)} - \frac{n}{ka}\right] \qquad (1)$$

для магнитных типов колебаний H_{n0r} Производя замены $H \rightleftarrows E$, $\mu\mu_0 \rightleftarrows -\varepsilon\varepsilon_0$, нетрудно получить аналогичное выражение для электрических колебаний E_{n0r}. Значения резонансного параметра ka находят при решении характеристических уравнений [1]

$$\sqrt{\varepsilon}\,\frac{j_{n-1}(ka)}{j_n(ka)} = \frac{n_{n-1}(k_0a)}{n_n(k_0a)} \quad (\text{для } H_{n0r}); \qquad (2)$$

$$\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\left[\frac{j_{n-1}(ka)}{j_n(ka)} - \frac{n}{ka}\right] = \frac{n_{n-1}(k_0a)}{n_n(k_0a)} - \frac{n}{k_0a} \quad (\text{для } E_{n0r}), \qquad (3)$$

где $j_n(ka)$, $n_n(k_0a)$ — сферические функции Риккати—Бесселя; $k = \sqrt{\varepsilon} k_0$; k_0 — волновое число в свободном пространстве; ε, μ — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости образца.

Рассмотрим собственные колебания диэлектрического резонатора в форме куба (с ребром l), описывающим диэлектрическую сферу радиуса $a = l/2$. Используя решение волнового уравнения в прямоугольных координатах, для магнитных типов колебаний запишем отношения тангенциальных составляющих поля в общих точках поверхностей двух тел

$$\frac{H_z(l/2, 0, 0)}{E_y(l/2, 0, 0)} = -\frac{\chi_x^2 + \chi_y^2}{i\omega\mu\mu_0\chi_x}\operatorname{ctg}\chi_x l/2;$$

$$\frac{H_z(0, l/2, 0)}{E_x(0, l/2, 0)} = \frac{\chi_x^2 + \chi_y^2}{i\omega\mu\mu_0\chi_y}\operatorname{ctg}\chi_y l/2;$$

$$\frac{H_x(0, 0, l/2)}{E_y(0, 0, l/2)} = \frac{H_y(0, 0, l/2)}{E_x(0, 0, l/2)} = -\frac{\chi_z}{i\omega\mu\mu_0}\operatorname{tg}\chi_z l/2,$$

где χ_x, χ_y, χ_z — искомые волновые числа, причем $k_k^2 = \varepsilon\varepsilon_0\mu_0\omega = \chi_x^2 + \chi_y^2 + \chi_z^2$. Выражения для электрических типов колебаний имеют аналогичный вид.

В рассматриваемых точках поверхности диэлектрического куба составляющие поля испытывают наименьшее возмущение по отношению к аналогичным составляющим сферического резонатора. Поэтому с учетом симметрии рассматриваемых колебаний ($\chi_x = \chi_y = \chi$) и полагая

ε	∞	250	150	100	80	40
ka	3,142	3,130	3,122	3,113	3,106	3,078
$\chi l/2$	1,803	1,795	1,790	1,784	1,780	1,762
$\chi_z l/2$	0,810	0,798	0,790	0,781	0,774	0,743
$k_k l/2$	2,675	2,661	2,652	2,641	2,634	2,600

$$\frac{H_\theta}{E_\varphi} = -\frac{H_z(l/2, 0, 0)}{E_y(l/2, 0, 0)} = \frac{H_z(0, l/2, 0)}{E_x(0, l/2, 0)} = \frac{H_x(0, 0, l/2)}{E_t(0, 0, l/2)},$$

нетрудно получить систему уравнений, определяющую волновые числа в кубическом ОДР

$$\frac{2\chi}{\sqrt{2\chi^2 + \chi_z^2}}\operatorname{ctg}\chi l/2 = \frac{j_{n-1}(ka)}{j_n(ka)} - \frac{1}{ka};$$
$$-\frac{\chi_z}{\sqrt{2\chi^2 + \chi_z^2}}\begin{Bmatrix}\operatorname{tg}\chi_z l/2 \\ -\operatorname{ctg}\chi_z l/2\end{Bmatrix} = \frac{j_{n-1}(ka)}{j_n(ka)} - \frac{1}{ka}. \qquad (4)$$

При этом для четных (по оси z) колебаний в фигурных скобках берется верхнее значение, а для нечетных — нижнее. Таким образом, каждому собственному колебанию диэлектрической сферы ставится в соответствие определенный тип колебания в кубическом резонаторе.

Рассмотрим в качестве примера основной тип $H_{11\delta}$ в диэлектрическом кубе, которому соответствует колебание H_{101} в сферическом ОДР. В этом случае система (4) принимает вид

$$\frac{2\chi l/2}{\sqrt{2(\chi l/2)^2 + (\chi_z l/2)^2}} \operatorname{ctg} \chi l/2 = \frac{ka}{1 - ka \operatorname{ctg} ka} - \frac{1}{ka};$$
$$\frac{\chi_z l/2}{\sqrt{2(\chi l/2)^2 + (\chi_z l/2)^2}} \operatorname{tg} \chi_z l/2 = \frac{ka}{1 - ka \operatorname{ctg} ka} - \frac{1}{ka}. \qquad (5)$$

Результаты численного решения полученной системы уравнений для ряда значений диэлектрической проницаемости представлены в таблице, где в качестве ka берется первый корень уравнения (2) (при $n = 1$).

Проведенные исследования показали, что расчетные значения резонансной частоты находятся в пределах погрешности эксперимента, составляющей порядка 1 %.

1. *Ильченко М. Е., Старков М. А.* Учет внешних полей при вычислении параметров сферического диэлектрического резонатора.— Вестн. Киев. политехн. ин-та. Радиотехника, 1980, вып. 17, с. 24—27. 2. *Bladel J. Van.* On the resonaces of dielectric resonators of very high permittivity.— IEEE Trans. MTT, 1975, 23, 2, p. 199—208. 3. *Gastine M., Courtois L., Dormann J. L.* Electromaqnetic resonances of free dielectric spheres.— IEEE Trans. MTT, 1967, 15, 12, p. 694—700.

Поступила в редколлегию 20.09.82

УДК 621.372.413

А. А. ТРУБИН, мл. науч. сотр.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ ДИСКОВОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА

Использование дисковых диэлектрических резонаторов в качестве излучателей антенн СВЧ приводит к задаче исследования характеристик полей волновой зоны этого вида открытых диэлектрических резонаторов (ОДР) в свободном пространстве. Для определения характеристик излучения диаграммы направленности и коэффициента связи ОДР со свободным пространством воспользуемся результатами работы [2], связывающим поле излучения с электромагнитным полем, запасаемым вблизи резонатора на одной из его резонансных частот.

Пусть в дисковом диэлектрическом резонаторе возбуждаются электромагнитные, азимутально однородные колебания магнитного вида H_{0sl}, поле которых в одномодовом приближении можно представить в виде [1]. При этом выполнение условия «магнитной стенки» на боковой поверхности диска не является обязательным — поле собственных колебаний ОДР определяется методом частичных областей [3]. Подставляя выражения для полей собственных колебаний на поверхности ОДР в соотношения работы [2] и интегрируя по замкнутой поверхности резонатора, найдем поле ОДР в волновой зоне, с помощью которого определим мощность, излучаемую дисковым диэлектрическим резонатором: