

Расчет дискового резонатора со слоистым диэлектрическим заполнением

В.С. Севериков^{1,3}, Фан Конг Че¹, И.Г. Мироненко¹, А.В. Никифоров²,
П.Ю. Белявский¹, А.А. Иванов^{1,2}

¹Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»

²ОАО «Завод Магнетон»

³ООО «СТЦ»

Аннотация: в данной работе представлен метод расчета резонансной частоты двухполосного диэлектрического резонатора.

Ключевые слова: резонансная частота, двухполосный диэлектрический резонатор

1. Введение

В технике сверхвысоких частот широкое применение находят объемные диэлектрические резонаторы, которые используются в цепях возбуждения генерации. Обладая высокой добротностью объёмные резонаторы позволяют строить многосвязные СВЧ фильтры. Статья освещает вопрос расчета диэлектрического объемного резонатора с двухслойным диэлектрическим заполнением.

Поперечное сечение диэлектрического слоистого резонатора в цилиндрических координатах (r, φ, z) представлено на рис. 1.

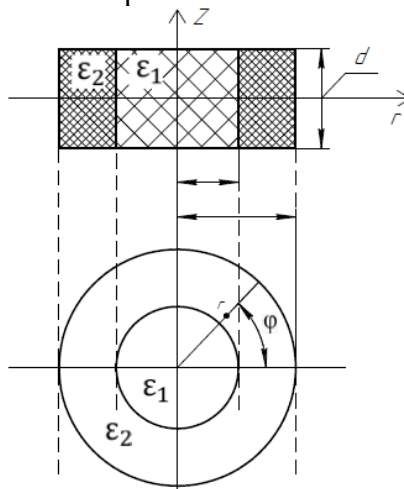


Рисунок 1. поперечное сечение диэлектрического слоистого резонатора цилиндрических координатах (r, φ, z)

Резонатор включает две частичные области с различными относительными диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 . Торцевые поверхности диэлектрического резонатора закрыты металлом, а внешняя боковая поверхность затянута магнитной стенкой. При условии, когда высота резонатора d много меньше длины волны λ ($d \ll \lambda$), в такой структуре может быть обеспечен однополосный режим с основным типом волны $E(0,0,E_z)$, $H(0,H_\varphi,0)$. Цилиндрическая волна распространяется от центра резонатора с зависимостью от координаты r в виде e^{-jkr} , где $k = 2\pi f \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon}$, $\varepsilon = \varepsilon_1$ при $r \leq R_1$, $\varepsilon = \varepsilon_2$ при $R_1 < r \leq R_2$, $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-10} \left[\frac{\Phi}{\text{ММ}} \right]$, $\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-10} \left[\frac{\Gamma\text{Н}}{\text{ММ}} \right]$, f – частота [Гц].

Из уравнений Максвелла при $E_r=0$ и $H_r=0$ следует соотношение между поперечными компонентами электрического поля E_z , E_φ и H_z , H_φ в виде

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_z}{\partial r} &= jkZ_0 \left[H_\varphi - \frac{1}{k^2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi \partial z} - \frac{\partial^2 H_\varphi}{\partial z^2} \right) \right] \\ \frac{1}{r} \frac{\partial (rE_\varphi)}{\partial r} &= -jkZ_0 \left[H_z + \frac{1}{k^2} \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial^2 H_\varphi}{\partial z \partial \varphi} \right) \right] \\ \frac{\partial H_z}{\partial r} &= -j \frac{k}{Z_0} \left[E_\varphi - \frac{1}{k^2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi \partial z} - \frac{\partial^2 E_\varphi}{\partial z^2} \right) \right] \\ \frac{1}{r} \frac{\partial (rH_\varphi)}{\partial r} &= j \frac{k}{Z_0} \left[E_z + \frac{1}{k^2} \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial^2 E_\varphi}{\partial z \partial \varphi} \right) \right]\end{aligned}\quad (1)$$

где $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$. Так как $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$, $\frac{\partial}{\partial z} = 0$, из соотношения (1) следует связь между поперечными компонентами E_z , H_φ основного типа волны в виде

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_z}{\partial r} &= jkZ_0 H_\varphi \\ \frac{1}{r} \frac{\partial (rH_\varphi)}{\partial r} &= j \frac{k}{Z_0} E_z\end{aligned}\quad (2)$$

Из уравнений (2) для компоненты E_z получим выражение

$$-j \frac{1}{kZ_0 r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) = j \frac{k}{Z_0} E_z$$

откуда следует уравнение Бесселя

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) + k^2 E_z = 0 \quad (3)$$

Общее решение уравнения Бесселя представляется линейной комбинацией функций Бесселя $J_n(kr)$ и Неймана $N_n(kr)$, где $n = 0, 1, \dots, N$. Для основного типа волны $n=0$, следовательно, решение уравнения (3) запишем в виде

$$E_z = AJ_0(kr) + BN_0(kr) \quad (4)$$

При $r \rightarrow 0$ $N_0(kr) \rightarrow \infty$, следовательно $B=0$ и (4) для первой области имеет вид

$$E_z^1 = A_1 J_0(k_1 r) \quad (5)$$

где $k_1 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_1}$;

Из уравнения (2) для компоненты магнитного поля H_φ в первой области имеем

$$H_\varphi^{(1)} = -j \frac{1}{kZ_0^{(1)}} A_1 J_1(k_1 r), \quad (6)$$

где $Z_0^{(1)} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_1}}$.

Во второй частичной области при $R_1 \leq r \leq R_2$ поперечные компоненты поля $E_z^{(2)}$ и $H_\varphi^{(2)}$ из (4) и (6) получим в виде

$$\begin{aligned} E_z^{(2)} &= A_2 J_0(k_2 r) + B_2 N_0(k_2 r) \\ H_\varphi^{(2)} &= j \frac{1}{k Z_0^{(2)}} (A_2 J_1(k_2 r) + B_2 N_1(k_2 r)) \end{aligned} \quad (7)$$

где $k_2 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_2}$; $Z_0^{(2)} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_2}}$;

Сшивание касательных составляющих поперечных компонент поля на границе раздела двух сред при $r = R_1$ приводит к системе уравнений относительно произвольных коэффициентов $A_1 B_1$ и $A_2 B_2$.

$$\begin{cases} A_1 J_0(k_1 R_1) - A_2 J_0(k_2 R_1) - B_2 N_0(k_2 R_1) = 0 \\ A_1 J_1(k_1 R_1) - \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} A_2 J_1(k_2 R_1) - \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} B_2 N_1(k_2 R_1) = 0 \end{cases} \quad (8)$$

С учетом того, что боковая поверхность является магнитной стенкой, то она обеспечивает режим холостого хода, т.е. при $r = R_1 H_y^{(2)} = 0$. Для случая, когда $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, т.е. диэлектрическое заполнение резонатора однородно, уравнение для H_φ при $r=R$ принимает вид

$$H_\varphi = -j \frac{1}{Z_0} A J_1(kR) = 0.$$

Следовательно, резонансная частота такого резонатора будет определена из уравнения

$$\begin{aligned} J_1(2\pi f_0 \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon R}) &= 0, \\ f_p &= \frac{3,83c}{2\pi R \sqrt{\varepsilon}} \end{aligned}$$

где $c = 3 \cdot 10^{11} \frac{\text{мм}}{\text{с}}$, R - внешний радиус резонатора, ε – относительная диэлектрическая проницаемость резонатора.

С учетом того, что во второй среде $H_\varphi^{(2)} = 0$, из (8) найдём связь между произвольными постоянными $A_2 B_2$.

$$B_2 = -A_2 \frac{J_1(k_2 R_2)}{N_1(k_2 R_2)} \quad (9)$$

Подставим (9) в (8) получим однородную систему уравнений относительно неизвестных коэффициентов A_1 и A_2 .

$$\begin{cases} A_1 J_0(k_1 R_1) - A_2 \left[J_0(k_2 R_1) - J_1(k_2 R_2) \frac{N_0(k_2 R_1)}{N_1(k_2 R_2)} \right] = 0 \\ A_1 J_1(k_1 R_1) - \left[A_2 \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} \left[J_1(k_2 R_1) - J_1(k_2 R_2) \frac{N_0(k_2 R_1)}{N_1(k_2 R_2)} \right] \right] = 0 \end{cases} \quad (10)$$

Равенство нулю системы уравнений (10), дает возможность определить искомое значение резонансной частоты резонатора с отличающимися величинами относительной диэлектрической проницаемости частичных областей.

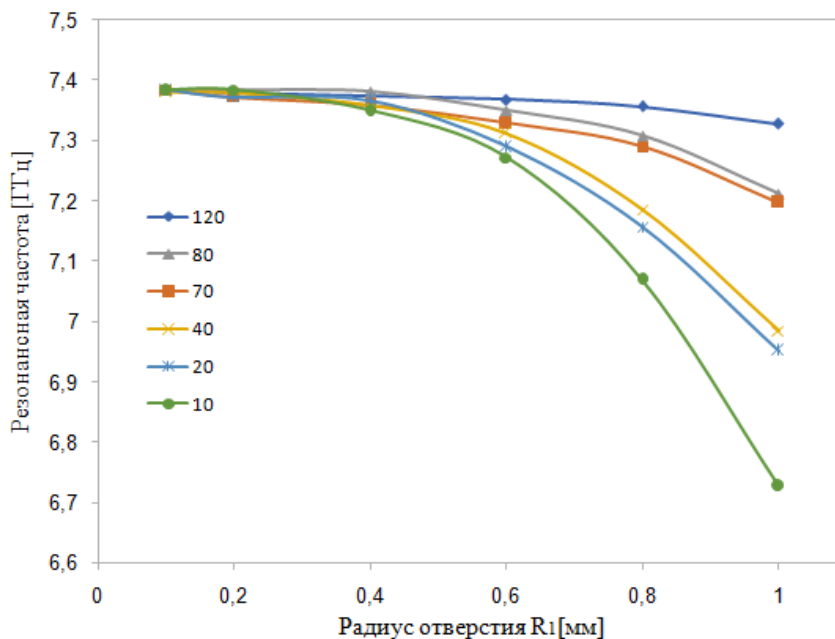


Рисунок 2. Зависимости резонансной частоты резонаторов с различными геометрическими размерами от величины диэлектрического заполнения ϵ_2 и ϵ_1 и внутреннего радиуса первой частичной области.

Из графиков рис. 2 видно, что при малом изменении радиуса внутреннего диэлектрического заполнения и низком значении относительной диэлектрической проницаемости, перестройка частоты резонатора незначительна. Однако, когда диаметр внутренней области увеличивается, происходит существенное снижение величины резонансной частоты.

Резонаторы являются неотъемлемой частью радиоэлектронной аппаратуры, которая может эксплуатироваться в широком температурном диапазоне. Поэтому, выбирая материалы с различными температурными коэффициентами относительной диэлектрической проницаемости, используя такую конструкцию, получают резонаторы с практически нулевым уходом частоты при значительном изменении температуры.

Список литературы

1. Acosta M. et al. BaTiO₃-based piezoelectrics: Fundamentals, current status, and perspectives // Applied Physics Reviews. – 2017. – Т. 4. – №. 4. – С. 041305.
2. Состояние и перспективы применения миниатюрных диэлектрических резонаторов в радиоэлектронике. Часть I: Параметры миниатюрных диэлектрических резонаторов на СВЧ и методы их расчета / Алексейчик Л.В., Бродуленко И.И., Геворкян В.М., Казанцев Ю.А., Парышкуро Л.А. // Обзоры по электроникойтехнике. 1981 Вып. 13 (832),97 с. (Серия 1: Электроника СВЧ).