

6. Атабеков Г. И. Основы теории цепей. – М.: Энергия, 1969. – 424 с.
7. Влах И., Сингхал К. Машинные методы анализа и проектирования электронных схем. – М.: Радио и связь, 1988. – 560 с.
8. Чуа Л. О., Лин Пен-Мин. Машинный анализ электронных схем. – М.: Энергия, 1980. – 640 с.
9. Алексеев О. В., Головкин А. А., Пивоваров И. Ю., Чавка Г. Г. Автоматизация проектирования радиоэлектронных средств. – М.: Высш. шк., 2000. – 480 с.
10. Геворкян Г. Х., Семенов В. Н. Электротехнические расчеты на языке Бейсик. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 184 с.

Надійшла 09.01.2008

На підставі теорії направлених графів розглянуто математичні моделі стрип-детектора для вимірювання міжстрипових опорів на постійному струмі. Наведено приклади розрахунку сумісних лінійних рівнянь для електричних ланцюгів, які використовуються для вимірювання міжстрипових опорів.

On the basis of graph theory mathematical models of strip detector for measurements of interstrip resistor were submitted. The examples of linear equation calculations for interstrip resistor measurements were reduced.

УДК 621.372.81

С. С. Самойлик, В. П. Бондарев

ДОБРОТНОСТЬ ПРЯМОУГОЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА С ПЕРЕМЕННЫМ ЧИСЛОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Расчет параметров прямоугольного резонатора со сложной формой диэлектрического заполнения решается методом интегральных уравнений макроскопической электродинамики. Проведенный численный анализ позволил вычислить добротности прямоугольного резонатора, для различных $H_{\text{мод}}$ типов колебаний в зависимости от параметров сложного диэлектрического заполнения.

ВВЕДЕНИЕ

Неотъемлемым элементом почти любой СВЧ экспериментальной установки является резонатор. Именно прогресс в их совершенствовании часто приводил к достижению качественно новых результатов. Так, появление мазеров было бы невозможно без применения высокодобротных СВЧ резонаторов. Высокодобротные резонаторы активно используются для сужения и стабилизации линии генерации, в качестве фильтров и дискриминаторов, в прецизионных физических экспериментах.

Потери электромагнитной энергии в резонаторе складываются из потерь в среде, заполняющей резонатор, и потерь в металлической оболочке резонатора. Кроме того, часть энергии из резонатора передается через элементы связи в устройства, связанные с резонатором.

Общие потери энергии в резонаторе:

$$W_{\text{п}} = W_{\text{мет}} + W_{\text{д}} + W_{\Sigma} + W_{\text{изл}}, \quad (1)$$

где $W_{\text{мет}}$ – энергия потерь за период колебания в оболочке резонатора; $W_{\text{д}}$ – энергия потерь в среде, запол-

няющей резонатор; W_{Σ} – энергия, отдаваемая резонатором во внешние устройства; $W_{\text{изл}}$ – энергия, теряемая на излучение.

Энергию потерь можно выразить как произведение мощности потерь, под которой подразумевается суммарная мощность потерь в металле, диэлектрике, а также мощность, отдаваемую резонатором во внешние устройства, и энергию, теряемую на излучение, на время, т. е. период колебания, соответствующий резонансу. Период колебаний связан с частотой колебаний $f_{\text{р}}$ обратным соотношением, в силу чего $W_{\text{п}} = P_{\text{п}\Sigma}/f_{\text{р}}$. При этом:

$$Q = 2\pi f_{\text{р}} \frac{W}{P_{\text{п}\Sigma}}, \quad (2)$$

где W – энергия, запасенная в колебательной системе.

С учетом (1) и (2), полную добротность (нагруженную) Q можно рассматривать как суперпозицию «частичных» добротностей:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{\text{мет}}} + \frac{1}{Q_{\text{д}}} + \frac{1}{Q_{\Sigma}} + \frac{1}{Q_{\text{рад}}}, \quad (3)$$

где $Q_{\text{мет}} = 2\pi f_{\text{р}} \frac{W}{P_{\text{мет}}}$ – добротность, обусловленная по-

терями в стенках резонатора; $Q_{\text{д}} = 2\pi f_{\text{р}} \frac{W}{P_{\text{д}}}$ – добротность, обусловленная диэлектрическим заполнением

резонатора; $Q_{\Sigma} = 2\pi f_p \frac{W}{P_{\Sigma}}$ – внешняя добротность;

$Q_{\text{рад}} = 2\pi f_p \frac{W}{P_{\text{изл}}}$ – радиационная добротность.

Строгий расчет величины каждого из видов потерь в объемном резонаторе встречает большие трудности, ибо, как правило, не удастся найти решение трехмерного векторного волнового уравнения, если не пренебречь потерями в оболочке, в диэлектрическом заполнении, через элементы связи и т. д. Поэтому при анализе резонаторов обычно исходят из предположения, что небольшие общие потери, которые имеют место в резонаторе, не сказываются существенно на структуре полей в нем, т. е. предполагают, что в первом приближении структура поля в резонаторе с потерями и без них одинакова. В указанном приближении энергия, запасенная в резонаторе с малыми потерями и без потерь, практически одинакова. При этом потери в металле, среде, на излучение и потери, вызываемые передачей части энергии через элементы связи, можно рассчитывать независимо друг от друга.

1 ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

В представленной статье расчет добротности прямоугольного резонатора со сложным диэлектрическим заполнением внутри закрытого резонатора проводится методом интегральных уравнений макроскопической электродинамики [1, 2]. Этот метод позволяет учитывать как комплексные параметры диэлектрического заполнения, так и его геометрическую форму.

В качестве математической модели выбран резонатор, содержащий диэлектрические пластины в форме параллелепипедов, с заданными комплексными диэлектрическими проницаемостями (рис. 1).

Электромагнитное поле в резонаторе удовлетворяет интегральным уравнениям для каждой из неоднородностей и может быть записано в следующем виде [1]:

– для первой диэлектрической неоднородности:

$$\begin{aligned} \vec{E}^{(1)}(\vec{r}, t) = & \vec{E}_0(\vec{r}, t) - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t dt' \int_{V_1} G(\vec{r}, t, \vec{r}', t') \times \\ & \times [\varepsilon_1 - \varepsilon] \cdot \vec{E}^{(1)}(\vec{r}', t') d\vec{r}' - \\ & - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t dt' \int_{V_2} G(\vec{r}, t, \vec{r}', t') \times \\ & \times [\varepsilon_2(t') - \varepsilon] \cdot \vec{E}^{(2)}(\vec{r}', t') d\vec{r}', \end{aligned} \quad (4)$$

– для второй диэлектрической неоднородности:

$$\begin{aligned} \vec{E}^{(2)}(\vec{r}, t) = & \vec{E}_0(\vec{r}, t) - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t dt' \int_{V_1} G(\vec{r}, t, \vec{r}', t') \times \\ & \times [\varepsilon_1 - \varepsilon] \cdot \vec{E}^{(1)}(\vec{r}', t') d\vec{r}' - \\ & - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t dt' \int_{V_2} G(\vec{r}, t, \vec{r}', t') \times \\ & \times [\varepsilon_2(t') - \varepsilon] \cdot \vec{E}^{(2)}(\vec{r}', t') d\vec{r}', \end{aligned} \quad (5)$$

где $\vec{E}_0(\vec{r}, t)$ – начальное поле в резонаторе, $G(\vec{r}, t, \vec{r}', t')$ – скалярная функция Грина прямоугольного резонатора; ε – диэлектрическая проницаемость свободного пространства; $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ – диэлектрические проницаемости неоднородностей; ε_0, μ_0 – электрическая и магнитная постоянные.

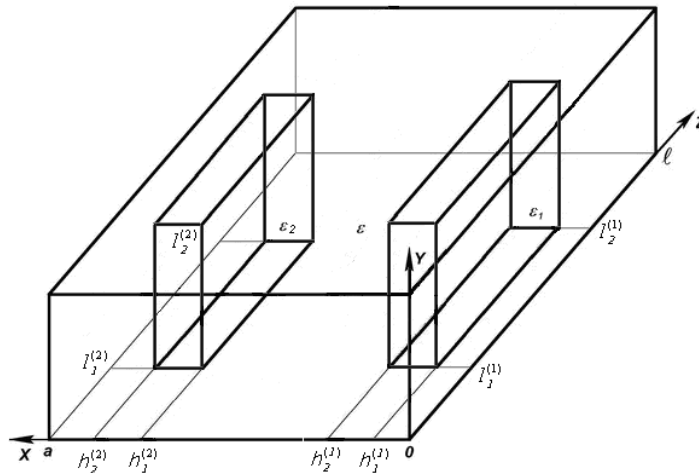


Рисунок 1 – Резонатор с диэлектрическим заполнением в виде двух диэлектрических пластин

Решение системы интегральных уравнений для напряженности электрического поля будем искать в виде собственных функций прямоугольной области:

$$E(\vec{r}, t) = \sum_{\alpha, \beta=1}^{\infty} E_{\alpha, \beta}(t) \cdot \sin\left(\frac{\alpha\pi}{a}x\right) \cdot \sin\left(\frac{\beta\pi}{l}z\right), \quad (6)$$

где a, l – размеры прямоугольного резонатора, $\alpha, \beta = 1, 2, 3, \dots$

Для рассматриваемой структуры функция Грина, в общем случае тензорная, имеет только диагональные элементы, которые должны удовлетворять граничным условиям на стенках резонатора, накладываемым на соответствующую компоненту поля. Поэтому функцию Грина $G(\vec{r}, t, \vec{r}', t')$ с условием ортогональности и нормировки в области можно представить в виде:

$$G(\vec{r}, t, \vec{r}', t') = \frac{4}{\varepsilon_1 \cdot a \cdot l \cdot \varepsilon_0 \mu_0} \times \\ \times \sum_{m, n=1}^{\infty} \frac{\sqrt{\varepsilon_1}}{\omega_{mn}} \sin\left(\frac{\omega_{mn}}{\sqrt{\varepsilon_1}}(t-t')\right) \cdot \Phi_{mn}(x, z) \cdot \Phi_{mn}(x', z'), \quad (7)$$

где $\omega_{mn} = c \cdot \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{l}\right)^2}$ – резонансная частота, Φ_{mn} – собственные функции области $0 \leq x \leq a, 0 \leq z \leq b$.

Подстановка такого представления поля (6) и функции Грина (7) для рассматриваемой структуры в (4), (5) приводит к системам алгебраических уравнений. Первая система является однородной. Вторая система является неоднородной и позволяет определить абсолютные значения амплитуд колебаний, возбуждаемых в резонаторе при заданном $E_0(r, t)$.

Рассмотрим однородную систему уравнений [3]:

$$\left\{ \begin{aligned} \sum_{q=1}^{\infty} \left[\left(\frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon) \omega_r^2}{\varepsilon \omega_r^2 - \tilde{\omega}_p^2} A_{pq}^{(1)} + \delta_{pq} \right) U_q^{(+1)} + \right. \\ \left. + \left(\frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon) \omega_r^2}{\varepsilon \omega_r^2 - \tilde{\omega}_p^2} A_{pq}^{(2)} \right) U_q^{(+2)} \right] = 0; \\ \sum_{q=1}^{\infty} \left[\left(\frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon) \omega_r^2}{\varepsilon \omega_r^2 - \tilde{\omega}_p^2} A_{pq}^{(1)} \right) U_q^{(+1)} + \right. \\ \left. + \left(\frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon) \omega_r^2}{\varepsilon \omega_r^2 - \tilde{\omega}_p^2} A_{pq}^{(2)} + \delta_{pq} \right) U_q^{(+2)} \right] = 0, \end{aligned} \right. \quad (8)$$

где $p = 1, 2, 3, \dots$

Решая задачу на собственные значения, определяем спектр и соответствующие отношения амплитуд возбуждаемых колебаний [3].

2 РАСЧЕТ ДОБРОТНОСТИ ЗАКРЫТОГО РЕЗОНАТОРА СО СЛОЖНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

Предположим, что связь резонатора с внешними устройствами полностью отсутствует, то есть $W_{\Sigma} = 0, Q_{\Sigma} = \infty$, и собственная добротность резонатора, как следует из (3), зависит от $Q_{мет}, Q_d, Q_{рад}$. В закрытых резонаторах радиационные потери отсутствуют, поэтому собственная (ненагруженная) добротность будет определяться выражением:

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_{мет}} + \frac{1}{Q_d}. \quad (9)$$

Полная энергия, запасенная резонатором, определяется выражением [4]:

$$W = \frac{\mu_0}{2} \int_V (\vec{H})^2 dV = \frac{\mu_0}{2} \int_0^a \int_0^b \int_0^L (|H_x|^2 + |H_z|^2) dx dy dz. \quad (10)$$

Для колебаний H_{m0n} составляющие магнитного поля H_x и H_z , с учетом (6), примут вид:

$$\dot{H}_x = \frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial \dot{E}_y}{\partial z} = \frac{1}{i\omega\mu} \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} \frac{\beta\pi}{1} \times \\ \times E_{\alpha\beta} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{a}x\right) \cdot \cos\left(\frac{\beta\pi}{1}z\right), \quad (11)$$

$$\dot{H}_z = \frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial \dot{E}_y}{\partial x} = -\frac{1}{i\omega\mu} \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} \frac{\alpha\pi}{a} \times \\ \times E_{\alpha\beta} \cos\left(\frac{\alpha\pi}{a}x\right) \cdot \sin\left(\frac{\beta\pi}{1}z\right). \quad (12)$$

Тогда для энергии W , запасенной прямоугольным резонатором, из (11) получим:

$$W = \frac{1}{\mu_0 \omega_p^2} \frac{alb}{8} \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} \left(\left(\frac{\alpha\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\beta\pi}{l}\right)^2 \right) E_{\alpha\beta}^2. \quad (13)$$

Потери, вносимые диэлектрическим заполнением, можно представить в виде суммы

$$P_d = P_{d1} + P_{d2}, \quad (14)$$

где P_{d1} – мощность потерь в первой диэлектрической пластине, P_{d2} – мощность потерь во второй диэлектрической пластине.

Соответственно добротность, обусловленная диэлектрическим заполнением, может быть представлена в виде:

$$\frac{1}{Q_d} = \frac{1}{Q_{d1}} + \frac{1}{Q_{d2}}. \quad (15)$$

Мощность потерь в диэлектрике определяется выражением [4]:

$$W_d = \frac{\omega_p}{2} \varepsilon'' \varepsilon_0 \int_{V_1} |\vec{E}|^2 dV, \quad (16)$$

где ε'' – мнимая часть диэлектрической проницаемости, ω_p – резонансная частота.

Мощности потерь в N -й неоднородности, с учетом (6) и (16), будет определяться выражениями:

$$\begin{aligned} P_{dN} &= \frac{\omega}{2} \varepsilon_1'' \int_{V_1} |\vec{E}|^2 dV = \frac{1}{2} \omega \varepsilon_N'' \int_{h_1^{(N)} 0}^{h_2^{(N)} b} \int_{l_1^{(N)}}^{l_2^{(N)}} |E_y|^2 dx dy dz = \\ &= \frac{1}{2} \omega \varepsilon_N'' \int_{h_1^{(N)} 0}^{h_2^{(N)} b} \int_{l_1^{(N)}}^{l_2^{(N)}} \left| \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} E_{\alpha\beta} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{a}x\right) \cdot \sin\left(\frac{\beta\pi}{l}z\right) \right|^2 dx dy dz. \end{aligned} \quad (17)$$

После преобразований и операций интегрирования получим окончательные выражения для определения мощности потерь в каждой из диэлектрических неоднородностей:

$$P_{dN} = \frac{b}{2} \omega \varepsilon_N'' \varepsilon_0 \sum_{\alpha, \beta=1}^{\infty} \sum_{m, n=1}^{\infty} E_{\alpha\beta} E_{mn} I_{m\alpha}^{(N)} \cdot J_{n\beta}^{(N)}, \quad (18)$$

где N – номер неоднородности,

$$\begin{aligned} I_{m\alpha}^{(N)} &= \frac{a}{2\pi} \left\{ \frac{\sin\left(\frac{(m-\alpha)\pi}{a}h_2^{(N)}\right)}{(m-\alpha)} - \frac{\sin\left(\frac{(m+\alpha)\pi}{a}h_2^{(N)}\right)}{(m+\alpha)} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{\sin\left(\frac{(m-\alpha)\pi}{a}h_1^{(N)}\right)}{(m-\alpha)} + \frac{\sin\left(\frac{(m+\alpha)\pi}{a}h_1^{(N)}\right)}{(m+\alpha)} \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} J_{n\beta}^{(N)} &= \frac{1}{2\pi} \left\{ \frac{\sin\left(\frac{(n-\beta)\pi}{l}l_2^{(N)}\right)}{(n-\beta)} - \frac{\sin\left(\frac{(n+\beta)\pi}{l}l_2^{(N)}\right)}{(n+\beta)} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{\sin\left(\frac{(n-\beta)\pi}{l}l_1^{(N)}\right)}{(n-\beta)} + \frac{\sin\left(\frac{(n+\beta)\pi}{l}l_1^{(N)}\right)}{(n+\beta)} \right\}, \end{aligned}$$

при $m = \alpha$ и $n = \beta$ получим:

$$I_{m\alpha}^{(N)} = \frac{1}{2} \left(h_2^{(N)} - h_1^{(N)} - \frac{a}{2m\pi} \left(\sin\left(\frac{2m\pi}{a}h_2^{(N)}\right) + \sin\left(\frac{2m\pi}{a}h_1^{(N)}\right) \right) \right),$$

$$J_{n\beta}^{(N)} = \frac{1}{2} \left(l_2^{(N)} - l_1^{(N)} - \frac{l}{2n\pi} \left(\sin\left(\frac{2n\pi}{l}l_2^{(N)}\right) + \sin\left(\frac{2n\pi}{l}l_1^{(N)}\right) \right) \right).$$

Тогда добротность, обусловленную диэлектрическим заполнением резонатора, можно вычислить из соотношения:

$$Q_{dN} = \frac{\frac{1}{\mu_0 \omega_p} \frac{alb}{8} \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} \left(\left(\frac{\alpha\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{\beta\pi}{l} \right)^2 \right) E_{\alpha\beta}^2}{\frac{b}{2} \omega \varepsilon_N'' \varepsilon_0 \sum_{\alpha, \beta=1}^{\infty} \sum_{m, n=1}^{\infty} E_{\alpha\beta} E_{mn} I_{m\alpha}^{(N)} \cdot J_{n\beta}^{(N)}}. \quad (19)$$

Мощность потерь, обусловленная конечной проводимостью стенок резонатора, определяется выражением [4]:

$$\begin{aligned} P_m &= \frac{1}{2} R_s \oint |\vec{H}|^2 dS = \\ &= R_s \left\{ \int_0^a \int_0^b |H|_{z=0}^2 dx dy + \int_0^a \int_0^L |H|_{y=0}^2 dx dz + \int_0^b \int_0^L |H|_{x=0}^2 dy dz \right\}. \end{aligned} \quad (20)$$

После подстановки (11), (12) в выражение (20) и интегрирования по поверхности стенок резонатора получим:

$$P_m = \frac{1}{2} R_s \left\{ \frac{ab}{(\omega\mu_0)^2} \sum_{\alpha=1}^{\infty} \left(\sum_{\beta=1}^{\infty} \frac{\beta\pi}{l} E_{\alpha\beta} \right)^2 + \frac{1}{(\omega\mu_0)^2} \frac{al}{2} \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} \left(\left(\frac{\alpha\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{\beta\pi}{l} \right)^2 \right) E_{\alpha\beta}^2 + \frac{bl}{(\omega\mu_0)^2} \sum_{\beta=1}^{\infty} \left(\sum_{\alpha=1}^{\infty} \frac{\alpha\pi}{a} E_{\alpha\beta} \right)^2 \right\}, \quad (21)$$

где $R_s = \sqrt{\pi f_0 \mu_0 / \sigma_m}$ – поверхностное сопротивление металла на резонансной частоте.

Добротность, обусловленная потерями в металлических стенках резонатора, определяется выражением:

$$\begin{aligned} Q_m &= \frac{\frac{1}{\omega\mu_0} \frac{alb}{8} \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} \left(\left(\frac{\alpha\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{\beta\pi}{l} \right)^2 \right) E_{\alpha\beta}^2}{\frac{1}{2} R_s \left\{ \frac{ab}{(\omega\mu_0)^2} \sum_{\alpha=1}^{\infty} \left(\sum_{\beta=1}^{\infty} \frac{\beta\pi}{l} E_{\alpha\beta} \right)^2 + \frac{1}{(\omega\mu_0)^2} \frac{al}{2} \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} \left(\left(\frac{\alpha\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{\beta\pi}{l} \right)^2 \right) E_{\alpha\beta}^2 + \frac{bl}{(\omega\mu_0)^2} \sum_{\beta=1}^{\infty} \left(\sum_{\alpha=1}^{\infty} \frac{\alpha\pi}{a} E_{\alpha\beta} \right)^2 \right\}}. \end{aligned} \quad (22)$$

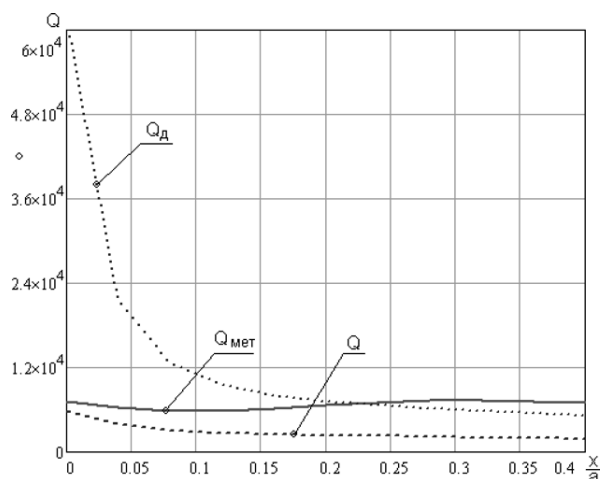


Рисунок 2 – Зависимость добротности от величины перемещения неоднородностей вдоль широкой стенки резонатора

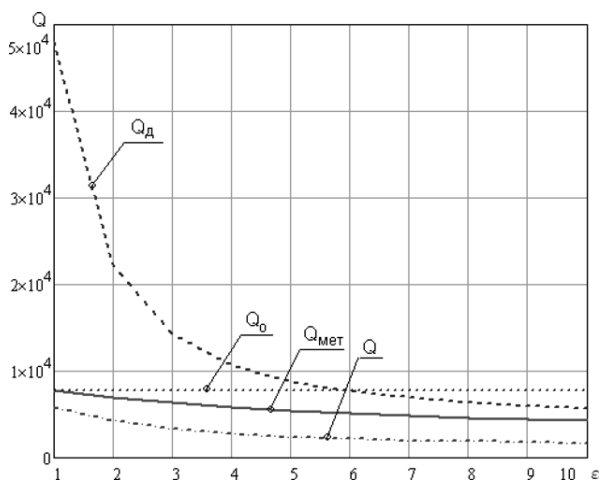


Рисунок 3 – Зависимость добротности от диэлектрической проницаемости пластин для первого типа волн

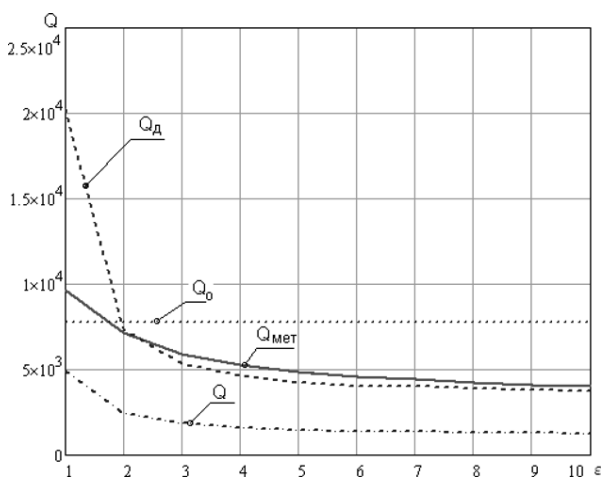


Рисунок 4 – Зависимость добротности от диэлектрической проницаемости пластин для второго типа волн

3 ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Так как размеры диэлектрических пластин сравнимы с размерами резонатора и резонансной длиной волны, то решение интегрального уравнения проводилось численно. Порядок алгебраических систем зависит от количества учитываемых собственных функций. При решении задачи количество собственных функций могло варьироваться в зависимости от параметров диэлектриков и их геометрических размеров.

Проведенный численный анализ позволил определить добротности для H_{m0n} типов колебаний в зависимости от расположения диэлектрических пластин в резонаторе и их диэлектрической проницаемости.

На рис. 2 показана зависимость добротности от местоположения пластин. При этом обе пластины с идентичными параметрами ($\epsilon = 4$, $\text{tg}\delta = 5 \cdot 10^{-4}$) и толщиной $0,1 \cdot a$, симметрично перемещались вдоль широкой стенки волновода из крайнего положения возле стенок, к центру резонатора, при этом диэлектрические пластины занимали 0,8 длины резонатора, геометрические размеры которого $23 \times 10 \times 25$ мм.

Добротность, обусловленная диэлектрическими неоднородностями у стенок резонатора, принимает наибольшее значение и резко убывает при перемещении пластин к центру резонатора, где напряженность H_{101} типа колебаний максимальна и, следовательно, максимальны диэлектрические потери. Таким же образом ведет себя и общая добротность. Добротность, обусловленная потерями в стенках резонатора (Q_M), убывает на отрезке $0 \dots 0,1$ после чего начинает возрастать т. к. диэлектрическая неоднородность оттягивает на себя поле от стенок резонатора и, соответственно, приводит к возрастанию добротности.

На рис. 3, 4 показаны зависимости добротностей от диэлектрической проницаемости пластин, при этом местоположение пластин было зафиксировано на расстоянии $0,1 \cdot a$ от боковых стенок резонатора и $0,1 \cdot L$ от продольных. Тангенсы угла диэлектрических потерь пластин выбраны равными $\text{tg}\delta = 5 \cdot 10^{-4}$. На рис. 3 представлены результаты расчетов добротности для первого типа колебаний, на рис. 2 – для второго типа колебаний. Закон изменения добротностей имеет одинаковый вид, но значения отличаются по величине (для первого типа колебаний добротности выше).

ВЫВОДЫ

Приведенный метод интегральных уравнений позволяет вычислять добротности различных H_{m0n} типов колебаний для произвольного числа диэлектрических неоднородностей в зависимости от их местоположения в резонаторе, диэлектрической проницаемости, геомет-

рической формы, а также размеров самого прямоугольного резонатора.

4. Капилевич Б. Ю., Требехин Е. Р. Волноводно-диэлектрические фильтрующие структуры: Справочник. – М.: Радио и связь, 1990. – 272 с.

Надійшла 25.02.2008
Після доробки 21.03.2008

ПЕРЕЧЕНЬ ССЫЛОК

1. Хижняк Н. А. Инженерные уравнения макроскопической электродинамики. – К.: Наукова думка, 1986. – 279 с.
2. Бухаров С. В. Расчет параметров частично заполненного резонатора при измерении диэлектрической проницаемости // Радиоэлектроника. – 2007. – № 6. – С.77–80 (Изв. вузов).
3. Samoilyk S. S., Bondaryev V. P. Complex frequencies of the rectangular resonator with the arbitrary number of the dielectric heterogeneities // 6th International Conference on Antenna Theory and Techniques. Conference Proceedings. – Sevastopol, 2007. – Pp. 1252–2054.

Розрахунок параметрів прямокутного резонатора зі складною формою діелектричного заповнення вирішується методом інтегральних рівнянь макроскопічної електродинаміки. Проведений чисельний аналіз дозволив обчислити добротності прямокутного резонатора для різних H_{m0n} типів коливань залежно від параметрів складного діелектричного заповнення.

The calculation of a rectangular resonator with a complex dielectric loading is solved by the method of integral equations of microscopic electrodynamics. The carried out numerical analysis enabled to calculate Q-qualities of the rectangular resonator, for various H_{m0n} types of fluctuations depending on parameters of complex dielectric filling.

УДК 621.396.6.004: 004.942

Г. М. Шило, Д. А. Коваленко, М. П. Гапоненко

ПРИЗНАЧЕННЯ НОРМАЛЬНИХ ДОПУСКІВ МЕТОДОМ ВІДОБРАЖЕНЬ

Розглядаються особливості формування допускових областей при нормальному законі розподілу параметрів та дії зовнішніх чинників. Розроблено алгоритм призначення номінальних допусків з урахуванням змін параметрів елементів при зовнішніх впливах. Проведені обчислення допусків на параметри елементів смужкового фільтру.

ВСТУП

Задача призначення допусків на параметри елементів пов'язана з забезпеченням точності і стабільності при виробництві та експлуатації апаратури. Відхилення параметрів складаються з виробничих відхилень, спричинених недосконалістю технологічних процесів і неоднорідністю матеріалів, та відхилень, що викликані старінням матеріалів та впливом зовнішніх чинників в процесі експлуатації [1].

Розробка методів обчислення відхилень параметрів проводилась переважно без урахування дії зовнішніх впливів. Використовувались геометричні методи, в яких форма допускових областей визначалась законами розподілу параметрів елементів, а розміри областей обчислювались за координатами точок дотику цих областей до меж області працездатності [2–4]. Розроблено методи призначення інтервальних допусків, в яких закон розподілу параметрів задається на інтервалі, і допусків з нормальним законом розподілу параметрів.

Врахування зовнішніх впливів проводилось для лінійних або інтервальних моделей вихідних функцій [1, 5]. Одночасна дія кількох зовнішніх впливів на елементи електронних апаратів не враховувалась. Зокрема, не вибиралися найбільш несприятливі сполучення зовнішніх чинників.

Метою роботи є розробка методу призначення нормальних допусків з урахуванням дії зовнішніх впливів. Для досягнення поставленої задачі необхідно:

- розглянути особливості формування допускових областей при нормальному законі розподілу параметрів та дії зовнішніх чинників;
- розробити метод утворення інтервальних моделей зовнішніх впливів при найбільш несприятливому сполученні зовнішніх факторів;
- розробити алгоритм призначення нормальних допусків при заданих експлуатаційних обмеженнях області працездатності та визначених коефіцієнтах зовнішніх впливів.

1 ОСОБЛИВОСТІ ФОРМУВАННЯ ДОПУСКОВИХ ОБЛАСТЕЙ ПРИ ЗОВНІШНІХ ВПЛИВАХ

При нормальному законі розподілу параметрів допускова область приймає вигляд еліпсоїду [3]. Вплив