

6. Esteban J., Rebollar J. M. Generalized scattering matrix of generalized two-port discontinuities: application to four-port and nonsymmetric six-port couplers, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1991, Vol. 39, Oct., pp. 1725–1734.
7. Liang X.-P., Zaki K. A., Atia A. E. A rigorous three plane mode-matching technique for characterizing waveguide T-junctions, and its application in multiplexer design. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1991, Vol. 39, Dec., pp. 2138–2147.
8. Prokhoda I. G., Lozyanov V. I., Chumachenko V. P. Raschet H-ploskostnogo napravlennogo otvettivatelya s uchedom tolshhiny' obshhej stenky' mezhdru volnovodami, *Izv. vuzov. Radiofizika*, 1974, Vol. 17, No. 8, pp. 1214–1218.
9. Yakovlev A. B., Gnilenko A. B. Analysis of microstrip discontinuities using method of integral equations for overlapping regions. *IEE Proceedings. Microwaves, Antennas and Propagation*, 1997, Vol. 144, Dec, pp. 449–457.
10. Rud' L. A. Difrakciya voln na T-obraznom coedinenii pryamougol'ny'x volnovodov v H-ploskosti, *Radiotekhnika i elektronika*, 1984, Vol. 29, No. 9, pp. 1711–1719.
11. Shestopalov V.P. Spektral'naya teoriya I vzbuzhdenie otkryty'x struktur. Kyiv, Naukova Dumka, 1987, 288 p.
12. Chumachenko V. P., Karaçuha E., Petrusenko I. V. Accurate analysis of waveguide junctions with rectangular coupling cavity, *Microwave and Optical Technology Letters*, 2001, Vol. 31, Oct., pp. 305–308.
13. Petrusenko I. V. Basic Properties of the Generalized Scattering Matrix of Waveguide Transformers. *Electromagnetics*, 2006, Vol. 26, pp. 601–614.
14. Shestopalov V. P., Kirilenko A. A., Masalov S.A. Matrichny'e uravneniya tipa svertki v teorii difrakcii. Kyiv, Naukova Dumka, 1984, 296 p.
15. Gradshteyn I. S., Ryzhik I. M. Table of integrals, series, and products. New York, Academic Press, 1994, 1204 p.
16. Mittra R., Lee S. W. Analytical Techniques in the Theory of Guided Waves. New York, Macmillan, 1971, 302 p.
17. Trenogin V.A. Funkcional'ny'j analiz. Moscow, Nauka, 1980, 496 p.
18. Gribanov Yu. I. Koordinatny'e prostranstva i beskonechny'e sistemy' linejny'x uravnenij. III., *Izv. vuzov. Matematika*, 1963, No.3(34), pp.27–39.
19. Gabdulxayev B. G. Teoriya priblizhenny'x metodov resheniya operatorny'x uravnenij. Kazan', Kazansky'j gosudarstvenny'j universitet, 2006, 112 p.

УДК 621.372.81

Самойлик С. С.¹, Бондарев В. П.²¹Асистент Запорозького національного технічного університету²Канд. физ.-мат. наук, доцент Запорозького національного технічного університету

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА С КУСОЧНО-ОДНОРОДНЫМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

В статье рассмотрено развитие метода интегральных уравнений макроскопической электродинамики, позволяющего строго решать электродинамические задачи для резонаторных структур с произвольным числом диэлектрических неоднородностей. Исследованы структуры поля в резонаторе и возможности получения его равномерного распределения при одномодовом и многомодовом режимах работы. Используя метод интегральных уравнений, вычислены комплексные частоты низших типов резонатора с пятью прямоугольными диэлектрическими вставками, представляющими собой кювету, заполненную веществом. Показано, что даже при больших диэлектрических проницаемостях вещества метод имеет быструю сходимость. Предложенное развитие метода позволяет оптимизировать параметры резонатора при решении конкретных практических вопросов. Расчет параметров таких устройств представляет собой сложную электродинамическую задачу, особенно, если учитывать комплексный характер диэлектрической проницаемости неоднородностей.

Ключевые слова: прямоугольный резонатор, распределение поля, собственная частота.

ВВЕДЕНИЕ

В технике СВЧ широко используются конструкции с диэлектрическим заполнением [1–4]. Для обеспечения равномерности прохождения реакций и соответствующих биологических процессов в СВЧ химии и СВЧ биологии, требуется равномерность нагрева соответствующих структур, что возможно обеспечить только при равномерном распределении поля в резонаторной камере. Представляет интерес исследование структуры поля в резонаторе и возможности получения равномерного

распределения напряженности поля. В данной работе рассчитывалась структура поля при одномодовом и многомодовом режимах работы.

В представленной работе рассматривается неполное заполнение резонатора диэлектриками с различными свойствами, геометрической структурой и взаимным расположением внутри резонатора.

Расчет параметров таких устройств представляет собой сложную электродинамическую задачу, особенно, если учитывать комплексный характер диэлектрической проницаемости неоднородностей.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

В представленной статье расчет параметров прямоугольного резонатора со сложной формой диэлектрического заполнения решается методом интегральных уравнений макроскопической электродинамики [5, 6]. Этот метод позволяет учитывать как параметры каждого из диэлектриков, так и его геометрическую форму.

В качестве математической модели выбран резонатор, содержащий пять неоднородностей в форме параллелепипедов с заданными комплексными диэлектрическими проницаемостями, как показано на рис. 1.

Электромагнитное поле в резонаторе удовлетворяет интегральным уравнениям для каждой (i -той) неоднородности:

$$\begin{aligned} \vec{E}^{(i)}(\vec{r}, t) = & \vec{E}_0(\vec{r}, t) - \varepsilon_0 \mu_0 \sum_{i=1}^5 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t dt' \times \\ & \times \int_{V_i} G(\vec{r}, t, \vec{r}', t') \cdot (\hat{\varepsilon}_i - \varepsilon) \vec{E}^{(i)}(\vec{r}', t') d\vec{r}', \end{aligned} \quad (1)$$

где $\vec{E}_0(\vec{r}, t)$ – начальное поле в резонаторе, $G(\vec{r}, t, \vec{r}', t')$ – скалярная функция Грина прямоугольного резонатора, ε – относительная диэлектрическая проницаемость вещества, заполняющего резонатор, $\hat{\varepsilon}_i$ – комплексная диэлектрическая проницаемость i -той неоднородности, V_i – объем, занимаемый i -той неоднородностью.

Решение интегрального уравнения для напряженности электрического поля будем искать в виде разложения по собственным функциям прямоугольной области:

$$E^{(i)}(\vec{r}, t) = \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} E_{\alpha\beta}^{(i)}(t) \cdot \sin\left(\frac{\alpha\pi}{a} x\right) \cdot \sin\left(\frac{\beta\pi}{l} z\right), \quad (2)$$

где $E_{\alpha\beta}^{(i)}(t)$ – мгновенные значения амплитуд типов колебаний.

Для рассматриваемой структуры функция Грина, в общем случае тензорная, имеет только диагональные элементы, которые должны удовлетворять граничным условиям на стенках резонатора, накладываемым на соответ-

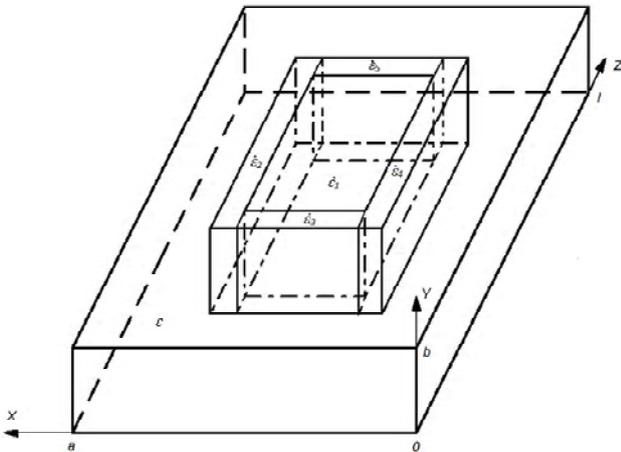


Рис. 1. Резонатор с кусочно-однородными диэлектрическими включениями

ствующую компоненту поля. Поэтому функцию Грина $G(\vec{r}, t, \vec{r}', t')$ с условием ортогональности и нормировки в области $0 \leq x \leq a, 0 \leq z \leq l$ можно представить в виде:

$$G(\vec{r}, t, \vec{r}', t') = \frac{4}{\varepsilon a l \varepsilon_0 \mu_0} \sum_{m,n=1}^{\infty} \left(\frac{\sqrt{\varepsilon}}{\omega_{mn}} \sin\left(\frac{\omega_{mn}}{\sqrt{\varepsilon}}(t-t')\right) \cdot \Phi_{mn}(x, z) \cdot \Phi_{mn}(x', z') \right), \quad (3)$$

где a, l – размеры прямоугольного резонатора,

$\omega_{mn} = c \cdot \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{l}\right)^2}$ – собственные частоты резонатора,

$\Phi_{mn} = \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi}{l} z\right)$ – собственные функции, c – скорость света в вакууме.

Подстановка представления поля (2) и функции Грина (3) для рассматриваемой структуры в (1) дает следующие выражения:

$$\begin{aligned} \sum_{m,n=1}^{\infty} \dot{E}_{mn}^{(1)}(t) \cdot \Phi_{mn}(x, z) = & E_0(t, x, z) - \\ & - \varepsilon_0 \mu_0 \sum_{i=1}^5 \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t dt' \int_{V_i} \frac{4}{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon a l} \sum_{m,n=1}^{\infty} \frac{\sin(\tilde{\omega}_{mn}(t-t'))}{\tilde{\omega}_{mn}} \times \right. \\ & \times \Phi_{mn}(x, z) \cdot \Phi_{mn}(x', z') \cdot (\hat{\varepsilon}_i - \varepsilon) \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} \dot{E}_{\alpha\beta}^{(i)}(t') \cdot \\ & \left. \Phi_{\alpha\beta}(x', z') dx' dz' \right], \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \sum_{m,n=1}^{\infty} \dot{E}_{mn}^{(5)}(t) \cdot \Phi_{mn}(x, z) = & E_0(t, x, z) - \varepsilon_0 \mu_0 \sum_{i=1}^5 \times \\ & \times \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t dt' \int_{V_i} \frac{4}{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon a l} \sum_{m,n=1}^{\infty} \frac{\sin(\tilde{\omega}_{mn}(t-t'))}{\tilde{\omega}_{mn}} \times \right. \\ & \left. \times \Phi_{mn}(x, z) \cdot \Phi_{mn}(x', z') \cdot (\hat{\varepsilon}_i - \varepsilon) \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} \dot{E}_{\alpha\beta}^{(i)}(t') \cdot \Phi_{\alpha\beta}(x', z') dx' dz' \right], \end{aligned}$$

где введено обозначение $\tilde{\omega}_{mn} = \frac{\omega_{mn}}{\sqrt{\varepsilon}}$.

После вычисления интегралов по пространственным координатам и некоторых преобразований, получаем:

$$\begin{aligned} \sum_{m,n=1}^{\infty} \dot{E}_{mn}^{(1)}(t) \cdot \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi}{l} z\right) = & E_0(t) \cdot \sin\left(\frac{m_0\pi}{a} x\right) \cdot \sin\left(\frac{n_0\pi}{l} z\right) - \\ & - \sum_{i=1}^5 \left[\frac{\hat{\varepsilon}_i - \varepsilon}{\varepsilon} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t \sum_{m,n=1}^{\infty} \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} A^{(i)}_{mn,\alpha\beta} \frac{\sin(\tilde{\omega}_{mn}(t-t'))}{\tilde{\omega}_{mn}} \times \right. \\ & \left. \times \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi}{l} z\right) \cdot \dot{E}_{\alpha\beta}^{(i)}(t') dt' \right], \end{aligned} \quad (5)$$

$$\sum_{m,n=1}^{\infty} \dot{E}_{mn}^{(5)}(t) \cdot \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi}{l}z\right) = E_0(t) \cdot \sin\left(\frac{m_0\pi}{a}x\right) \cdot \sin\left(\frac{n_0\pi}{l}z\right) - \sum_{i=1}^5 \left[\frac{\dot{\epsilon}_i - \epsilon}{\epsilon} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t \sum_{m,n=1}^{\infty} \sum_{\alpha,\beta=1}^{\infty} A^{(i)}_{mn,\alpha\beta} \frac{\sin(\tilde{\omega}_{mn}(t-t'))}{\tilde{\omega}_{mn}} \times \right. \\ \left. \times \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi}{l}z\right) \cdot \dot{E}_{\alpha\beta}^{(i)}(t') dt' \right],$$

где $A^{(i)}_{mn,\alpha\beta}$ – коэффициент, учитывающий геометрию i -той неоднородности, m_0, n_0 – индексы, определяющие начальный тип колебания в резонаторе.

Учитывая ортогональность собственных функций резонатора по координатам x и z на соответствующих отрезках $0 \leq x \leq a, 0 \leq z \leq l$ из (5), получим систему интегральных уравнений относительно неизвестных функций $E_{mn}^{(i)}(t)$, которые можно переписать в следующем виде:

$$E^{(1)}_p(t) = E_{p_0}(t) \cdot \delta_{pp_0} - \frac{1}{\tilde{\omega}_p} \sum_{i=1}^5 \times \left[\frac{\dot{\epsilon}_i - \epsilon}{\epsilon} \sum_{q=1}^{\infty} A^{(i)}_{pq} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t \sin(\tilde{\omega}_{mn}(t-t')) \cdot \dot{E}^{(i)}_q(t') dt' \right\}, \right. \\ E^{(5)}_p(t) = E_{p_0}(t) \cdot \delta_{pp_0} - \frac{1}{\tilde{\omega}_p} \sum_{i=1}^5 \times \left[\frac{\dot{\epsilon}_i - \epsilon}{\epsilon} \sum_{q=1}^{\infty} A^{(i)}_{pq} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t \sin(\tilde{\omega}_{mn}(t-t')) \cdot \dot{E}^{(i)}_q(t') dt' \right\}, \right.$$

где $p=1, 2, 3, \dots$, под индексами p, p_0, q необходимо понимать совокупность индексов $m, n; m_0, n_0; \alpha, \beta$ соответственно, δ_{pp_0} – символ Кронекера.

Линейно независимые решения системы (6) представим в виде:

$$E^{(i)}_p(t) = \sum_{r=1}^{\infty} \left(E_{rp}^+ \cdot e^{j\tilde{\omega}_r t} + E_{rp}^- \cdot e^{-j\tilde{\omega}_r t} \right), \quad (7)$$

где α, β – свернуты в $p, \tilde{\omega}_r = \omega' + j\omega''$ – собственные комплексные частоты соответствующих r -типов колебаний, $r=1, 2, 3, \dots$

Подставляя (7) в систему уравнений (6) и выполняя необходимые преобразования, получим две системы

уравнений. Первая система является однородной и позволяет вычислить собственные комплексные частоты резонатора и отношения амплитуд возбуждаемых колебаний. Вторая система является неоднородной и позволяет определить абсолютные значения амплитуды колебаний, возбуждаемых в резонаторе при заданном $E_0(r,t)$:

$$\sum_{q=1}^{\infty} \left[\left(\frac{\dot{\epsilon}_1 - \epsilon}{\epsilon} \frac{\omega_r^2}{\omega_r^2 - \tilde{\omega}_p^2} A_{pq}^{(1)} + \delta_{pq} \right) E_q^{+(1)} + \sum_{i=2}^5 \left(\frac{\dot{\epsilon}_i - \epsilon}{\epsilon} \frac{\omega_r^2}{\omega_r^2 - \tilde{\omega}_p^2} A_{pq}^{(i)} \right) E_q^{+(i)} \right] = 0 \quad (8)$$

$$\sum_{q=1}^{\infty} \left[\left(\frac{\dot{\epsilon}_1 - \epsilon}{\epsilon} \frac{\omega_r^2}{\omega_r^2 - \tilde{\omega}_p^2} A_{pq}^{(1)} \right) E_q^{+(1)} + \sum_{i=2}^5 \left(\frac{\dot{\epsilon}_i - \epsilon}{\epsilon} \frac{\omega_r^2}{\omega_r^2 - \tilde{\omega}_p^2} A_{pq}^{(i)} \right) E_q^{+(i)} \right] = 0, \\ \sum_{i=1}^5 \sum_{q=1}^{\infty} \left(\frac{\omega_r + \tilde{\omega}_p}{\omega_r^2} E_{\alpha\beta}^{+(i)} - \frac{\omega_r - \tilde{\omega}_p}{\omega_r^2} E_q^{-(i)} \right) = \frac{2}{\tilde{\omega}_p} E_{p_0}^+ \\ \sum_{i=1}^5 \sum_{q=1}^{\infty} \left(\frac{\omega_r - \tilde{\omega}_p}{\omega_r^2} E_q^{+(i)} - \frac{\omega_r + \tilde{\omega}_p}{\omega_r^2} E_q^{-(i)} \right) = \frac{2}{\tilde{\omega}_p} E_{p_0}^-, \quad (9)$$

где $p = 1, 2, 3, \dots$

Коэффициенты $A^{(i)}_{pq}$ учитывают геометрию неоднородности, верхний индекс указывает на номер неоднородности. При этом коэффициенты $A^{(i)}_{pq}$ учитывают также место расположения неоднородностей внутри резонатора. При необходимости изменения формы одной из неоднородностей или ее расположения, достаточно пересчитать только этот коэффициент, все остальные соотношения остаются неизменными.

2 ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Численные результаты были получены для резонатора сантиметрового диапазона, геометрические размеры (a, b, l) которого $72 \times 34 \times 86,4$ мм, с расположенным в центре резонатора диэлектрическим заполнением $\epsilon_1 = 4$ с размерами $64 \times 26 \times 78,4$ мм и диэлектрическими пластинами толщиной 4 мм, расположенными по периметру $\epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon_4 = \epsilon_5 = 140$, как показано на рис. 1. Для этих параметров получены значения комплексных резонансных частот, нормированные к $\frac{\omega_r a}{c}$, значения которых приведены в табл. 1.

Таблица 1. Нормированные комплексные резонансные частоты для разных типов колебаний

Количество учитываемых типов колебаний						
Нормированные частоты	3		5		7	
	Re	Im	Re	Im	Re	Im
	2,022359	0,124206	2,022262	0,124168	2,022206	0,124146
	3,003085	0,181801	3,002295	0,181527	3,001689	0,181248
	3,334804	0,199889	3,333169	0,1992401	3,3319600	0,1987720
			3,979702	0,2324316	3,978888	0,232954
			4,123977	0,2458618	4,119565	0,242285
					4,8465700	0,2758617
					5,256572	0,297683

Расчет амплитуд полей показал, что $E_{rp}^+ = E_{rp}^-$ и поэтому соотношение для мгновенного значения поля в резонаторе с учетом комплексного характера собственных частот может быть записано в следующем виде:

$$E^{(i)}(x, z, t) = \sum_{r=1}^{\infty} \sum_{m,n=1}^{\infty} \left| \dot{E}_{r,mn}^{(i)} \right| e^{-\omega_r'' t} \times \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi}{l} z\right) \cdot \cos(\omega_r' t + \varphi_{r,mn}), \quad (10)$$

где $tg(\varphi_{r,mn}) = \frac{\text{Im}(\dot{E}_{r,mn})}{\text{Re}(\dot{E}_{r,mn})}$.

В формуле (10) суммирование производится как по числу собственных частот резонатора, так и по количеству учитываемых типов колебаний.

Структура поля в резонаторе с неоднородным заполнением (рис. 1) представлена на рис. 2 при возбуждении на частоте основной гармоники колебания H_{101} . На графике видно, что благодаря диэлектрическим вставкам, расположенным вдоль длинных стенок резонатора, при определенных их параметрах (толщина, диэлектрическая проницаемость, удаленность от длинной стенки) удается получить равномерное распределение поля в сечении, проходящем через центр резонатора. Ширина этой зоны составляет порядка $0,8a$ (больше половины широкой стенки). Удаленность диэлектрических пластин от стенки резонатора соответствует 0 мм – линия 1, 2 мм – 2, 4 мм – 3, 6 мм – 4. При этом наиболее оптимальным значением для получения равномерного распределения поля является расстояние от стенок, равное 4 мм.

Представленный метод позволяет получить структуру поля не только для одномодового режима, но и учитывать высшие типы колебаний, возникающие в резонаторе, как показано на рис. 3.

Из графика видно, что при многомодовом режиме работы резонатора ширина зоны, в которой наблюдается равномерность поля, значительно сужается и составляет порядка $0,2a$, что обусловлено значительным вкладом в структуру поля третьей моды колебания.

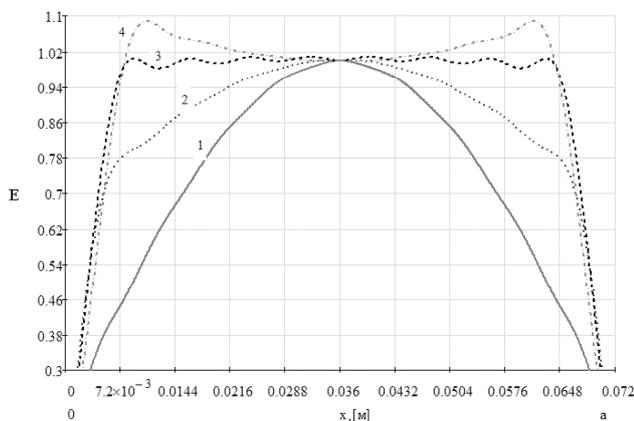


Рис. 2. Распределение нормированной напряженности электрического поля в резонаторе для одномодового режима при $\epsilon_1 = 4, \epsilon_2 \dots \epsilon_5 = 140$

На рис. 3 структура поля построена при тех же параметрах диэлектриков, что и при одномодовом режиме.

Структура поля для резонатора, заполненного веществом с диэлектрическим заполнением $\epsilon_1 = 8$, показана на рис. 4 и 5. С увеличением диэлектрической проницаемости вещества, становится труднее получить равномерное распределение поля, которое достигается при большем удалении пластин от стенок резонатора (при 6 мм). Структуры полей при одномодовом и многомодовом режимах представлены на рис. 4, 5, соответственно.

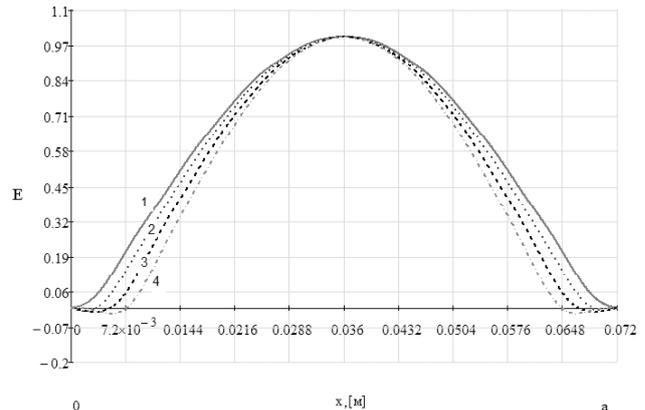


Рис. 3. Распределение нормированной напряженности электрического поля в резонаторе для многомодового режима при $\epsilon_1 = 4, \epsilon_2 \dots \epsilon_5 = 140$

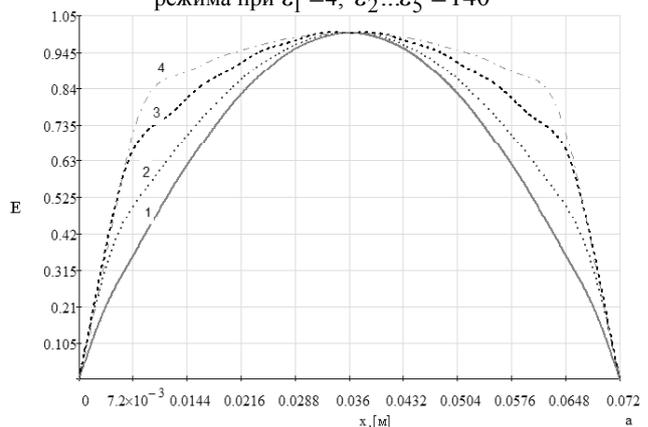


Рис. 4. Распределение нормированной напряженности электрического поля в резонаторе для одномодового режима при $\epsilon_1 = 8, \epsilon_2 \dots \epsilon_5 = 140$

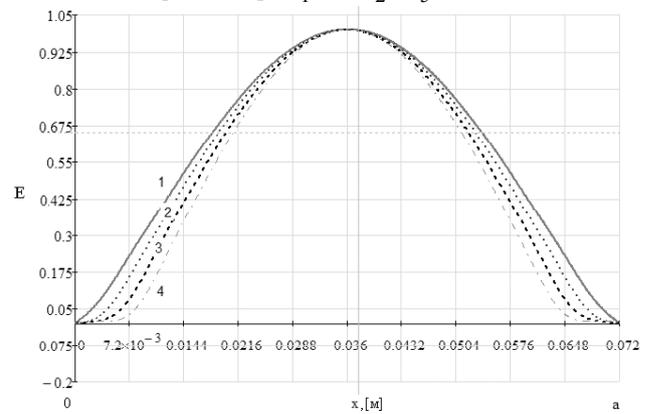


Рис. 5. Распределение нормированной напряженности электрического поля в резонаторе для многомодового режима при $\epsilon_1 = 8, \epsilon_2 \dots \epsilon_5 = 140$

ВЫВОДЫ

В статье рассмотрено развитие метода интегральных уравнений макроскопической электродинамики, позволяющего строго решать электродинамические задачи для резонаторных структур с произвольным числом диэлектрических неоднородностей.

Используя метод интегральных уравнений, вычислены комплексные частоты низших типов резонатора с пятью прямоугольными диэлектрическими вставками, представляющими собой кювету, заполненную веществом.

Показано, что даже при больших диэлектрических проницаемостях вещества метод имеет быструю сходимость.

Метод позволяет оптимизировать параметры резонатора при решении конкретных практических вопросов. Численный анализ, проведенный в работе, позволил определить амплитуды низших типов колебаний и построить структуру поля в сечении резонатора.

В работе показано, что изменяя диэлектрическую проницаемость вставок и их геометрические размеры, можно получить равномерное распределение поля на участке шириной до $0,8 a$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев, А. М. Математическое моделирование взаимодействия СВЧ излучения с влажосодержащими плоскими слоистыми средами. Ч. 1. / А. М. Афанасьев, В. В. Подгорный, Б. Н. Сипливый, В. В. Яцышен // Изв. вузов. Электротехника. – 2001. – № 2. – С. 14–21.
2. Капилевич Б. Ю. Волноводно-диэлектрические фильтрующие структуры: [справочник] / Б. Ю. Капилевич, Е. Р. Требехин. – М.: Радио и связь, 1990. – 272 с.
3. Рикенглаз, Л. Э. К теории распространения СВЧ электромагнитных полей в диэлектриках с малыми потерями // Журнал технической физики. – 1974. – Т. 44. – С. 1125.
4. Степанов, В. В. Оптимизация равномерного распределения СВЧ энергии в частично заполненном резонаторе / Степанов В. В. // Материалы 10-й Международной Крымской конференции [«СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии»], (Украина, Крым, Севастополь, 11–15 сентября, 2000). – Севастополь: Севастопольский национальный технический университет, 2000. – С. 596.
5. Хижняк, Н. А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики / Хижняк Н. А. – К.: Наукова думка, 1986. – 279 с.
6. Samoilyk, S. S. Complex frequencies of the rectangular resonator with the arbitrary number of the dielectric heterogeneities / S. S. Samoilyk, V. P. Bondaryev // Proceedings of 6th International Conference [«Antenna Theory and Techniques»], (Ukraine, the Crimea, Sevastopol, September 17–21, 2007). – Sevastopol: Sevastopol National Technical University, 2007. – P. 152–154.

Стаття надійшла до редакції 22.08.2012.

Самойлик С. С., Бондарев В. П.

ЕЛЕКТРОМАГНІТНЕ ПОЛЕ ПРЯМОКУТНОГО РЕЗОНАТОРА З КУСКОВО-ОДНОРІДНИМИ ДІЕЛЕКТРИЧНИМИ ВКЛЮЧЕННЯМИ

У статті розглянуто розвиток методу інтегральних рівнянь макроскопічної електродинаміки, що дозволяє строго вирішувати електродинамічні задачі для резонаторних структур з довільним числом діелектричних неоднорідностей. Дослідже-

но структури поля в резонаторі і можливості отримання його рівномірного розподілу при одномодовому і багатомодовому режимах роботи. Використовуючи метод інтегральних рівнянь, обчислені комплексні частоти нижчих типів резонатора з п'ятьма прямокутними діелектричними вставками, що представляють собою кювету, заповнену речовиною. Показано, що навіть при великих значеннях діелектричної проникності речовини метод має швидку збіжність. Запропонований розвиток методу дозволяє оптимізувати параметри резонатора при вирішенні конкретних практичних питань. Розрахунок параметрів таких пристроїв являє собою складну електродинамічну задачу, особливо, якщо враховувати комплексний характер діелектричної проникності неоднорідностей.

Ключові слова: прямокутний резонатор, розподіл поля, власна частота.

Samoilyk S. S., Bondaryev V. P.

ELECTROMAGNETIC FIELD OF RECTANGULAR RESONATOR WITH PIECEWISE-HOMOGENEOUS DIELECTRIC INCLUSIONS

The paper considers the development of method of integral equations of macroscopic electrodynamics, allowing to strictly solve electrodynamic problems for the resonator structures with an arbitrary number of dielectric non-homogeneities. The structures in the resonator and the possibility of its uniform distribution in the single-mode and multi-mode operation have been studied. Using the method of integral equations, the complex frequencies of the lower cavity with five types of rectangular dielectric inserts, representing a cell filled with the substance, have been calculated. It was shown that even with a large dielectric permittivity of the material method has fast convergence. The proposed development of a method allows optimizing the parameters of the resonator in solving definite practical issues. Calculation of the parameters of such devices is a complicated electrodynamic problem, especially given the complexity of the dielectric permittivity of the non-homogeneities.

Key words: field distribution, eigenfrequency, rectangular resonator.

REFERENCES

1. Afanas'ev A. M., Podgorniy V. V., Sipliviy B. N., Jacyshen V. V. Matematicheskoe modelirovanie vzaimodejstviya SVCh izlucheniya s vlagosoderzhawimi ploskimi sloisty'mi sredami. Ch. 1, *Izv.vuzov. Jelektrotehnika*, 2001, № 2, pp. 14–21.
2. Kapilevich B. Ju., E. R. Trebehin *Volnovodno-die'lektricheskie fil'trujuvie struktury'*: [spravochnik]. Moscow, Radio i svjaz', 1990, 272 p.
3. Rikenglaz L. Je. K teorii rasprostraneniya SVCh e'lektromagnitny'h polej v die'lektrikah s malymi poterjami, *Zhurnal tehniche'skoj fiziki*, 1974, T. 44, P. 1125.
4. Stepanov V. V. Optimizacija ravnornernogo raspredelenija SVCh e'nergii v chastichno zapolnennom rezonatore. *Materialy 10-j Mezhdunarodnoj Kry'mskoj konferencii [«SVCh-tehnika i telekommunikacionny'e tehnologii»]*, (Ukraina, Kry'm, Sevastopol', 11–15 sentjabrja, 2000), Sevastopol', Sevastopol'skij nacional'nyj tehniceskij universitet, 2000, P. 596.
5. Hizhnjak N. A. Integral'ny'e uravnenija makroskopicheskoj e'lektrodinamiki. Kiev, Naukova dumka, 1986, 279 p.
6. Samoilyk S. S., Bondaryev V. P. Complex frequencies of the rectangular resonator with the arbitrary number of the dielectric heterogeneities, *Proceedings of 6th International Conference [«Antenna Theory and Techniques»]*, (Ukraine, the Crimea, Sevastopol, September 17–21, 2007), Sevastopol, Sevastopol National Technical University, 2007, P. 152–154.