

РАДИОТЕХНИКА, СИСТЕМЫ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИЙ, АНТЕННЫ И УСТРОЙСТВА СВЧ

УДК 621.372.413

В.Ф. Барина¹, Ю.Г. Белов¹, М.Ю. Звездова², И.А. Нефедьев¹

О СХОДИМОСТИ АЛГОРИТМА РАСЧЕТА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА МЕТОДОМ ЧАСТИЧНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева¹,
ОАО «ГИПРОГАЗЦЕНТР»²

Рассмотрен диэлектрический резонатор, расположенный на диэлектрической подложке в цилиндрическом экране. Приведена постановка задачи расчета характеристик резонатора на основе метода частичных областей, представлены результаты исследования внутренней сходимости расчетного алгоритма.

Ключевые слова: экранированный диэлектрический резонатор, метод частичных областей, резонансная частота, добротность.

Металлодиэлектрические резонаторы (МДР) применяются в составе различных радиоэлектронных устройств: в СВЧ-усилителях, автогенераторах, фильтрах и др. [1–3]. Для расчета характеристик МДР (резонансных частот колебаний, структур их полей, добротности) широко используется метод частичных областей (МЧО). Резонансный объем разбивается на области таким образом, чтобы в каждой из них можно было поставить краевую задачу и определить полный набор собственных функций.

В настоящей работе рассматривается применение МЧО для расчета колебательной системы, используемой в конструкциях СВЧ-автогенераторов [3]. Она представляет собой цилиндрический экран, в котором соосно расположен диэлектрический резонатор (ДР) на диэлектрической подложке (рис. 1, а). На подложке также размещаются элементы микрополосковой схемы автогенератора. В настоящей работе влияние этих элементов на характеристики ДР не учитывается.

На рис. 1, б, в показаны два варианта разбиения резонансного объема МДР на частичные области (ЧО). Эти варианты наиболее широко применяются в настоящее время при расчете металлодиэлектрических структур.

В варианте, показанном на рис. 1, б, горизонтальными плоскостями резонансный объем разбивается на отрезки круглых экранированных волноводов: области 1 и 4 – короткозамкнутые с одного конца отрезки, соответственно полого и однородно заполненного круглого волноводов; области 2 и 3 в совокупности являются отрезками круглого волновода с диэлектрическим стрежнем. В варианте, показанном на рис. 1, в, используется «вертикальное» разбиение. Цилиндрической поверхностью $r = a$ резонансный объем разбивается на отрезки слоистых радиальных волноводов: области 1, 2, 3 образуют отрезок трехслойного радиального волновода (I), области 4 и 5 – короткозамкнутый отрезок двухслойного радиального волновода (II).

Следует отметить, что алгоритмы на основе двух последних вариантов разбиений не-

равноценны по вычислительной сложности. При «горизонтальном» разбиении (рис. 1, б) одной из ЧО является отрезок круглого экранированного двухслойного волновода (КЭДВ). Поэтому при вычислении резонансной частоты МДР на каждом шаге итерационного процесса необходимо рассчитывать собственные числа краевой задачи из дисперсионного уравнения КЭДВ. Алгоритм решения этого уравнения является достаточно сложным. Кроме того, при определенных параметрах диэлектрического заполнения в определенных частотных диапазонах некоторые собственные числа оказываются [4] комплексными. К другим особенностям КЭДВ, которые необходимо учитывать при решении задачи о расчете МДР, относят явления аномальной дисперсии и вырождения типов волн [5]. Названные особенности КЭДВ приводят к целому ряду вычислительных проблем при практической реализации алгоритма решения характеристического уравнения МДР.

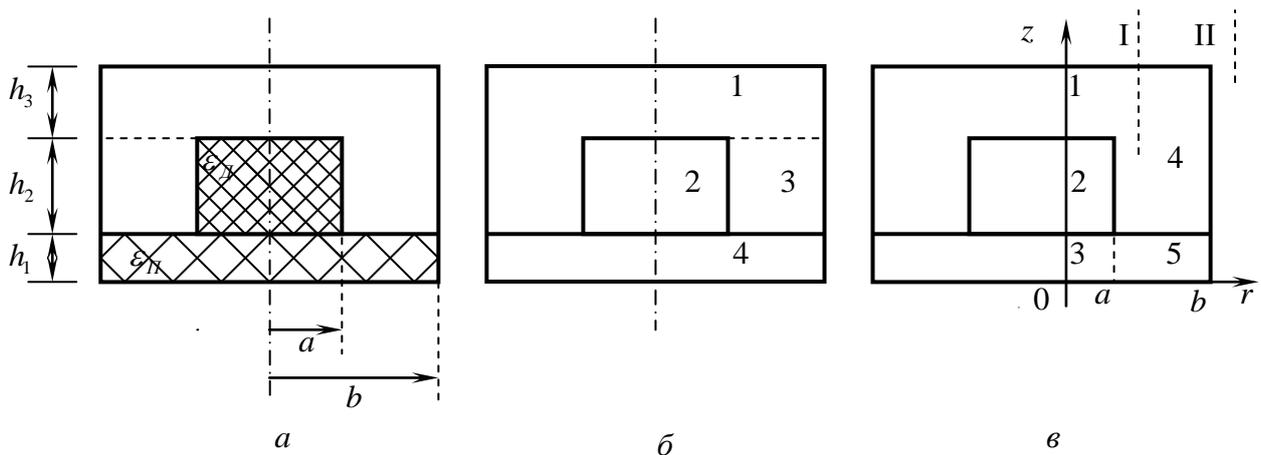


Рис. 1. Цилиндрический металлодиэлектрический резонатор (а) и варианты разбиения резонансного объема на частичные области (б, в)

Вариант МЧО, основанный на декомпозиции резонансного объема МДР на ЧО в виде отрезков радиальных слоистых волноводов (рис. 1, в) («вертикальное» разбиение) свободен от недостатков, свойственных варианту с «горизонтальным» разбиением. Во-первых, дисперсионные уравнения LM - и LE -волн в радиальном слоистом волноводе (решение этих уравнений необходимо на каждом шаге итерационного процесса вычисления резонансной частоты МДР) существенно проще, чем дисперсионное уравнение HE - и EH -волн круглого слоистого волновода. Во-вторых, собственные волны радиальных слоистых волноводов обладают целым рядом свойств, существенно отличающихся от свойств волн круглых слоистых волноводов. Как известно [4], краевая задача, описывающая волны в плоскопараллельном волноводе, относится к классу самосопряженных.

Следовательно, в отсутствие диссипации энергии волновые числа таких волн могут быть либо чисто действительными, либо чисто мнимыми. В работе [6] показано, что дисперсионные характеристики LM - и LE -волн в прямоугольном слоистом волноводе не имеют особенностей (аномальная дисперсия, двух-, трехкратное вырождение), свойственных волнам круглого слоистого волновода. Свойства же волн радиального и прямоугольного слоистых волноводов тождественны, поскольку дисперсионные уравнения этих волноводов совпадают.

Таким образом, вариант МЧО, основанный на «вертикальном» разбиении, обладает существенными преимуществами при численной реализации, что обусловило его широкое применение, в том числе для резонаторов со сложным металлодиэлектрическим заполнением [7].

Важное общее свойство рассмотренных вариантов МЧО, обусловленное использованием базисов СФ слоистых волноводов, – это сильная зависимость скорости сходимости получаемых результатов от соотношения геометрических размеров резонансной структуры. Поэтому при практической реализации алгоритмов расчета характеристик МДР на основе этих вариантов МЧО большое значение имеет исследование сходимости значений резонанс-

ных частот и добротности колебаний, точности выполнения граничных условий в зависимости от числа СФ, учитываемых в ЧО. В настоящей работе представлены результаты таких исследований применительно к резонансной структуре (рис. 1, а) расчет которой производился на основе МЧО с «вертикальным» разбиением (рис. 1, в).

В резонаторе возбуждается основной тип колебаний – симметричное магнитное колебание, которое является рабочим в колебательных системах СВЧ - автогенераторов [3]. Это колебание имеет в каждой из ЧО структуры (рис. 1, в) три составляющие электромагнитного поля H_z , H_r и E_φ , которые выражаются через магнитный вектор Герца Π_z^h .

При составлении характеристического уравнения полагаем, что экран идеально проводящий, а диэлектрики ДР и подложки – без потерь. В дальнейшем при расчете добротности потери в металле экрана и диэлектриках будут учтены методом возмущений.

Выражения для магнитного вектора Герца Π_z^h в областях 1, 2 и 3 структуры (рис. 1, в), являющиеся решениями уравнения Гельмгольца в этих областях, представляем в виде бесконечных наборов по значениям собственных чисел β_{1p} , β_{2p} , β_{3p} краевой задачи трехслойного радиального волновода (p – номер собственного числа):

$$\begin{aligned} \Pi_{z1}^h &= \sum_{(p)} A_{1p} J_0(\chi_p r) \sin \beta_{1p} (z - H), \quad (H = h_1 + h_2 + h_3); \\ \Pi_{z2}^h &= \sum_{(p)} A_{2p} J_0(\chi_p r) \sin \beta_{2p} (z + \delta_p); \\ \Pi_{z3}^h &= \sum_{(p)} A_{3p} J_0(\chi_p r) \sin \beta_{3p} z. \end{aligned} \quad (1)$$

В областях 4 и 5 выражения для Π_z^h строятся аналогично в виде бесконечных наборов по значениям собственных чисел β_{4q} , β_{5q} краевой задачи двухслойного радиального волновода (q – номер собственного числа):

$$\begin{aligned} \Pi_{z4}^h &= \sum_{(q)} B_q R_0(\alpha_q r) \sin \beta_{4q} (z - H); \\ \Pi_{z5}^h &= \sum_{(q)} C_q R_0(\alpha_q r) \sin \beta_{5q} z. \end{aligned} \quad (2)$$

В (1) и (2) обозначено: A_{1p} , A_{2p} , A_{3p} , B_q , C_q и δ_q – неизвестные постоянные; $R_0(\alpha_q r) = J_0(\alpha_q r) \cdot N_0'(\alpha_q b) - J_0'(\alpha_q b) \cdot N_0(\alpha_q r)$; $J_0(x)$ и $N_0(x)$ – соответственно функции Бесселя и Неймана нулевого порядка; $J_0'(x) = dJ_0/dx$; $N_0'(x) = dN_0/dx$.

Волновые числа, входящие в (1) и (2), связаны между собой соотношениями

$$\beta_{1p}^2 = k^2 - \chi_p^2; \quad \beta_{2p}^2 = \varepsilon_d k^2 - \chi_p^2; \quad \beta_{3p}^2 = \varepsilon_n k^2 - \chi_p^2; \quad (3, a)$$

$$\beta_{4p}^2 = k^2 - \alpha_q^2; \quad \beta_{5p}^2 = \varepsilon_n k^2 - \alpha_q^2, \quad (3, б)$$

где $k = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ – волновое число в свободном пространстве ($\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м); ε_d и ε_n – относительные диэлектрические проницаемости материала ДР и подложки. При записи выражений (1) и (2) учтено условие равенства нулю тангенциальной составляющей электрического поля на поверхности металлического экрана:

$$E_\varphi |_{S_3} = 0 (E_\varphi \sim \partial \Pi_z^h / \partial r).$$

Для составления характеристического уравнения используем условия непрерывности тангенциальных составляющих полей на границах частичных областей. Из условий непрерывности составляющих E_φ и H_r на границах областей 1 и 2, 2 и 3 (рис. 1, в) получаем уравнение

$$\frac{\text{tg} \beta_{3p} h_1}{\beta_{3p}} + \frac{\frac{\text{tg} \beta_{1p} h_3}{\beta_{1p}} + \frac{\text{tg} \beta_{2p} h_2}{\beta_{2p}}}{1 - \frac{\beta_{2p}}{\beta_{1p}} \text{tg} \beta_{1p} h_3 \cdot \text{tg} \beta_{2p} h_2} = 0. \quad (4)$$

Уравнение (4) совместно с соотношениями

$$\beta_{2p}^2 = \beta_{1p}^2 + k^2 \cdot (\epsilon_d - 1); \beta_{3p}^2 = \beta_{1p}^2 + k^2 \cdot (\epsilon_n - 1), \quad (5)$$

которые следуют из (3, а), позволяют определить значения продольных волновых чисел β_{1p} , β_{2p} , β_{3p} и поперечного волнового числа $\chi_p = \sqrt{k^2 - \beta_{1p}^2}$ ($p=1, 2, 3, \dots$ – номер решения уравнения (4)) волн радиального волновода I (рис. 1, в).

Аналогичным образом, используя условия непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей на границе областей 4 и 5 (рис. 1, в) получаем уравнение

$$\frac{\text{tg}\beta_{4q}(h_2 + h_3)}{\beta_{4q}} + \frac{\text{tg}\beta_{5q}h_1}{\beta_{5q}} = 0. \quad (6)$$

Это уравнение совместно с соотношением

$$\beta_{5q}^2 = \beta_{4q}^2 + k^2(\epsilon_{II} - 1), \quad (7)$$

которое следует из (3, б), позволяет определить значения продольных волновых чисел β_{4q} , β_{5q} и поперечного волнового числа $\alpha_q = \sqrt{k^2 - \beta_{4q}^2}$ ($q=1, 2, 3, \dots$ – номер решения уравнения (6)) волн радиального волновода II (рис. 1, в).

Условия непрерывности тангенциальных составляющих полей на цилиндрической границе радиальных волноводов I и II:

$$H_{zI} = H_{zII}|_{r=a}, E_{\phi I} = E_{\phi II}|_{r=a} \quad (8)$$

приводят к системе уравнений, содержащих функциональную зависимость от продольной координаты z . Для исключения этой зависимости используется условие ортогональности СФ радиальных волноводов I и II. В результате получается система однородных линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно неизвестных амплитудных коэффициентов в областях I–б. Исключая из этой системы все неизвестные коэффициенты, кроме A_{2p} , получаем однородную СЛАУ относительно этих коэффициентов:

$$\sum_{(p)} \chi_p A_{2p} J_0'(\chi_p a) [\alpha_q \frac{J_0'(\chi_p a)}{J_0(\chi_p a)} R_0(\alpha_q a) - \chi_p R_0'(\alpha_q a)] K_{pq} = 0, \quad (q = 1, 2, 3, \dots). \quad (9)$$

В уравнении (9) K_{pq} – коэффициенты разложения СФ радиального волновода I по СФ радиального волновода II.

Характеристическое уравнение резонатора получаем из условия нетривиальности решений СЛАУ (9), приравнявая нулю ее определитель:

$$\Delta_{PQ} = 0, \quad (10)$$

где P, Q – количество членов, учитываемых в рядах (1) и (2). При $P=Q=1$ уравнение (10) позволяет рассчитать значение резонансной частоты $f_{\text{рез}}$ МДР в первом (простейшем) приближении. При $P=Q=2, 3, 4, \dots$ получим значения $f_{\text{рез}}$ соответственно во 2-м, 3-м, 4-м и т.д. приближениях.

Расчет добротности МДР производим методом возмущений [8] с учетом потерь в диэлектриках ДР и подложки и в металле экрана:

$$Q = \omega_0 \frac{\sum_{(i)} W_i}{\sum_{(i)} P_{\text{Ди}} + \sum_{(i)} P_{\text{Ми}}}, \quad (11)$$

где ω_0 – резонансная частота; W_i – запасенная энергия; $P_{\text{Ди}}, P_{\text{Ми}}$ – мощности потерь, соответственно, в диэлектрике и в металле. В (11) при определении запасенной энергии суммирование производится по всем частичным областям МДР (рис. 1, в) ($i=1, 2, \dots, 5$), при определении мощности потерь в диэлектрике – по областям 2, 3 и 5, в металле – по областям 1, 3, 4, 5.

Для симметричного магнитного колебания, которое имеет единственную отличную от нуля составляющую электрического поля E_{ϕ} , удобно рассчитывать запасенную энергию электрического поля:

$$W_i = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_i \int_{V_i} |E_{\varphi i}|^2 dV, \quad (12)$$

где V_i – объем i -й частичной области; ε_i – относительная диэлектрическая проницаемость заполнения этой области.

В соответствии с методом возмущений записываем

$$P_{Di} = \frac{1}{2} \omega \varepsilon_0 \varepsilon_i \operatorname{tg} \delta_i \int_{V_i} |E_{\varphi i}|^2 dV, \quad P_{Mi} = \frac{1}{2} R_S \int_{S_i} |H_{\tau i}|^2 dS, \quad (13)$$

где $\operatorname{tg} \delta_i$ – тангенс угла диэлектрических потерь диэлектрика i -й частичной области; S_i – площадь поверхности металлического экрана i -й частичной области; $R_S = \sqrt{\omega \mu_0 / 2\sigma}$ – поверхностное сопротивление; σ – проводимость металла. В формулах (12) и (13) $E_{\varphi i}$ и $H_{\tau i}$ – амплитуды соответственно электрического и магнитного полей в резонаторе без потерь.

Расчет величины добротности по формулам (11)-(13) так же, как и резонансной частоты, из уравнения (10) можно произвести в различных приближениях в зависимости от числа СФ, учитываемых в рядах (1) и (2).

Поскольку выражения для определения резонансной частоты и добротности МДР записываются в незамкнутой форме, значительный интерес представляет исследование сходимости полученных расчетных алгоритмов в зависимости от числа учитываемых СФ. Далее представлены результаты такого исследования. Помимо исследования сходимости значений резонансной частоты и добротности, производилось также изучение точности выполнения граничных условий (8) на цилиндрической границе $r=a$ радиальных волноводов I и II (рис. 1, в). Следует отметить, что на плоских границах $z=h_1$ и $z=h_1+h_2$ (рис. 1, а) слоев в радиальных волноводах граничные условия выполняются точно в любом приближении, поскольку дисперсионные уравнения (4) и (6) волн в радиальных слоистых волноводах записываются в замкнутой форме.

Численные исследования проводились для МДР, входящего в состав колебательной системы транзисторного автогенератора 3-сантиметрового диапазона [3]. Резонатор диаметром 4,1 мм и толщиной 1,8 мм, изготовленный из высокочастотной керамики ТБНС ($\varepsilon_d=82$, $\operatorname{tg} \delta_d=3 \cdot 10^{-4}$), располагался в цилиндрическом экране с серебряным покрытием ($\sigma=5,7 \cdot 10^7$ См/м) на подложке микрополосковой платы из поликора ($\varepsilon_n=9,8$, $\operatorname{tg} \delta_n=10^{-4}$) толщиной 1 мм. Для удобства геометрические размеры структуры (рис. 1, а) были нормированы к радиусу a ДР: $h_1/a=0,488$; $h_2/a=0,876$. При проведении исследований варьировались размеры экрана: относительные диаметр b/a и высота, которая при фиксированных значениях h_1/a и h_2/a определяется величиной h_3/a .

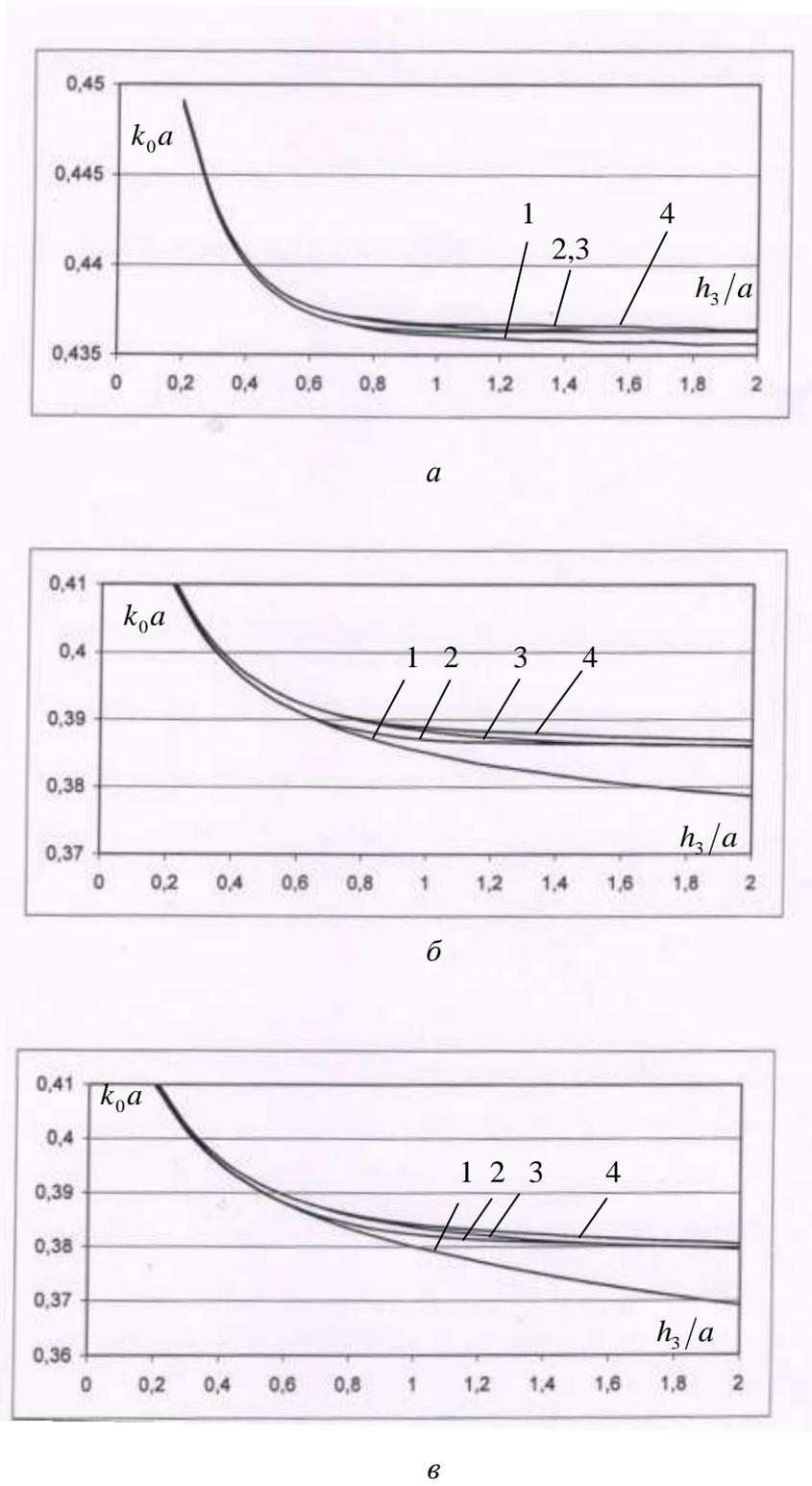
Рассмотрим результаты исследования сходимости решений характеристического уравнения (10). На рис. 2, а, б, в представлены графики зависимости нормированного к радиусу ДР резонансного волнового числа $k_0 a$ от размера h_3/a при трех различных значениях диаметра экрана b/a . Эти графики, по сути, представляют собой настроечные характеристики резонатора (рис. 1), так как на практике перестройка резонансной частоты обычно производится [3] изменением положения верхней крышки экрана. Цифрами 1, 2, 3 и 4 отмечены настроечные характеристики, рассчитанные соответственно в первом, втором, третьем и четвертом приближениях, т.е. с учетом от одной до четырех СФ в частичных областях структуры (рис. 1, в).

Из рис. 2, а–в видно, что с увеличением размеров экрана резонансная частота, как и следовало ожидать, уменьшается. Графики на рис. 2, а–в иллюстрируют хорошую сходимость решений характеристического уравнения: значения $k_0 a$, рассчитанные в третьем и четвертом приближениях, различаются не более, чем на 0,2%, в то время как различие значений, полученных в первом и четвертом приближениях, достигает 3%. Сходимость сильно зависит от размеров экрана: с увеличением высоты и радиуса экрана она ухудшается. Как и следовало ожидать, наилучшая сходимость решений характеристического уравнения имеет место, когда экран располагается близко к ДР (рис. 2, а).

Дополнительно было исследовано влияние на сходимость формы ДР, которая характеризуется величиной h_2/a . Так, для тонкого ДР ($h_2/a=0,2$) различие значений $k_0 a$ в первом и

четвертом приближениях составляет 3,1%, т.е. практически столько же, сколько при $h_2/a=0,876$, а для толстого ДР ($h_2/a=2,0$) это различие немного уменьшается (до 2,1%).

Таким образом, форма ДР не оказывает существенного влияния на скорость сходимости решений характеристического уравнения.



**Рис. 2. Графики зависимости резонансного волнового числа от положения верхней крышки экрана при различных значениях его диаметра:
а – $b/a = 1,2$; б – $b/a = 2,0$; в – $b/a = 5,0$**

Результаты расчета добротности МДР в различных приближениях представлены в табл. 1. Расчеты производились для ДР с размерами, указанными ранее. Высота экрана была выбрана равной 4,85 мм, что соответствует значению параметра $h_3/a=1,0$. Радиус экрана варьировался от 2,46 ($b/a=1,2$) до 10,25 мм ($b/a=5,0$).

Таблица 1

b/a	1,2	1,5	2,0	3,0	5,0
b , мм	2,46	3,075	4,10	6,15	10,25
$Q^{(1)}$	2283	2703	2897	2911	2916
$Q^{(2)}$	2208	2652	2791	2759	2766
$Q^{(3)}$	2204	2737	2988	3001	3006
$Q^{(4)}$	2205	2793	3126	3185	3186

Как видно из табл. 1, при увеличении радиуса экрана добротность растет. Аналогичный характер имеет зависимость добротности от расстояния h_3 до верхней крышки экрана. При удалении экрана от ДР добротность приближается к значению $1/\text{tg}\delta_d$, что свидетельствует о концентрации поля в диэлектрике резонатора.

Сходимость значений добротности ухудшается по мере роста радиуса экрана. Если при $b/a=1,2$ различие значений Q в первом и четвертом приближениях составляет 3,5%, то при $b/a=5,0$ оно возрастает до 9%. Этот результат позволяет предположить, что с увеличением номера приближения (с увеличением числа СФ, учитываемых в рядах (1) и (2)) довольно значительно изменяется структура электромагнитного поля в МДР.

Данное предположение подтверждают приведенные далее результаты исследования распределения электромагнитного поля в резонаторе. Это исследование проводилось с целью проверки точности выполнения граничных условий (8) на поверхности $r=a$ (рис. 1, в). Результаты расчетов при $h_3/a=1,0$ и разных размерах экрана представлены на рис. 3 ($b/a=1,2$) и рис. 4 ($b/a=5,0$). На них приведены графики зависимости от координаты z компонент $H_z^{(i)}$ и $E_\phi^{(i)}$ слева (при $r = a - 0$) и справа (при $r = a + 0$) от границы $r=a$, полученные в первом ($i = 1$), втором ($i = 2$), третьем ($i = 3$) и четвертом ($i = 4$) приближениях.

Как видно из графиков, характер зависимостей $H_z(z)$ и $E_\phi(z)$ с ростом приближения довольно существенно изменяется. Особенно это изменение заметно при большом радиусе экрана (рис.4). Точность выполнения граничных условий улучшается с ростом приближения. Однако, если для компоненты H_z графики распределений в четвертом приближении слева и справа от границы $r = a$ практически совпадают, то для компоненты E_ϕ еще имеются заметные количественные различия, хотя зависимости $E_\phi(z)$ имеют одинаковый характер.

Проведенные исследования показали, что алгоритм расчета МДР, построенный на основе МЧО с «вертикальным» разбиением резонансного объема (рис. 1, в) обладает достаточно хорошей сходимостью. Как и следовало ожидать, сходимость зависит от размеров экрана. Существенного влияния формы ДР на сходимость не обнаружено.

Следует отметить, что исследования, результаты которых представлены в настоящей работе, проводились для симметричного магнитного колебания. Значительный теоретический и практический интерес представляет проведение аналогичных исследований для несимметричных колебаний, в частности, для колебаний с большими азимутальными индексами, изучению свойств которых в настоящее время уделяется большое внимание [9]. Проведение комплекса расчетов с применением МЧО для резонаторов с азимутальными колебаниями высокого порядка является задачей дальнейших исследований.

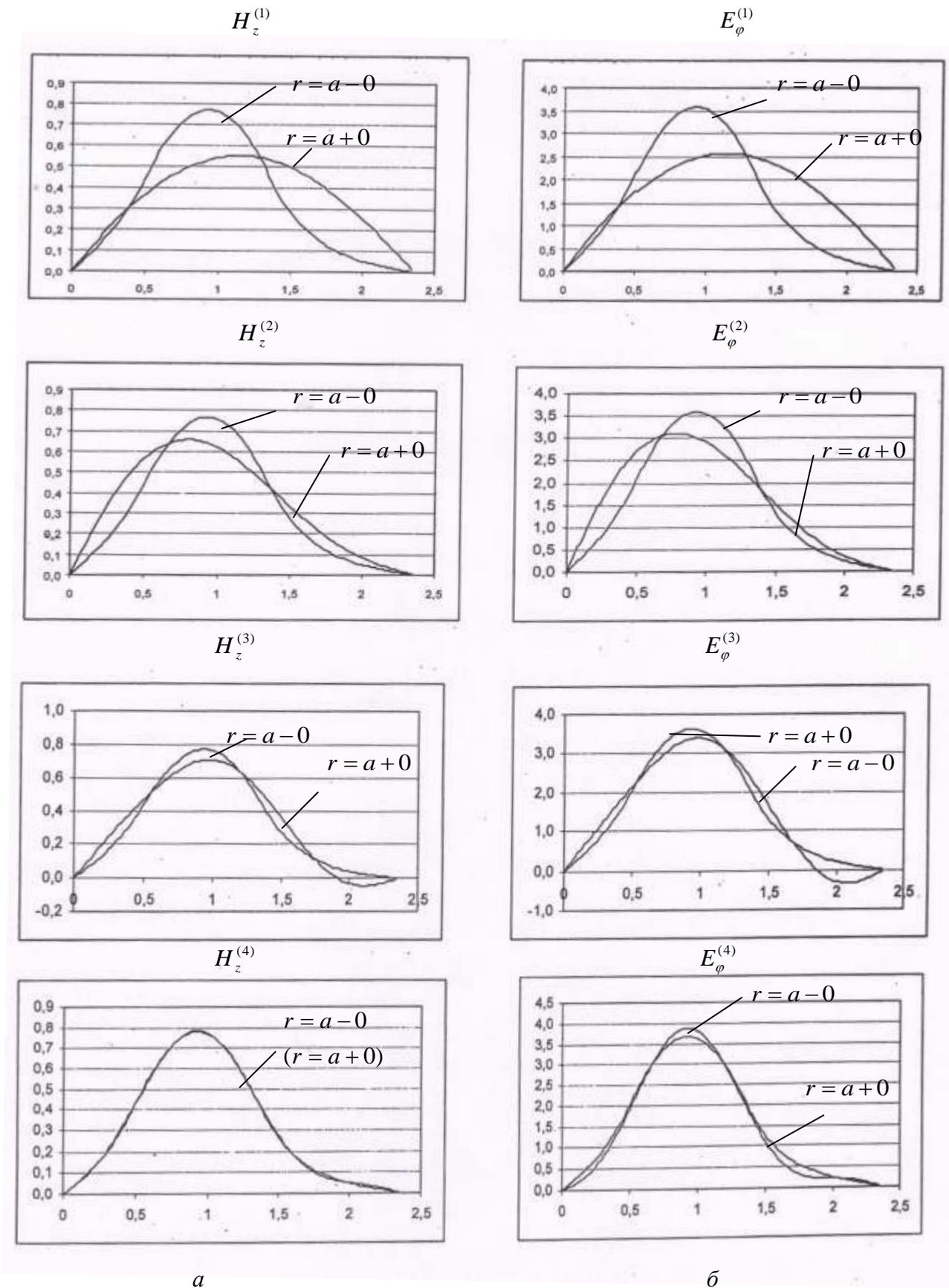


Рис. 3. Графики зависимости от величины z/a компонент электромагнитного поля в резонаторе на цилиндрической границе $r = a$ при малом радиусе экрана ($b/a = 1,2$)

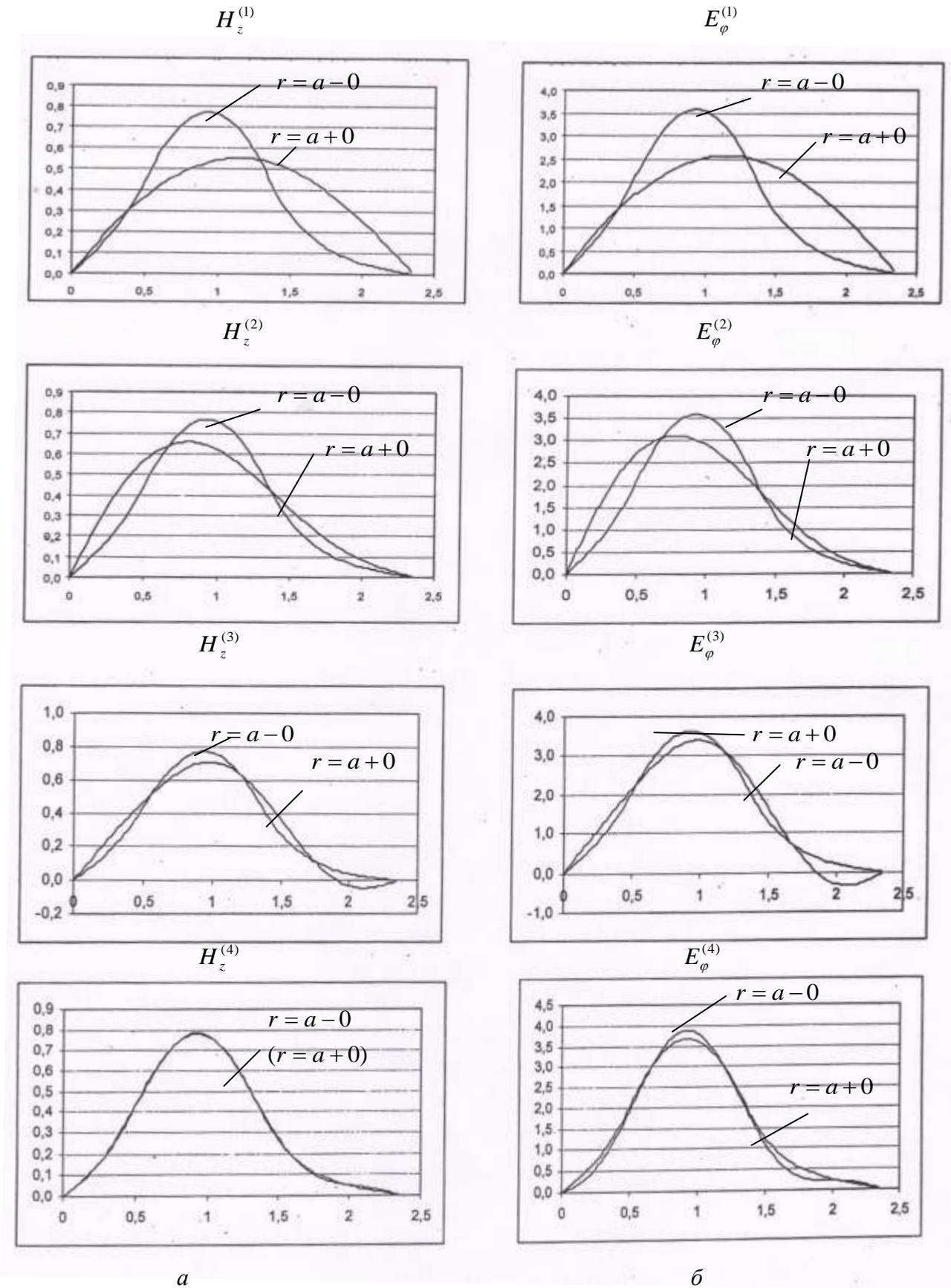


Рис. 4. Графики зависимости от величины z/a компонент электромагнитного поля в резонаторе на цилиндрической границе $r = a$ при большом размере экрана ($b/a = 5,0$)

Библиографический список

1. Устройства СВЧ и КВЧ / В.В. Бирюков [и др.]; под ред. Г.И.Шишкова; НГТУ. – Н. Новгород, 2012. – 200 с.
2. Диэлектрические резонаторы / М.Е. Ильченко [и др.]. – М.: Радио и связь, 1989. – 328 с.
3. **Белов, Ю.Г.** Расчет колебательной системы транзисторного СВЧ-автогенератора, стабилизированного диэлектрическим резонатором // Электромагнитная совместимость: межвуз. темат. сб. научн. трудов / Ю.Г. Белов, А.Г. Марчев – Горький: Изд-во ГТУ, 1987. С. 87–93.
4. **Веселов, Г.И.** Слоистые метало-диэлектрические волноводы / Г.И. Веселов, С.Б. Раевский – М.: Радио и связь, 1988. – 248 с.
5. **Иларионов, Ю.А.** Расчет гофрированных и частично заполненных волноводов / Ю.А. Иларионов, В.Я. Сморгонский, С.Б. Раевский. – М.: Сов. Радио, 1980. – 200 с.
6. **Егоров, Ю.В.** Частично заполненные прямоугольные волноводы / Ю.В. Егоров. – М.: Сов. радио, 1967. – 216 с.
7. **Белов, Ю.Г.** Исследование экранированного кольцевого диэлектрического резонатора / Ю.Г. Белов, А.С. Когтев // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1991. Т. 34. №1. С. 12–17.
8. **Вайнштейн, Л.А.** Электромагнитные волны / Л.А. Вайнштейн. – М.: Радио и связь, 1988. – 440 с.
9. **Гарин, Б.М.** Спектр мод шепчущей галереи с большими азимутальными индексами в тонких дисковых диэлектрических резонаторах / Б.М. Гарин, В.П. Мальцев [и др.] // Радиотехника и электроника. 2008. Т.53. №3. С. 303–310.

*Дата поступления
в редакцию 26.12.2013*

V.F. Barinova¹, Yu.G. Belov¹, M.Yu. Zvezdova², I.A. Nefed'ev¹

THE CONVERGENCE OF ALGORITHM OF CALCULATION OF THE CYLINDRICAL METALDIELECTRIC RESONATOR BY PARTIAL AREAS METHOD

Nizhny Novgorod state technical university n.a. R.E. Alexeev¹,
JSC «GIPROGAZCENTR»²

Subject: Cylindrical dielectric resonator located on a dielectric substrate in the cylindrical screen.

Method: The electrodynamic analysis based on application of the method of partial areas with splitting of resonant volume on partial areas in the form of pieces of radial layered waveguides.

Results: Results of calculation of resonant frequency, quality factor of the resonator and structures of fields of symmetric magnetic fluctuation in the resonator are presented. The convergence of values of resonant frequency and quality factor, and also accuracy of performance of boundary conditions in depending on number of own functions considered in partial areas is investigated.

Conclusions: It is shown that internal convergence of settlement algorithm strongly depends on the screen sizes that it is necessary to consider in practice when carrying out calculations of concrete resonant designs.

Range of application: Design of SHF devices, oscillators, filters and other electronic devices containing dielectric resonators.

Key words: screened dielectric resonator, method of partial areas, resonant frequency, quality factor.