

РАСЧЕТ РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТОТ СОСТАВНОГО МЕТАЛЛО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА МЕТОДОМ ЧАСТИЧНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Савин К. Г.; Прокопенко Ю. В., к.т.н. доцент;

Поплавко Ю. М., д.ф.-м.н. профессор

*Национальный технический университет Украины
«Киевский политехнический институт», г. Киев, Украина*

MODE MATCHING TECHNIQUE FOR COMPUTATION OF RESONANCE FREQUENCIES OF COMPOSITE METAL-DIELECTRIC RESONATOR

Savin K.; Prokopenko Yu., Candidate of Science (Technics), Associate Professor;

Poplavko Yu., Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor

National Technical University of Ukraine «Kyiv Polytechnic Institute», Kyiv, Ukraine

Введение

Прогресс беспроводных технологий за последние годы вызвал рост интереса к перестраиваемым селективным устройствам. Диэлектрические резонаторы (ДР) подходят в качестве основного элемента селективных устройств благодаря высокой добротности и малым размерам. Электромеханические способы перестройки резонансной частоты ДР выгодно отличаются от других методов сохранением высокой добротности [1]. Использование составных ДР позволяет получить перестройку резонансной частоты низшего типа колебаний до 30% при перемещении составных частей на десятки-сотни микрометров в сантиметровом диапазоне длин волн [2].

Металло-диэлектрические резонаторы (МДР) имеют меньшие частоты низших типов колебаний и больший диапазон перестройки по сравнению с ДР аналогичных размеров. Применение составных МДР (СМДР) позволяет уменьшить габариты селективных устройств и увеличить их диапазон перестройки.

Применение СМДР требует решения задачи о собственных колебаниях для расчета резонансных частот. В данной работе рассматривается решение этой задачи методом частичных областей (МЧО).

Решение задачи на собственные колебания

СМДР включает две соосные цилиндрические области радиуса R , высотами h и d , с относительными проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 , помещенные между двумя металлическими пластинами (рис. 1). Пространство вокруг цилиндрических областей заполнено диэлектриком с относительной проницаемостью ϵ_3 (рис. 1а). Экранированный вариант включает в себя металлическую стенку радиуса R_s (рис. 1б).

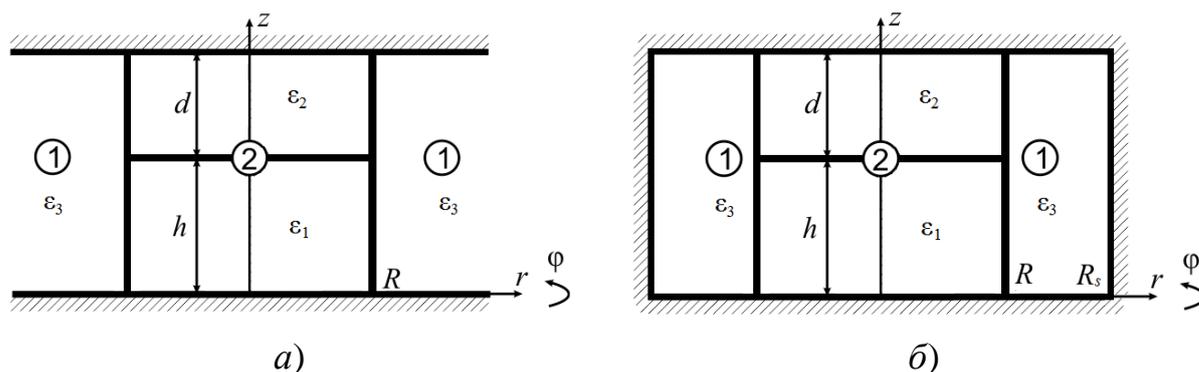


Рис. 1. Конструкція СМДР: (а) відкритий; (б) екранований

Задачу про власні коливання СМДР проведемо з допомогою МЧО. Весь об'єм СМДР розділимо на дві області: область 2, в яку входять обидві циліндричні області, і область 1, яка включає все рештє.

Електромагнітне поле в розглядаєму структурі може бути описано при допомозі z -компонент електричного і магнітного векторів Герца $\Gamma^{e(m)} = [0, 0, \Gamma^{e(m)}]^T$.

Общє поле в областях 1 і 2 може бути представлено в видє:

$$\Gamma_l^e = \sum_{i=0}^{\infty} a_{li}^e \rho_{Z_l^e}(z) Z_{li}^e(z) \Phi_n^e(\varphi) \mathfrak{R}_{lin}^e(r),$$

$$\Gamma_l^m = \frac{j}{Z_0} \sum_{i=0}^{\infty} a_{li}^m \rho_{Z_l^m}(z) Z_{li}^m(z) \Phi_n^m(\varphi) \mathfrak{R}_{lin}^m(r),$$
(1)

де $l=1,2$ — номер частинної області, $a_{li}^{e(m)}$ — амплітуди власних коливань, Z_0 — імпеданс вільного простору, $Z_{li}^{e(m)}(z)$ — i -є власні функції одномерної задачі вздовж напрямлення $0z$ для області l , аналогічні власним функціям діелектричного клина, розташованого між нескінченними металічєскими площинами [1]; $\Phi_n^{e(m)}(\varphi)$ — рішення однорідного рівняння Гельмгольца, які задовольняють умову: $d\Phi_n^{e(m)}(\varphi)/d\varphi = -(\pm)n\Phi_n^{e(m)}(\varphi), n \in N^0$, $\mathfrak{R}_{lin}^{e(m)}(r) = \mathfrak{R}_{lin}(r)$ — рішення рівняння Бесселя для області 1 відкритого резонатора:

$$\mathfrak{R}_{lin}(r) = \begin{cases} H_n^{(2)}(\beta_{li}r), \operatorname{Re}(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{zli}^2) \geq 0, \\ K_n(\beta_{li}r), \operatorname{Re}(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{zli}^2) < 0, \end{cases}$$

і екранованого резонатора:

$$\mathfrak{R}_{lin}(r) = \begin{cases} Y_n(\beta_{li}R_s)J_n(\beta_{li}r) - J_n(\beta_{li}R_s)Y_n(\beta_{li}r), \operatorname{Re}(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{zli}^2) \geq 0, \\ K_n(\beta_{li}R_s)I_n(\beta_{li}r) - I_n(\beta_{li}R_s)K_n(\beta_{li}r), \operatorname{Re}(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{zli}^2) < 0, \end{cases}$$

$J_n(x)$ і $Y_n(x)$ — функції Бесселя першого і другого роду n -го порядку, $I_n(x)$ і $K_n(x)$ — модифіковані функції Бесселя першого і другого роду n -го

порядка, $H_n^{(2)}(x)$ — функція Ханкеля другого роду n -го порядку, β_{1i} — поперечне хвильове число області 1, виражаючися через продольне собст-венне число β_{z1i} :

$$\beta_{1i} = \begin{cases} \sqrt{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{z1i}^2}, \operatorname{Re}(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{z1i}^2) \geq 0, \\ \sqrt{\beta_{z1i}^2 - \varepsilon_3 k^2}, \operatorname{Re}(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{z1i}^2) < 0, \end{cases}$$

$\mathfrak{R}_{2in}^{e(m)}(r)$ — рішення уравнения Бесселя для області 2:

$$\mathfrak{R}_{2ni}^{e(m)}(r) = \begin{cases} J_n(\beta_{2i}^{e(m)} r), \beta_{2i}^{e(m)} = \sqrt{\varepsilon_1 k^2 - (\beta_{z1i}^{e(m)})^2}; \operatorname{Re}(\varepsilon_1 k^2 - (\beta_{z1i}^{e(m)})^2) \geq 0, \\ I_n(\beta_{2i}^{e(m)} r), \beta_{2i}^{e(m)} = \sqrt{(\beta_{z1i}^{e(m)})^2 - \varepsilon_1 k^2}; \operatorname{Re}(\varepsilon_1 k^2 - (\beta_{z1i}^{e(m)})^2) < 0, \end{cases}$$

$\beta_{z1i}^{e(m)}$ — i -е продольные хвильовые числа в области с относительной проница-емостью ε_1 , k — постоянная распространения в свободном пространстве.

Следует отметить, что системы собственных функций $Z_{1i}^e(z)$, $Z_{1i}^m(z)$, $Z_{2i}^e(z)$, $Z_{2i}^m(z)$ являются ортогональными с весами $\rho_{Z_1^e}^2(z) = 1$, $\rho_{Z_1^m}^2(z) = 1$,

$$\rho_{Z_2^e}^2(z) = \varepsilon(z) = \begin{cases} \varepsilon_1, & 0 \leq z \leq h \\ \varepsilon_2, & h \leq z \leq h + d \end{cases}, \rho_{Z_2^m}^2(z) = 1 \text{ и нормировались на единицу.}$$

Для выполнения условия равенства z -компонент поля на поверхности $r=R$ введем две неизвестные функции:

$$f^e(z) = E_z / \Phi_n^e(\varphi) = \left(\partial^2 \Gamma_l^e / \partial z^2 + \varepsilon_l(z) k^2 \Gamma_l^e \right) / \Phi_n^e(\varphi),$$

$$f^m(z) = jZ_0 H_z / \Phi_n^m(\varphi) = jZ_0 \left(\partial^2 \Gamma_l^m / \partial z^2 + \varepsilon_l(z) k^2 \Gamma_l^m \right) / \Phi_n^m(\varphi),$$

где $l=1,2$, $\varepsilon_1(z)=\varepsilon_3$, $\varepsilon_2(z)=\varepsilon(z)$.

Тогда, учитывая, что системы собственных функций $\rho_{Z_{1(2)}^{e(m)}} Z_{1(2)i}^{e(m)}(z)$ являют-ся ортонормированными, из условия равенства φ -компонент поля на повер-хности $r=R$ получим систему интегральных уравнений:

$$\int_0^{h+d} \left(G_l^e(z, z') f^e(z') + G_l^m(z, z') f^m(z') \right) dz' = 0, \quad l = 1, 2, \quad (2)$$

где

$$G_1^e(z, z') = -\frac{n}{R} \sum_{i=0}^{\infty} \left(\frac{Z_{1i}^e(z')}{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{z1i}^2} \frac{dZ_{1i}^e(z)}{dz} - \frac{\rho_{Z_2^e}^2(z') Z_{2i}^e(z')}{\varepsilon_1 k^2 - (\beta_{z1i}^e)^2} \frac{d\rho_{Z_2^e}^2(z) Z_{2i}^e(z)}{dz} \right),$$

$$G_1^m(z, z') = k \sum_{i=0}^{\infty} \left(\frac{Z_{1i}^m(z') Z_{1i}^m(z) d\mathfrak{R}_{1ni}(R) / dR}{(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{z1i}^2) \mathfrak{R}_{1ni}(R)} - \frac{Z_{2i}^m(z') Z_{2i}^m(z) d\mathfrak{R}_{2ni}^m(R) / dR}{(\varepsilon_1 k^2 - (\beta_{z1i}^m)^2) \mathfrak{R}_{2ni}^m(R)} \right),$$

$$G_2^e(z, z') = k \sum_{i=0}^{\infty} \left(\frac{\varepsilon_3 Z_{1i}^e(z') Z_{1i}^e(z)}{(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{z1i}^2) \mathfrak{R}_{1ni}(R)} \frac{d\mathfrak{R}_{1ni}(R)}{dR} - \frac{\rho_{Z_2^e}(z') Z_{2i}^e(z') \varepsilon(z) \rho_{Z_2^e}(z) Z_{2i}^e(z)}{(\varepsilon_1 k^2 - (\beta_{z1i}^m)^2) \mathfrak{R}_{2ni}^e(R)} \frac{d\mathfrak{R}_{2ni}^e(R)}{dR} \right),$$

$$G_2^m(z, z') = \frac{n}{R} \sum_{i=0}^{\infty} \left(\frac{Z_{1i}^m(z')}{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{z1i}^2} \frac{dZ_{1i}^m(z)}{dz} - \frac{Z_{2i}^m(z)}{\varepsilon_1 k^2 - (\beta_{z1i}^m)^2} \frac{dZ_{2i}^m(z)}{dz} \right).$$

Исходя из метода Галеркина, разложим искомые функции $f^{e(m)}(z)$ по полным и ортогональным на отрезке $[0, h+d]$ с весом $\rho_{\varphi^{e(m)}}^2(z)$ системам координатных функций $\{\varphi_l^{e(m)}(z)\}, l = \overline{0, \infty}$:

$$f^{e(m)}(z) = \sum_{l=0}^{\infty} \alpha_l^{e(m)} \rho_{\varphi^{e(m)}}(z) \varphi_l^{e(m)}(z), \quad (3)$$

где $\alpha_l^{e(m)}$ — подлежащие определению постоянные, и потребуем обращения в нуль проекции невязки на полные системы проекционных функций $\{\psi_n^{e(m)}(z)\}, n = \overline{0, \infty}$, ортогональных на отрезке $[0, h+d]$ с весом $\rho_{\psi^{e(m)}}^2(z)$. В итоге приходим к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно коэффициентов разложения $\alpha_l^{e(m)}$:

$$\mathbf{A}\mathbf{X}=0, \quad (4)$$

где $\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \mathbf{A}^{e1} & \mathbf{A}^{m1} \\ \mathbf{A}^{e2} & \mathbf{A}^{m2} \end{bmatrix}$ — бесконечная квадратная матрица с элементами:

$$A_{nl}^{e(m)1} = \int_0^{h+d} \int_0^{h+d} G_1^{e(m)}(z, z') \rho_{\varphi^{e(m)}}(z') \varphi_l^{e(m)}(z') \rho_{\psi^m}(z) \psi_n^m(z) dz' dz,$$

$$A_{nl}^{e(m)2} = \int_0^{h+d} \int_0^{h+d} G_2^{e(m)}(z, z') \rho_{\varphi^{e(m)}}(z') \varphi_l^{e(m)}(z') \rho_{\psi^e}(z) \psi_n^e(z) dz' dz,$$

$\mathbf{X} = [\alpha_1^e, \alpha_2^e, \dots, \alpha_1^m, \alpha_2^m, \dots]^T$ — бесконечный вектор коэффициентов разложения, $n = \overline{0, \infty}, l = \overline{0, \infty}$.

В итоге, (2) свелось к бесконечной системе однородных линейных алгебраических уравнений. Из условия существования ее нетривиального решения получаем уравнение, определяющее собственные частоты СМДР:

$$\det(\mathbf{A})=0. \quad (5)$$

Собственные поля резонатора находят из нетривиального решения уравнения (4) и выражений (3), (1).

В рассматриваемой задаче есть диэлектрическое ребро, образованное плоскостями раздела трех диэлектрических сред с проницаемостями $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$, вблизи которого, согласно [5], составляющие электрического поля имеют особенность вида $E \sim r^{v-1/2}$, где r — расстояние до ребра,

$$v = \frac{1}{\pi} \arccos \left(\frac{\varepsilon_3 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2}{\varepsilon_2 (\varepsilon_1^2 + \varepsilon_3^2) + \varepsilon_1 (\varepsilon_2^2 + \varepsilon_3^2) + \varepsilon_3 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2} - 1 \right) - \frac{1}{2}.$$

Функции разложения необходимо определить так, чтобы они учитывали особенности поведения поля, а также удовлетворяли граничным условиям при $z=0$ и $z=h+d$. Согласно [6], этому требованию наилучшим образом удовлетворяют полиномы Гегенбауэра $C_{2l}^v(\xi), C_{2l+1}^v(\xi)$, системы которых ортогональны с весом $(1-\xi^2)^{v-1/2}$ и полны на отрезке $[0,1]$.

Анализ результатов

Типы колебаний СМДР можно классифицировать по аналогии с однородным МДР, в котором все типы колебаний распадаются на 4 типа: TM_{nml} (при $n=0$ или $l=0$), TE_{0ml} , HE_{nml} и EH_{nml} [4]. Индексы n, m и l определяют количество вариаций электромагнитного поля соответственно по азимуту, радиусу и толщине резонатора. Резонансная частота данного типа колебаний СМДР стремится к частоте однородного резонатора такого же типа колебаний при $d/h \rightarrow 0$ или $\varepsilon_2 \rightarrow \varepsilon_1$. Поэтому типы колебаний составного резонатора будем обозначать так же, как и в однородном резонаторе.

Для аксиально-симметричных типов колебаний СМДР ($n=0$), $G_1^e(z, z') \equiv G_2^m(z, z') \equiv 0$, а значит и $A^{e1} \equiv A^{m2} \equiv 0$. Тогда СЛАУ (5) распадается на:

$$\det(A^{e2})=0, \tag{6}$$

$$\det(A^{m1})=0. \tag{7}$$

Решения уравнения (6) определяют резонансные частоты TM_{0ml} -типа колебаний. Резонансные частоты TE_{0ml} -типа колебаний находят из (7).

При $l=0$ в однородном резонаторе существуют электромагнитные колебания TM_{nm0} – типов [4]. В СМДР при $n>0, d/h \neq 0$ и $\varepsilon_2 \neq \varepsilon_1$ эти типы колебаний становятся гибридным и превращаются в $HE_{nm\delta}$ типы, где $\delta < 1$. Тем не менее, эти типы колебаний будем называть TM_{nm0} - типами.

При $n>0$ и $l>0$ собственные колебания являются гибридными и могут быть HE_{nml} - или EH_{nml} -типами. Распределение электромагнитного поля HE_{nml} – типов колебаний близко по структуре к TM_{nml} -типам колебаний модели с магнитной стенкой, когда на поверхности $r=R$ задаются граничные условия типа магнитной стенки [4]. Аналогично структура поля EH_{nml} – типов близка к TE_{nml} – типам колебаний модели с магнитной стенкой.

При $l=0$, даже при отсутствии потерь в диэлектрических и металлических областях, резонансные частоты являются комплексными величинами: $f = f' + jf'' = f'(1 + j/(2Q_r))$, где f', f'' — действительная и мнимая части резонансной

частоты f , $Q_r=f'/(2f'')$ — радиационная (внешняя) добротность резонатора, характеризующая потери на излучение [4].

Для решения уравнений (5), (6) и (7) использовался метод редукции, когда в рядах (3) удерживалось конечное число членов, а переход к пределу при численном решении осуществляют последовательным увеличением числа сохраняемых членов до тех пор, пока расхождение решений от ранее полученных не превышало заданную точность расчетов.

Как видно из рис. 2, сходимость метода ухудшается с уменьшением отношения R/h и с ростом относительной проницаемости диэлектрика.

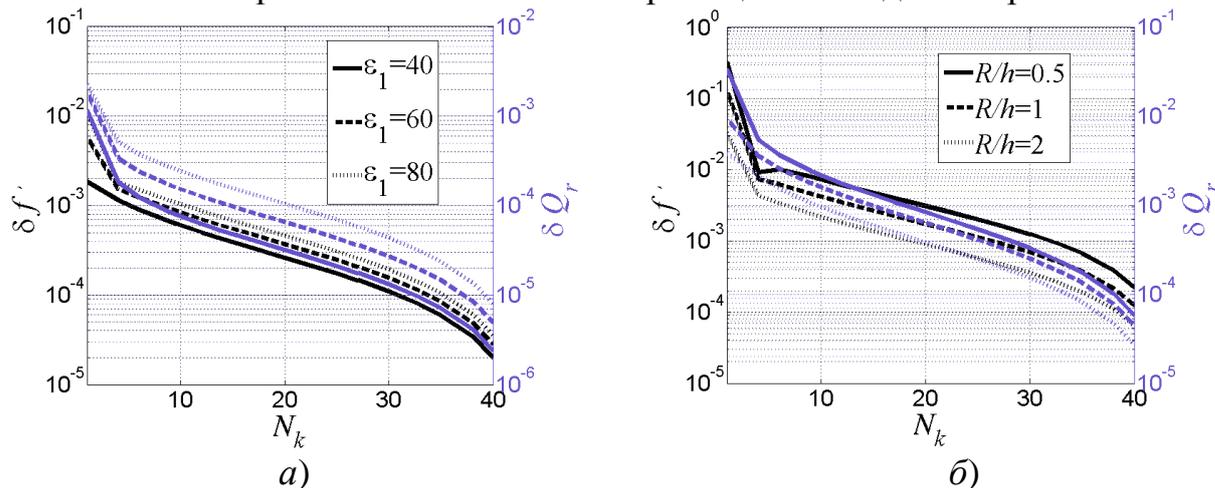


Рис. 2. Зависимости относительной погрешности расчета резонансной частоты и радиационной добротности TM_{010} -колебаний открытого СМДР с воздушной диэлектрической неоднородностью ($\epsilon_2=1$) с относительной толщиной $d/h=0.01$ от количества координатных функций (а): при различных относительных проницаемостях диэлектрика, $R/h=2$; (б): при различных отношениях R/h , $\epsilon_1=80$

Сходимость также ухудшается с ростом относительной толщины диэлектрической неоднородности d/h и с ростом резонансной частоты высших мод. Однако для большинства практических применений количество удерживаемых членов в рядах и количество координатных и проекционных функций для ТМ- и НЕ-типов колебаний не превышает нескольких десятков. Для ТЕ- и ЕН-типов колебаний сходимость существенно лучше.

Как видно из рис. 3, резонансная частота TM_{010} -колебаний СМДР сильно зависит от толщины воздушного зазора между металлической плоскостью и диэлектриком. Изменение этой толщины меньше чем на 10% от толщины диэлектрика изменяет резонансную частоту в несколько раз. Эффективность перестройки резонансной частоты растет с увеличением относительной проницаемости материала диэлектрика и уменьшением толщины резонатора по отношению к радиусу.

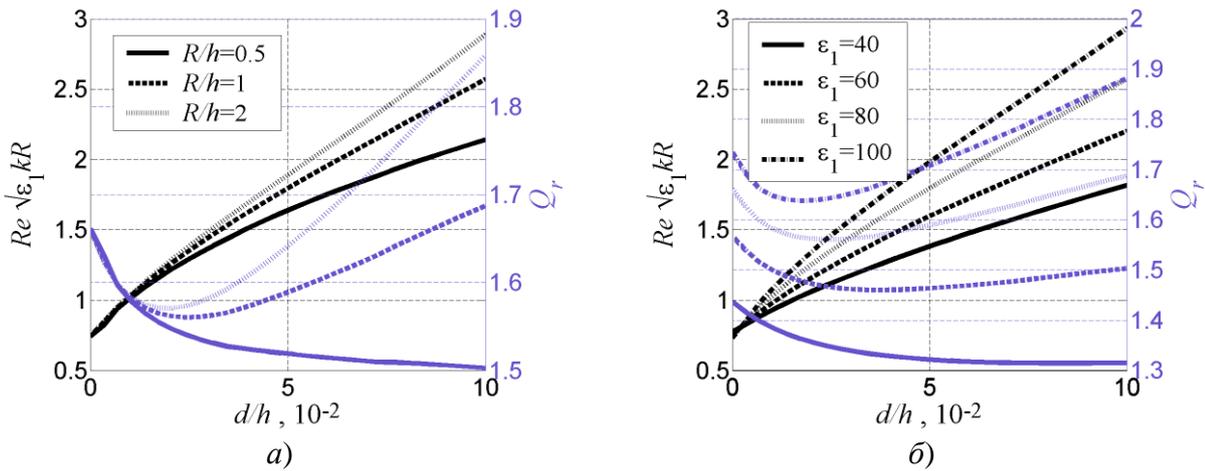


Рис. 3. Зависимость нормированного резонансного волнового числа и радиационной добротности TM_{010} -колебаний открытого СМДР от нормированной толщины воздушного зазора ($\epsilon_2=1$) (а): при различных отношениях R/h , $\epsilon_1=80$; (б): при различных относительных проницаемостях материала диэлектрика, $R/h=1$

Наличие низкой радиационной добротности TM_{nm0} -типов колебаний открытого СМДР приводит к быстро затухающим во времени электромагнитным колебаниям. Поэтому использование этих типов колебаний на практике не всегда представляется возможным. Для возбуждения медленно затухающих колебаний резонатор должен быть помещен в закрытую систему, предотвращающую излучение резонатора в свободное пространство (рис. 1б).

Наличие экрана повышает резонансные частоты СМДР, однако сохраняет тенденцию сильной зависимости резонансной частоты от воздушного зазора между металлической торцевой стенкой и диэлектриком (рис. 4).

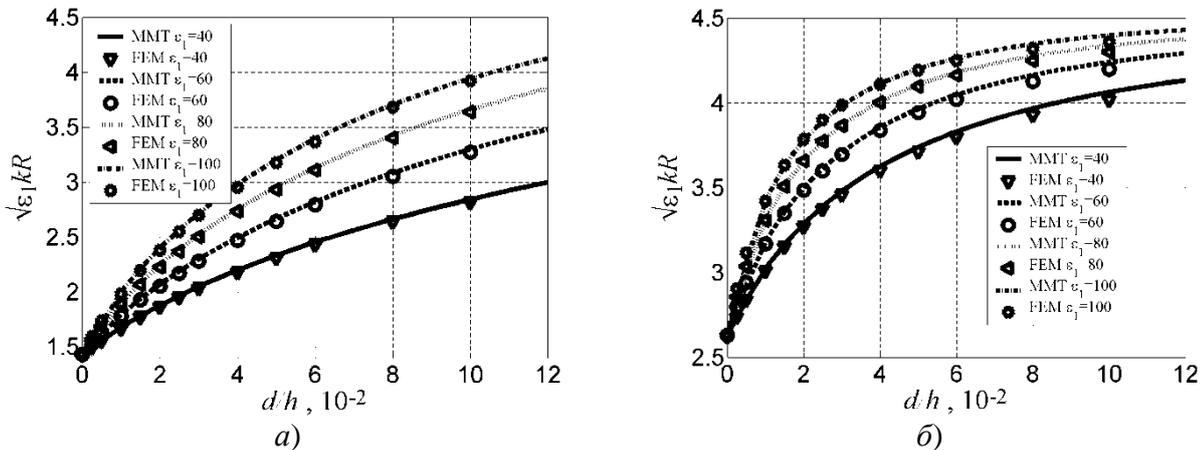


Рис. 4. Зависимость нормированного резонансного волнового числа TM_{010} - (а) и TM_{110} - (б) типов колебаний экранированного СМДР от нормированной толщины воздушного зазора ($\epsilon_2=1$) при $R/h=2$, $R/R=2$ и различных относительных проницаемостях материала диэлектрика, рассчитанные МЧО (ММТ) и методом конечных элементов (FEM).

Как видно из рис. 4, изменение воздушного зазора в пределах от 0 до 10% от толщины диэлектрика изменяет резонансную частоту TM_{010} -колебаний более чем на 100%. Сохраняются и остальные тенденции, выявленные в отк-

рытом СМДР. Следует отметить, что наблюдается хорошее согласование результатов, полученных различными методами.

Диапазон перестройки резонансной частоты TM_{110} -колебаний чуть меньше, чем у TM_{010} -типа. Однако, этот тип колебаний хорошо возбуждается в прямоугольном волноводе без дополнительных элементов связи [7].

В отличие от TM_{nm} -типов колебаний резонансные частоты TE_{0ml} -типов

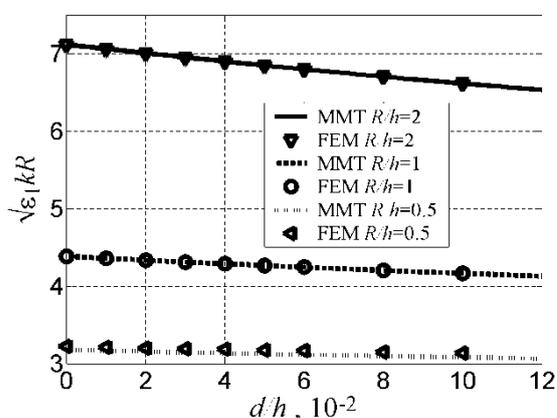


Рис. 5. Зависимость нормированного резонансного волнового числа TE_{011} -колебаний экранированного СМДР от нормированной толщины воздушного зазора при $\epsilon_1=80$, $R_\nu/R=2$ и различных отношениях R/h , рассчитанные МЧО (ММТ) и методом конечных элементов (FEM).

существенно менее чувствительны к изменению воздушного зазора между металлической плоскостью и диэлектриком (рис. 5). Приведенные на рис. 5 зависимости практически не зависят от относительной проницаемости диэлектрика. TE_{0ml} -типы колебаний по сравнению с TM_{0ml} -типами не имеют E_z составляющей электрического поля, перпендикулярной границе раздела диэлектрик-воздух. Поэтому для эффективной перестройки резонансных частот СМДР необходимо использовать такие типы колебаний, которые содержат доминантную составляющую электрического поля, перпендикулярную диэлектрической неоднородности. Это правило подтверждает общий принцип, сформулированный в [1].

Выводы

Использование МЧО позволяет построить эффективную процедуру для решения задачи о собственных колебаниях СМДР. Задача сводится к системе однородных интегральных уравнений Фредгольма первого рода, которая решена методом Галеркина. Такой подход приводит к матрицам существенно меньших размерностей, чем метод конечных элементов, что значительно уменьшает время расчетов и требования к машинным ресурсам.

Резонансные частоты низшего TM_{010} -колебания СМДР сильно зависят от величины воздушного зазора между металлической плоскостью и диэлектриком. Изменение расстояния от металлической плоскости до диэлектрика до 10% от толщины диэлектрика меняет в разы резонансную частоту. Требуемые абсолютные перемещения металлической плоскости доступны для современных пьезоэлектрических и электрострикционных актюаторов, а также микроэлектромеханических систем. Поэтому использование СМДР позволяет реализовать электромеханическую перестройку частоты. Для уменьшения требуемых перемещений и увеличения диапазона перестройки частоты следует уменьшать толщину резонатора и повышать относительную проницаемость диэлектрика.

При $R/h \geq 1$ резонансные частоты СМДР меньше, чем частоты ДР тех же размеров. Поэтому размеры СМДР для одной и той же начальной частоты меньше, чем перестраиваемых ДР. Таким образом, применение СМДР позволяет создавать компактные перестраиваемые селективные устройства.

Литература

1. Mansour R. High-Q tunable dielectric resonator filters / R. Mansour // *IEEE Microwave Magazine*. — 2009. — Vol. 10. — № 6. — pp. 84—98. [[CrossRef](#)]
2. Poplavko Yu. M. Frequency-tunable microwave dielectric resonator / Yu.M. Poplavko, Yu.V. Prokopenko, V. I. Molchanov, A. Dogan // *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* — 2001. — Vol. 49. — No 6. — pp. 1020—1026. doi: [[CrossRef](#)]
3. Руда Н. А. Решение задачи дифракции на диэлектрическом клине, расположенном между металлическими плоскостями, методом частичных областей / Н. А. Руда, Ю. В. Прокопенко, Ю. М. Поплавко // *Вестник НТУУ «КПИ»*. Серия Радиотехника. Радиоаппаратостроение. — 2012. — № 48. — С. 13—22. [[Publ.](#)]
4. Kobayashi Y. Resonant modes of a dielectric rod resonator short-circuited at both ends by parallel conducting plates / Y. Kobayashi, S.Tanaka // *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* — 1980. — Vol. MTT-28, No 10. — P. 1077—1085. [[Publ.](#)]
5. Brooky G. N. Field behaviour near anisotropic and multidielectric edges / G. N. Brooky, M. Z. Kharadly // *IEEE Trans.* — 1977. — Vol. AP-25, No 4. — P. 571—575. [[CrossRef](#)]
6. Заргано Г. Ф. Линии передачи сложных сечений / Г. Ф. Заргано, А. М. Лерер, В. П. Ляпин, Г. П. Синявский ; под ред. В. С. Михалевского. — Ростов : Издательство Ростовского университета, 1983. — 320 с.
7. Pratsiuk B. Tunable filters based on metal-dielectric resonators / B. Pratsiuk, Yu. Prokopenko, Yu. Poplavko // *Microwave, Radar and Wireless Communications ; Proc. of 18th International Conference.* — 2010. — P. 309—311. [[Publ.](#)]

References

1. Mansour R.R. (2009) High-Q tunable dielectric resonator filters. *IEEE Microwave Magazine*, Vol. 10, No. 6, pp.84–98. doi: [10.1109/MMM.2009.933591](https://doi.org/10.1109/MMM.2009.933591)
2. Poplavko Yu. M., Prokopenko Yu.V., Molchanov V.I., Dogan (2001) A Frequency-tunable microwave dielectric resonator. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, Vol. 49, No 6, pp. 1020-1026. doi: [10.1109/22.925485](https://doi.org/10.1109/22.925485)
3. Ruda N. A., Prokopenko Y. V., Poplavko Y. M. (2012) Solution of scattering problem on dielectric wedgeplaced between metal plates by boundary element method. *Visn. NTUU KPI, Ser. Radiotekh. radioaparatabuduv.*, No. 48, pp. 13–22. [[Publ.](#)]
4. Kobayashi Y., Tanaka S. (1980) Resonant modes of a dielectric rod resonator short-circuited at both ends by parallel conducting plates. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, Vol. MTT-28, No 10, pp. 1077–1085. doi: [10.1109/TMTT.1980.1130228](https://doi.org/10.1109/TMTT.1980.1130228)
5. Brooky G.N., Kharadly M. Z. (1977) Field behaviour near anisotropic and multidielectric edges. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. AP-25, No 4, pp. 571–575. doi: [10.1109/TAP.1977.1141646](https://doi.org/10.1109/TAP.1977.1141646)
6. Zargano G. F., Lerer A. M., Liapin V. P., Siniavskii G. P., Mihalevskiy V. S. (1983) *Linii peredachi slozhnyh sechenii* [Line transmission with complex cross sections]. Rostov, Rostovskiy universitet Publ. 320 p.
7. Pratsiuk B., Prokopenko Yu., Poplavko Yu. (2010) Tunable filters based on metal-dielectric resonators. *Microwave, Radar and Wireless Communications (MIKON), 2010 18th International Conference.*, pp. 309–311.

Савін К. Г., Прокопенко Ю. В., Поплавко Ю. М. **Розрахунок резонансних частот складеного метало-діелектричного резонатора методом часткових областей.** Задача на власні коливання метало-діелектричного резонатора зведена до системи однорідних інтегральних рівнянь Фредгольма першого роду, яка розв'язана методом Галеркіна. Обчислювальна процедура ефективніша метода скінченних елементів. Показана висока чутливість резонансних частот нижчих типів коливань від величини повітряної щільності між металевою площиною та діелектриком, що може бути використано для створення компактних мікромеханічно-керованих резонансних елементів.

Ключові слова: діелектричний резонатор, метод часткових областей, переналаштування резонансної частоти, мікромеханічно-керовані пристрої.

Савин К. Г., Прокопенко Ю. В., Поплавко Ю. М. **Расчет резонансных частот составного металло-диэлектрического резонатора методом частичных областей.** Задача о собственных колебаниях металло-диэлектрического резонатора сведена к системе однородных интегральных уравнений Фредгольма первого рода, которая решена методом Галеркина. Вычислительная процедура эффективнее метода конечных элементов. Показана высокая чувствительность резонансных частот низших типов колебаний от величины воздушного зазора между металлической плоскостью и диэлектриком, что может быть использовано для создания компактных микромеханически-перестраиваемых резонансных элементов.

Ключевые слова: диэлектрический резонатор, метод частичных областей, перестройка резонансной частоты, микромеханически-перестраиваемые устройства.

Savin K., Prokopenko Yu., Poplavko Yu. **Mode matching technique for computation of resonance frequencies of composite metal-dielectric resonator.** The composite metal-dielectric resonator (CMDR) design is presented. An eigenproblem solution of the CMDR by mode matching technique is discussed. The problem is reduced to a set of homogeneous integral Fredholm equations of the first kind. The system is solved using Galerkin method. The technique is more efficient than FEM in terms of computational resources due to low rank of the system. It is shown that changing the air gap width between the dielectric and the metal plate provides the resonant frequency tuning. It is also shown that in order to achieve efficient electromechanical tuning of the CMDR resonant frequency, the resonant modes with a dominant electrical field component perpendicular to the air gap between the dielectric and the metal plate have to be selected. The tuning efficiency grows with the DR radius to thickness ratio and increasing permittivity. The CMDR can be used for creating compact high- Q micromechanical-tuned radiofrequency devices with wide tuning range.

Keywords: dielectric resonator, mode matching technique, resonant frequency tuning, micromechanical-tuned devices.