

УДК 621.371

В.П. Манойлов, д.т.н.

Житомирський інженерно-технологічний інститут

## ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНА МОДЕЛЬ ДІЕЛЕКТРИЧНОГО РЕЗОНАТОРА

*Запропонована електродинамічна модель діелектричного резонатора, яка базується на застосуванні імпедансних граничних умов. Розроблений метод розрахунку резонансної частоти резонатора, що використовує коливальні рівняння, та отримані аналітичні вирази для визначення частоти. Показано, що для перестроювання частоти резонатора можна використати тонкий металічний провідник, розташований вздовж твірної або введений радіально через його бічну поверхню. Наведені розрахункові та експериментальні залежності резонансної частоти резонатора від зміни його параметрів.*

В останні роки особливо великим попитом та популярністю стало користуватися супутникове телебачення – ідеальний засіб прийому–передачі інформації незалежно від відстаней, рельєфу місцевості та національних кордонів. Супутникові та наземні станції телебачення є складними радіотехнічними комплексами. Вони містять антенну систему, перетворювачі частоти, різноманітні підсилювачі, а також інші пристрої, які сприяють зменшенню втрат потужності сигналів, що приймаються.

Одним з класів елементної бази радіоелектроніки є діелектричні резонатори (ДР), що виготовляються з матеріалів, які характеризуються великими значеннями відносною діелектричної проникності, малими дисипативними втратами і температурними коефіцієнтами [1, 2]. Малі габарити, вага, простота настройки привели до того, що ДР знайшли широке застосування у різних пристроях, таких як антени, перетворювачі, фазообертачі, генератори та ін. [3, 4].

Принцип роботи ДР базується на явищі об'ємного резонансу електромагнітної хвилі в середині об'єму діелектрика. Наявність зовнішнього електромагнітного поля є однією з особливостей ДР, що обумовлює специфіку розрахунку його основних характеристик. Різні форми врахування зовнішнього поля ДР визначають ступінь точності електродинамічного розв'язку задачі про власні функції. Строге врахування зовнішнього поля ДР дуже ускладнене, і для інженерних розрахунків використовуються наближені розв'язки, аналіз яких розглянутий в роботах [5, 6].

Один з ефективних методів спрощення задачі для рівнянь Максвелла – застосування методу еквівалентних граничних умов, що дозволяє виключити з розгляду деяку область простору, задавши відповідні граничні умови на її границі.

Розв'язок задачі про визначення характеристик одиночного ДР можна звести до задачі визначення характеристик резонатора з імпедансними стінками.

Будемо розглядати діелектричний резонатор з імпедансними стінками (рис. 1), вважаючи, що ДР збуджується від стороннього джерела електромагнітних хвиль. Поле, збуджене в резонаторі, задовольняє неоднорідним рівнянням Максвелла [7]:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= i\omega\epsilon_0 \vec{E} + \vec{j}_e + \vec{j}, \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -i\omega\mu_0 \vec{H} - \vec{m} \end{aligned} \quad (1)$$

та граничній умові на його стінках:

$$\vec{E}_\tau = [\vec{n} \vec{E}] = -Z [\vec{n} [\vec{n} \vec{H}]], \quad (2)$$

де  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  – вектори електричного та магнітного полів у резонаторі;  $\vec{E}_\tau$  – вектор тангенціальної складової електричного поля резонатора;  $\omega$  – колова частота;  $\epsilon_0$ ,  $\mu_0$  – діелектрична та магнітна проникності вільного простору;  $\vec{j}_e$  – вектор густини струму електричного зміщення:

$$\vec{j}_e = i\omega\epsilon_0 \chi_e \vec{E}; \quad (3)$$

$\vec{j}$  – вектор струму провідності;  $\vec{m}$  – вектор густини струму магнітного зміщення:

$$\vec{m} = i\omega\mu_0\chi_m\vec{H}; \tag{4}$$

$\chi_e, \chi_m$  – діелектрична та магнітна сприйнятливості матеріалу, з якого виготовлений резонатор;  $Z$  – лінійний оператор, який називається поверхневим імпедансом;  $\vec{n}$  – вектор нормалі до границі резонатора.

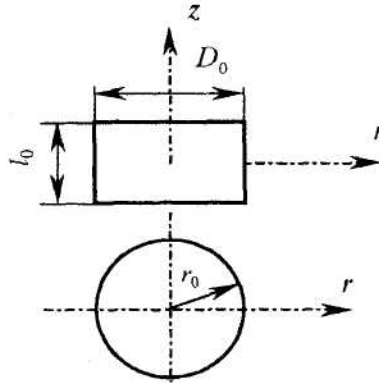


Рис. 1

Умова (2) показує, що по стінках резонатора тече поверхневий магнітний струм, величина якого визначається співвідношенням:

$$\vec{m}_0 = Z[\vec{n}[\vec{n}\vec{H}]]. \tag{5}$$

Розв'язок неоднорідних рівнянь (1) не зміниться, якщо в граничних умовах (2) додати, а в рівняннях Максвелла відняти один і той же магнітний струм, відмінний від нуля на поверхні ДР. В цьому випадку маємо:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{H} &= i\omega\varepsilon_0\vec{E} + \vec{j}_e + \vec{j}; \\ \text{rot } \vec{E} &= -i\omega\mu_0\vec{H} - \vec{m} - \vec{m}'_0\delta(p,q) \end{aligned} \tag{6}$$

і гранична умова набуває вигляду:

$$\vec{E}_\tau = [\vec{n}\vec{E}] = -\vec{m} + \vec{m}'_0|_{S_p},$$

де  $\delta(p,q)$  – дельта-функція Дірака;  $p$  – точка спостереження;  $q$  – точка джерел поля;  $S_p$  – поверхня ДР.

Якщо вибрати величину струму такою, щоб виконувалась рівність:

$$[\vec{n}\vec{E}]|_{S_p} = 0, \tag{7}$$

то граничні умови співпадають з відповідними умовами для резонатора з ідеально провідною поверхнею, а рівняння (1) набудуть вигляду:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{H} &= i\omega\varepsilon_0\vec{E} + \vec{j}_e + \vec{j}; \\ \text{rot } \vec{E} &= -i\omega\mu_0\vec{H} - \vec{m} - Z[\vec{n}[\vec{n}\vec{H}]]\delta(p,q). \end{aligned} \tag{8}$$

Умова (7) та рівняння (8) показують, що введенням додаткового струму, компенсуючого магнітний струм на поверхні резонатора, можна задачу збудження ДР з імпедансною стінкою звести до задачі збудження резонатора з ідеально провідною поверхнею. Така задача, навіть при наявності втрат, є стаціонарною, оскільки втрати в резонаторі компенсуються сторонніми струмами.

Для визначення параметрів ДР використаємо систему коливальних рівнянь [8]:

$$\begin{aligned} i\omega_v h_v &= i\omega_e \left( 1 + \frac{\chi'_e \varepsilon_0}{P_v} \int_V |E_v|^2 dV + \frac{\omega_v}{i\omega Q_v^e} \right) + \frac{1}{P_v} \int_V \vec{j} \vec{E}_v dV; \\ i\omega h_v \left( 1 + \frac{\chi'_m \mu_0}{P_v} \int_V |H_v|^2 dV + \frac{\omega_v}{i\omega Q_v^m} - \frac{Z}{i\omega P_v} \oint_{S_p} |H_{v\tau}|^2 dS \right) &= i\omega_e e_v - \frac{1}{P_v} \oint_{S_0} [\vec{E}\vec{H}_v^*] d\vec{S}, \end{aligned} \tag{9}$$

де  $e_v, h_v$  – амплітудні коефіцієнти електричного та магнітного полів резонатора;  $\vec{E}_v, \vec{H}_v$  – власні векторні функції електричного та магнітного полів резонатора;  $Q_v^s, Q_v^m$  – добротності резонатора, пов’язані з втратами в діелектрику та магнітодіелектрику;  $\chi_e', \chi_m'$  – дійсні частини діелектричної та магнітної сприйнятливостей матеріалу, з якого виготовлений ДР;  $\omega_v$  – власна колова частота ДР;  $P_v$  – максимальне значення енергії електричного або магнітного поля, накопиченого в ДР;  $V$  – об’єм ДР;  $S_0$  – поверхня неоднорідностей.

Якщо частота змушених коливань близька до резонансної частоти ДР, то відповідні значення амплітудних коефіцієнтів  $e_v$  та  $h_v$  основного поля будуть значно більші за інші і, розв’язуючи перше рівняння системи (9) відносно  $h_v$ , а друге – відносно  $e_v$ , та підставляючи  $e_v$  в перше рівняння, маємо наступне співвідношення:

$$\omega_v^2 = \omega^2 \left( 1 + \chi_e' \varepsilon_0 \int_V |E_v|^2 dV + \frac{\omega_v}{\omega} \frac{1}{iQ_v^s} \right) \left( 1 + \chi_m' \mu_0 \int_V |H_v|^2 dV + \frac{\omega_v}{\omega} \frac{1}{iQ_v^m} - \frac{Z}{i\omega} \oint_{S_0} |H_{vr}|^2 dS \right). \quad (10)$$

Вважаємо при цьому, що маємо усталений режим в ДР і неоднорідності відсутні. Частота  $\omega$  є резонансною частотою резонатора з ідеально провідною поверхнею. Вважаючи, що власна добротність ДР набагато більша за одиницю, з співвідношення (10) маємо вираз для визначення власної частоти ДР:

$$\omega_v^2 = \omega^2 \left( 1 + \chi_e' \varepsilon_0 \int_V |E_v|^2 dV \right) \left( 1 + \chi_m' \mu_0 \int_V |H_v|^2 dV - \frac{Z}{i\omega} \oint_{S_0} |H_{vr}|^2 dS \right). \quad (11)$$

Імпедансу поверхню ДР можна представити як суму імпедансу бічної поверхні циліндра  $Z_B$  та двох імпедансів торцевих поверхонь  $Z_{T1}$  та  $Z_{T2}$ :

$$Z = Z_B + Z_{T1} + Z_{T2}. \quad (12)$$

У запропонованій моделі ДР вважається, що поперечне хвильове число в резонаторі дорівнює поперечному хвильовому числу діелектричного хвилеводу з імпедансною бічною поверхнею [9]. Для визначення поверхневого імпедансу використовуємо наступні вирази:

$$Z_B^E = -i \frac{g}{\omega \varepsilon_a} \frac{J_m'(gr)}{J_m(gr)} - \text{у випадку електричних хвиль} \quad (13)$$

та

$$Z_B^E = -i \frac{\omega \mu_a}{g} \frac{J_m'(gr)}{J_m(gr)} - \text{у випадку магнітних хвиль}, \quad (14)$$

де  $m$  – кількість варіацій поля вздовж координати  $\varphi$ , а також порядок функції Беселя;  $r$  – поточний радіус резонатора;  $J_m$  та  $J_m'$  – функція та похідна функції Беселя 1-го порядку порядку  $m$ ;  $g$  – поперечне хвильове число.

Щоб знайти сталу поширення у діелектричному хвилеводі, необхідно встановити зв’язок між електромагнітними полями в хвилеводі та оточуючому просторі. Для розв’язку задачі використовується умова неперервності опорів на граничній поверхні ( $r = r_0$ ) [8, 9]. В результаті для визначення хвильових чисел отримані два трансцендентні рівняння:

$$\sqrt{k_p^2 - g^2} = g \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_a} \cdot \frac{J_m(gr) K_m'(\sqrt{k_p^2 - g^2} r)}{J_m'(gr) K_m(\sqrt{k_p^2 - g^2} r)}; \quad (15)$$

$$\sqrt{k_p^2 - g^2} = g \frac{\mu_0}{\mu_a} \cdot \frac{J_m(gr) K_m'(\sqrt{k_p^2 - g^2} r)}{J_m'(gr) K_m(\sqrt{k_p^2 - g^2} r)}, \quad (16)$$

розв’язок яких може бути виконаний за допомогою ЕОМ або графічно. Тут  $k_p^2 = \omega^2(\mu_a \varepsilon_a - \mu_0 \varepsilon_0)$ ;  $K_m, K_m'$  – функція Макдональда та її похідна.

Біля відкритого кінця діелектричного хвилеводу структура електромагнітного поля спотворюється, що викликано відбиттям частини енергії основної хвилі та виникненням вищих

типів хвиль. Строгий аналіз випромінювання з відкритого кінця хвильоводу є значно складнішим. Розв'язок цієї задачі отримано лише у випадку хвильоводу, виконаного з двох паралельних напівплощин або круглого металевого хвильоводу [9].

Для розрахунку імпедансів  $Z_{T1,T2}$  використаємо наближені вирази, отримані в роботі [10]:

$$Z_{T1,T2} \approx i(2Z_0 - Z_c), \tag{17}$$

де  $Z_0$  – опір вільного простору;  $Z_c$  – опір діелектричного хвильоводу.

Власну частоту  $\omega_v$  ДР можна знайти використовуючи рівність (11) з урахуванням (12)–(17) та власних функцій круглого резонатора. В результаті маємо:

$$\omega_{vE}^2 \approx \omega_E^2 \left( 1 + \chi'_e \varepsilon_0 \frac{p^2 \pi^2 r_0^2 + \eta_{mn}^2 l_0^2}{\omega_E^2 \varepsilon_a^2 \mu_a r_0^2 l_0^2} \right) \left( 1 + \chi'_m \frac{\mu_0}{\mu_r} + \frac{g}{\varepsilon_a} \frac{J_m(gr)}{J'_m(gr)} \frac{2}{\mu_a r_0 \omega_E^2} - \frac{4A_1}{\mu_a l_0} \right) - \tag{18}$$

у випадку  $E$ -хвиль, і

$$\omega_{vH}^2 \approx \omega_H^2 \left( 1 + \chi'_e \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_a} \right) \left( 1 + \chi'_m \mu_0 \frac{p^2 \pi^2 r_0^2 + \mu_{mn}^2 l_0^2}{\omega_H^2 \varepsilon_a \mu_a^2 r_0^2 l_0^2} + \frac{\mu_a}{g} \frac{J'_m(gr)}{J_m(gr)} \right) \times \tag{19}$$

$$\times \left( \frac{p^2 \pi^2 r_0^2 m^2 + \mu_{mn}^2 l_0^2}{\omega_H^2 \varepsilon_a \mu_a^2 r_0^3 l_0^2 (1 - m^2 / \mu_{mn})} - \frac{4p^2 \pi^2 A_2}{\varepsilon_a \mu_a^2 \omega_H^2 l_0^3} \right) -$$

у випадку  $H$ -хвиль. Тут  $A_{1,2} = \frac{2(2Z_0 - Z_c)}{\omega_{E,H}}$ ;  $p$  – число варіацій поля вздовж осі  $z$  резонатора;

$\eta_{mn}$ ,  $\mu_{mn}$  – корені функції Беселя у випадку електричних і магнітних хвиль;  $n$  – номер кореня функції та похідної функції Беселя;  $r_0$ ,  $l_0$  – радіус і довжина резонатора.

Для розрахунку частоти ДР потрібно:

- знайти частоту резонатора  $\omega_{E,H}$  з ідеально провідною поверхнею згідно із заданими розмірами;
- за знайденим значенням частоти  $\omega_{E,H}$  з урахуванням діелектричної та магнітної проникностей, розв'язуючи рівняння (16), визначаємо поздовжні та поперечні хвильові числа;
- знаючи хвильові числа і частоту  $\omega_{E,H}$ , визначаємо шукане значення частоти  $\omega_{vE,H}$  ДР.

В табл. 1 наведено результати розрахунку нормованої довжини хвилі  $\lambda_v / r_0$ , що відповідає резонансній частоті циліндричного ДР з радіусом  $r_0$ , і  $\lambda_v / l_0$  основного  $H_{011}$  типу коливань ДР для кількох значень діелектричної проникності і співвідношень розмірів.

Таблиця 1

| $\varepsilon_r$ | $\lambda_v / r_0$ |       |       |       |       |
|-----------------|-------------------|-------|-------|-------|-------|
|                 | $l_0 / D_0 = 0,2$ | 0,4   | 0,6   | 0,8   | 1     |
| 30              | 8,03              | 9,97  | 11,08 | 11,79 | 12,3  |
| 40              | 9,21              | 11,76 | 12,77 | 13,58 | 14,15 |
| 50              | 10,26             | 12,81 | 14,22 | 15,14 | 15,79 |
| 60              | 11,2              | 14,01 | 15,55 | 16,58 | 17,26 |
| 80              | 12,85             | 16,15 | 17,97 | 20,00 | 18,89 |

Даною таблицею зручно користуватись при розрахунку резонансних частот ДР за заданими розмірами і  $\varepsilon_r$ , або, навпаки, за заданою частотою вибирати його розміри. Наведені в табл. 1 значення нормованої частоти ДР збігаються з експериментальними даними з похибкою не більшою  $\pm 1,2 \div 1,5$  %. На рис. 2 показані розрахункові та експериментальні залежності двох вищих типів коливань циліндричних ДР –  $E_{011}$  (штрихові лінії) і  $H_{011}$  (штрихпунктирні лінії) – від  $D_0 / l_0$  при різних значеннях  $\varepsilon_a$  (крива 1 –  $\varepsilon_r = 40$ ; 2 –  $\varepsilon_r = 100$ ; 3 –  $\varepsilon_r = 320$ ). Експериментальні залежності нанесено у вигляді окремих точок.

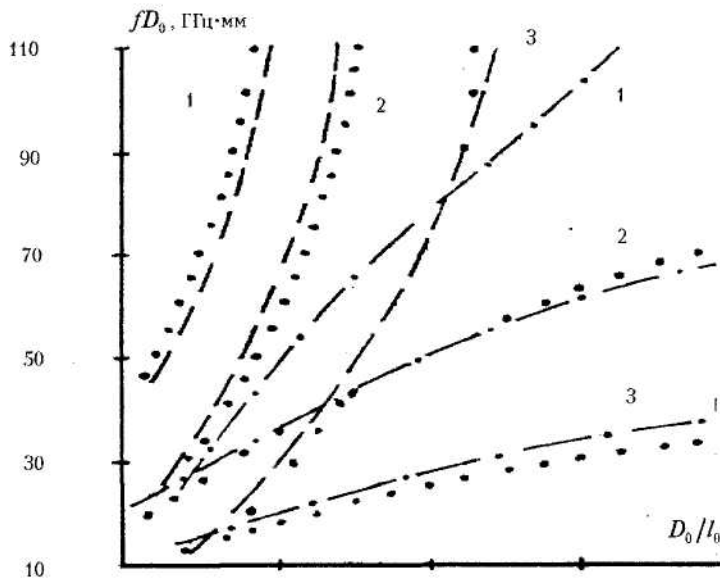


Рис. 2

Циліндричний ДР, навантажений аксіально введеним провідником (рис. 3), широко використовується в різних пристроях НВЧ завдяки тому, що зміна його довжини дозволяє перестроювати частоту ДР. В аксіально введеному провіднику струм має лише  $z$ -складові, і власні коливання провідника не взаємодіють з  $H$ -коливаннями резонатора. У випадку  $E$ -коливань резонатора, коли складова електричного поля  $E_{vz}$  відмінна від нуля, поле провідника взаємодіє з полем резонатора, в результаті чого змінюється структура поля ДР та його частота.

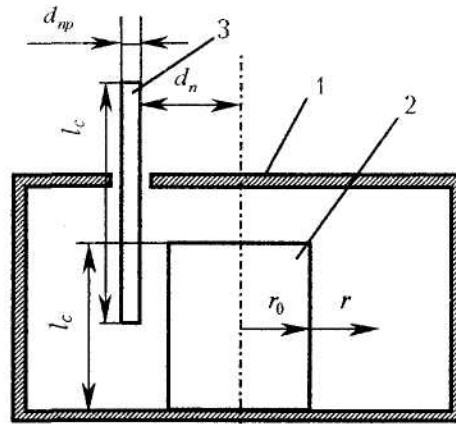


Рис. 3: 1 - екран; 2 - ДР; 3 - круглий хвилевід

Розглянемо вплив аксіального провідника на частоту коливань резонатора в залежності від його довжини і місця розташування, використавши з цією метою коливальне рівняння (9) і вираз для розподілу струму по тонкому провіднику [8]. В результаті маємо:

$$\omega_{vE}^2 = \omega_E^2 \left( 1 + \chi'_e \epsilon_0 \frac{p^2 \pi^2 r_0^2 + \eta_{mn}^2 l_0^2}{\omega_E^2 \epsilon_a^2 \mu_a r_0^2 J_0'^2} + A_3 \theta_0 \right) \left( 1 + \frac{g}{\epsilon_a} \frac{J_m'(gr)}{J_m'(gr)} \frac{2}{\mu_a r_0 \omega_E^2} - \frac{4A_1}{\mu_a l_0} \right), \quad (20)$$

де  $A_3 = \frac{4\eta_{mn}^2 J_m^2(\eta_{mn}) \cos^2 m\varphi \cos^2 \frac{p\pi}{l_0} z}{\omega_E^2 \epsilon_a^2 \mu_a r_0^4 \pi l_0 J_m'(\eta_{mn})}$ ;  $\theta_0 = \frac{l}{\omega_E k} \left( 1 - \frac{1 - \cos kl}{kl} + \frac{\cos kl - 1}{\cos kl} \right)$ ;  $k$  - хвильове число вільного простору;  $l$  - довжина провідника.

На рис. 4 наведені результати розрахунку і вимірювань резонансної частоти циліндричного ДР з керованим провідником, який вводиться в середину резонатора. Розрахунок частоти ДР ( $f = F(l)$ ) від довжини провідника виконується з використанням виразу (20). Штрихові лінії вказують на значення частот ДР, отримані експериментально. Крива 1 відповідає випадку,

коли провідник встановлено в центрі ДР, криві 2 і 3 відповідають випадку зсуву провідника в радіальному напрямку. Крива 4 відповідає випадку, коли провідник перебуває поблизу бічної поверхні ДР (крива 1 –  $d = 0,2D_0$ ; 2 –  $d = 0,15D_0$ ; 3 –  $d = 0,3D_0$ ; 4 –  $d = 0,5D_0$ ).

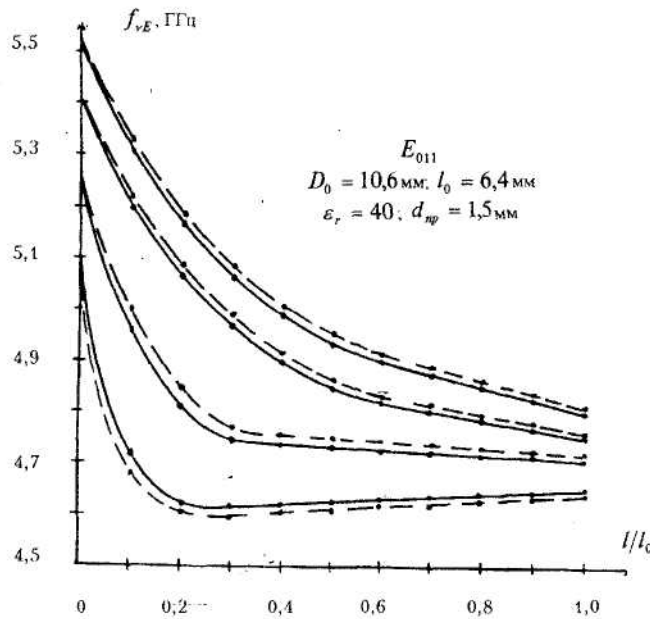


Рис. 4

З графіків видно, що при введенні провідника в пучність електричного поля ( $E_{011}$ ) резонансна частота резонатора зменшується. Чим більша величина електричного поля в області введення провідника, тим більший його вплив на резонансну частоту ДР (криві 1 і 2). Вплив провідника, коли він перебуває поблизу бічної поверхні, значно зменшується (крива 4), а в околі точки  $l/l_0 = 0,2$  частота ДР починає поступово зростати, оскільки провідник впливає більшою мірою на магнітне поле.

Для перестроювання частоти коливань ДР широко використовуються провідники, які рухаються вздовж радіуса (рис. 5). Використовуючи вирази для радіальних складових електричного поля [7] в резонаторі, рівняння (9) і вираз для розподілу струму по тонкому провіднику [8], можна записати рівняння для визначення частоти ДР, навантаженого радіально розташованим провідником:

$$\omega_{vE}^2 = \omega_E^2 \left( 1 + \chi'_e \varepsilon_0 \frac{p^2 \pi^2 r_0^2 + \eta_{mn}^2 l_0^2}{\omega_E^2 \varepsilon_a^2 \mu_a r_0^2 l_0^2} + \frac{\theta_0}{\omega_E} A_4 \right) \left( 1 + \frac{g}{\varepsilon_a} \frac{J_m'(gr)}{J_m'(gr)} \frac{2}{\mu_a r_0 \omega_E^2} - \frac{4A_1}{\mu_a l_0} \right), \quad (21)$$

$$\text{де } A_4 = \frac{4p^2 \pi \cos^2 m\varphi \cos^2 \frac{p\pi}{l_0} z}{\omega_E^2 \varepsilon_a^2 \mu_a r_0^2 l_0^3}.$$

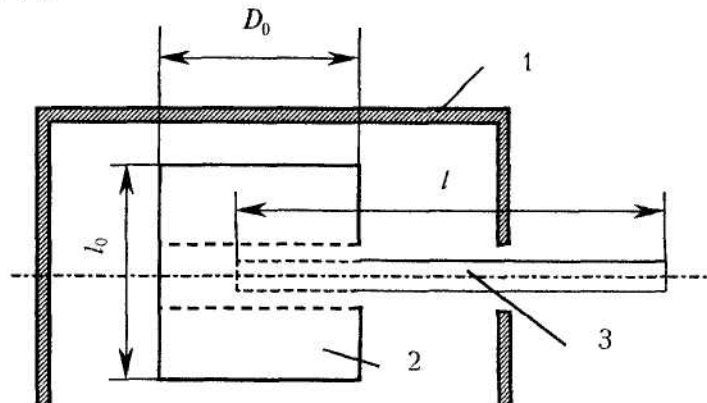
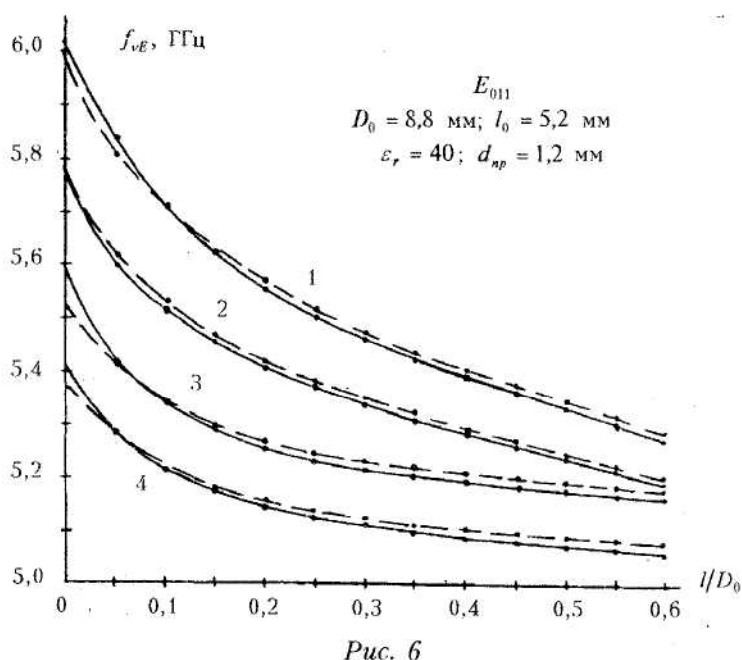


Рис. 5: 1 – екран; 2 – ДР; 3 – провідник

З рівності (21) випливає, що радіально розташований провідник не впливає на частоти тих типів коливань, складові електричного поля яких вздовж провідника дорівнюють нулю в місці його розташування. Якщо коливання в резонаторі мають відмінну від нуля тангенціальну складову електричного поля, то вони взаємодіють з полем провідника, в результаті чого змінюються частоти коливань в ДР. Таким чином, при введенні провідника в радіальному напрямку в довільному місці по довжині резонатора величина зв'язку коливань провідника і резонатора прямо пропорційна величині радіальної складової електричного поля в місці введення провідника. Теоретичні залежності, показані на рис. 6 суцільними лініями, отримані в результаті розв'язку на ЕОМ рівняння (21). Експериментальні залежності частоти резонатора нанесено пунктирними лініями. Крива 1 відповідає випадку, коли радіальний провідник встановлено посередині бічної поверхні резонатора, криві 2 і 3 – на відстані  $l_0/4$  та  $l_0/8$ , а крива 4 –  $l_0$  від нижнього торця резонатора. З рис. 6 видно, що зсув резонансної частоти ДР багато в чому залежить від місця розташування провідника та глибини його занурення. Розрахункові залежності добре узгоджуються з експериментальними (похибка 2–2,5 %).



За допомогою розглянутої моделі ДР розроблено мікросмушкові дискримінатори для генераторів НВЧ, де основним елементом є ДР [11–14]. На основі ДР розроблено ряд антенних випромінювачів в хвилеводному [15, 16] та мікросмушковому [17, 18] виконаннях.

Запропонований метод розрахунку резонансних частот ДР та його характеристик може широко використовуватись при проектуванні НВЧ пристроїв, де основним елементом є ДР.

#### ЛІТЕРАТУРА:

1. Ильченко М.Е., Кудинов Е.В. Ферритовые и диэлектрические резонаторы. – Изд. Киевского университета, 1973. – 173 с.
2. Диэлектрические резонаторы / Под ред. М.Е. Ильченко – М.: Радио и связь, 1989. – 327 с.
3. Ильченко М.Е., Трубин А.А. Теория диэлектрических резонаторов. – Київ: Либідь, 1993. – 213 с.
4. Безбородов Ю.М., Нарытник Т.Н., Федоров В.Б. Фильтры СВЧ на диэлектрических резонаторах. – Киев: Техника, 1989. – 184 с.
5. Диэлектрические резонаторы в микроэлектронике СВЧ / Ю.М. Безбородов, Л.Г. Гассонов, А.А. Липатов, Т.Н. Нарытник, В.Б. Федоров // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1981. Вып. 4 (786). – 82 с.

6. Состояние и перспективы применения миниатюрных диэлектрических резонаторов в радиоэлектронике / Л.В. Алексейчик, И.И. Брудоленко, В.М. Геворкян, Ю.А. Казанцев, Л.А. Парвикуро // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1981. Вып. 13 (832). – 96 с.
7. Федоров Н.Н. Основы электродинамики. – М.: Высшая школа, 1980. – 399 с.
8. Юров Ю.А. Электронные приборы сверхвысоких частот. – Изд. Ленинградского университета, 1973. – 144 с.
9. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. – М.: Радио и связь, 1988. – 439 с.
10. Манойлов В.Ф., Хечумов А.С. Определение резонансной частоты слоистого диэлектрического резонатора // Проектирование и применение радиоэлектронных устройств на диэлектрических волноводах и резонаторах. – Саратов: СГУ, 1983. – С. 199–200.
11. А. с. 1238196 СССР, МКИ Н01Р5/10. Дискриминатор СВЧ / В.Ф. Манойлов, А.А. Смирнов, Н.И. Фокин (СССР). – Оpubл. в Б.И., 1986. – № 22.
12. А. с. 1114280 СССР, МКИ Н01Р5/10. Дискриминатор СВЧ / В.Ф. Манойлов, В.И. Навроцкий, А.А. Смирнов, Н.И. Фокин (СССР). – Оpubл. в Б.И., 1984. – № 34.
13. А. с. 1100662 СССР, МКИ Н01Р5/10. Дискриминатор СВЧ / О.К. Липкань, В.Ф. Манойлов, Б.Г. Карманников (СССР). – Оpubл. в Б.И., 1984. – № 24.
14. А. с. 1288893 СССР, МКИ Н01Р5/10. Дискриминатор СВЧ / О.К. Липкань, В.Ф. Манойлов (СССР). – Оpubл. в Б.И., 1987. – № 5.
15. А. с. 987729 СССР, МКИ Н01Р5/08. Волноводный излучатель / В.Ф. Манойлов (СССР). – Оpubл. в Б.И., 1983. – № 1.
16. А. с. 1075892 СССР, МКИ Н01Р5/08. СВЧ излучатель с круговой поляризацией / В.Ф. Манойлов, Н.И. Карчевский (СССР). – Оpubл. в Б.И., 1983. – № 22.
17. А. с. 826912 СССР, МКИ Н01Р5/08. Микрополосковая диэлектрическая антенна / О.К. Липкань, В.Ф. Манойлов (СССР). – Оpubл. в Б.И., 1981. – № 16.
18. А. с. 854235 СССР, МКИ Н01Р5/08. Микрополосковая антенна / В.Ф. Манойлов (СССР). – Оpubл. в Б.И., 1981. – № 29.

МАНОЙЛОВ Вячеслав Пилипович – доктор технічних наук, завідувач кафедри медичних приладів та систем Житомирського інженерно-технологічного інституту.

Наукові інтереси:

- біофізика;
- електродинаміка.

Подано 13.01.2000.