

## **ПРЯМОКУТНІ ПЛІВКОВІ РЕЗОНАТОРИ НА ОСНОВІ МАГНІТОСТАТИЧНИХ ХВИЛЬ ДЛЯ ГЕНЕРАТОРІВ НВЧ**

*Балінський М.Г., к.ф.-м.н; Кудінов Є.В., к.т.н., ст. наук. співробітник  
Національний технічний університет України  
"Київський політехнічний інститут", м. Київ, Україна*

### **Вступ**

В роботі [1] представлені результати дослідження дискових плівкових резонаторів на основі магнітостатичних коливань в епітаксіальних феритових плівках залізо-ітрієвого фериту-гранату (МСК-резонаторів) як частото-задаючих елементів генераторів НВЧ і відмічено, що їх планарність дає можливість поєднання в єдиній планарній конструкції з НВЧ- підсилювачем для побудови за кільцевою схемою генератора НВЧ з електричним перестроюванням частоти. Такі ж переваги мають резонатори на основі магнітостатичних хвиль в епітаксіальних феритових плівках (МСХ-резонатори), до того ж на частотах від 1 ГГц вони мають більшу добротність ніж МСК-резонатори, а головне, в смузї, що відповідає ширині резонансної кривої резонатора, вони мають набіг фази, який майже вдвічі перевищує той, що мають МСК-резонатори, а це значно розширює діапазон перестроювання без перескоків частоти побудованих за кільцевою схемою генераторів НВЧ з МСХ-резонатором в якості частото-задаючого елементу. В останні роки дослідженням МСХ-резонаторів присвячена значна кількість робіт, наприклад, [2,3].

### **Постановка задачі**

В цій роботі поставлена задача дослідження прямокутних розмірних резонаторів, коливання в яких є результатом багаторазового складання магнітостатичних хвиль (МСХ), відбитих від границь розділу середовищ – "дзеркал" резонатора. Головною перевагою плівкових резонаторів, якщо порівнювати з іншими типами феритових резонаторів, є простота та доступність групової технології їх виготовлення, що заснована на хімічному або іонному травленні епітаксіальної феритової плівки (ЕФП) із використанням методів фотолітографії.

### **Аналіз характеристик розмірних МСХ-резонаторів**

Розглянемо ЕФП нескінчену в напрямку координати  $y$ , уздовж осі якої розташовані мікросмушкові перетворювачі, що є елементами зв'язку резонатора (рис. 1). Виведення співвідношень для амплітуди й фази коливань у резонаторі проведемо для випадку симетричного положення елементів зв'язку ( $x = L/2$ ). Нехай на вхідний елемент зв'язку падає монохроматична електромагнітна хвиля з амплітудою  $A^0$  та фазою рівною нулю.

Амплітудний коефіцієнт перетворення електромагнітної хвилі в об'ємні типи МСХ  $\xi = |\xi| \cdot e^{i\varphi_\xi}$  однаковий у поперечних напрямках  $\pm x$  в силу ізотропності характеристик прямих об'ємних МСХ (MSFVW) у нормально намагніченій ЭФП і інваріантності характеристик зворотних об'ємних МСХ (MSBVW) щодо знака скалярного добутку  $(\vec{H}_i \cdot \vec{k})$ , де  $\vec{H}_i$  - внутрішнє постійне магнітне поле в ЭФП, що збігається по напрямку з віссю  $x$ ,  $\vec{k}$  - хвильовий вектор MSBVW. Для поверхневих МСХ (MSSW) у загальному випадку коефіцієнт перетворення  $\xi_+$  в напрямку  $+x$  відрізняється від коефіцієнта перетворення  $\xi_-$  в напрямку  $-x$ , однак ця відмінність не приводить до істотних змін характеристик резонатора, а в довгохвильовій частині спектра MSSW досить добре виконується співвідношення  $\xi_+ = \xi_-$ . Будемо вважати, що перетворювачі мають властивість взаємності: коефіцієнт перетворення енергії електромагнітної хвилі в енергію МСХ дорівнює коефіцієнту зворотного перетворення. Таким чином, амплітуди збуджених МСХ дорівнюють  $A^0 \cdot \xi$ . Хвилі поширюються вправо і вліво від перетворювача й, відбиваючись від бічних граней ЭФП, коефіцієнт відбиття яких  $\Gamma = |\Gamma| \cdot e^{i\varphi_\Gamma}$ , повертаються до елементів зв'язку, при цьому їх комплексну амплітуду можна визначити як:

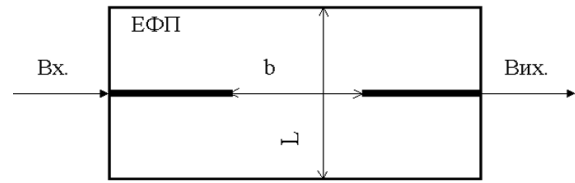


Рис. 1. Розмірний резонатор

$$A_1 = |A_1| \cdot e^{i\varphi_1} = A^0 \cdot \xi \cdot \Gamma \cdot e^{ikL} = A^0 \cdot |\xi| \cdot |\Gamma| \cdot e^{-k''L} \cdot e^{i(k'L + \varphi_\xi + \varphi_\Gamma)}$$
, де  $k', k''$  – відповідно дійсна і уявна частини хвильового числа МСХ. При досягненні МСХ елементів зв'язку (як вхідного, так і вихідного) частина їхньої енергії перетвориться в електромагнітну хвилю і виводиться з резонатора, а частина проходить далі. Визначимо коефіцієнт проходження МСХ за перетворювач  $\zeta = |\zeta| \cdot e^{i\varphi_\zeta}$  як відношення амплітуди хвилі, що пройшла за перетворювач, до амплітуди хвилі, що падає на нього. Тоді комплексна амплітуда МСХ безпосередньо за елементами зв'язку виражається як

$$A'_1 = A_1 \cdot \zeta = A^0 \cdot |\xi| \cdot |\Gamma| \cdot |\zeta| \cdot e^{-k''L} \cdot e^{i(k'L + \varphi_\xi + \varphi_\Gamma + \varphi_\zeta)}$$

Комплексна амплітуда  $A$  коливань у перетині  $x=L/2$  резонатора в даний момент часу являє собою суму комплексних амплітуд МСХ мноюкратно відбитих від торців ЭФП:

$$A = 2 \sum_{m=0}^{\infty} A^0 \cdot \xi \cdot \Gamma \cdot e^{ikL} \cdot (\Gamma \cdot \zeta \cdot e^{ikL})^m \quad (1)$$

Оскільки  $|\xi|, |\Gamma|, |\zeta| \cdot e^{-k'L} < 1$ , співвідношення (1) є сумою членів спадної геометричної прогресії зі знаменником  $(\Gamma \cdot \zeta \cdot e^{ikL})$  і перетвориться до виду

$$A = 2 \frac{A^0 \cdot \xi \cdot \Gamma \cdot e^{ikL}}{1 - (\Gamma \cdot \zeta \cdot e^{ikL})}$$

Звідси неважко одержати амплітуду  $A$  і фазу  $\Phi$  коливань у резонаторі

$$A = |A| \cdot e^{i\Phi};$$

$$|A| = \frac{2A^0 \cdot |\xi| \cdot |\Gamma| \cdot |\zeta| \cdot e^{-k'L}}{\sqrt{1 - 2|G|^2 \cdot \cos(k'L + \varphi_{\zeta} + \varphi_{\Gamma}) + |G|^4}}, \quad (2)$$

$$|G|^2 = |\zeta| \cdot |\Gamma| \cdot e^{-k'L};$$

$$\Phi = \arctg \frac{\sin(k'L + \varphi_{\xi} + \varphi_{\Gamma}) - |G|^2 \cdot \sin(\varphi_{\xi} - \varphi_{\zeta})}{\cos(k'L + \varphi_{\xi} + \varphi_{\Gamma}) - |G|^2 \cdot \cos(\varphi_{\xi} - \varphi_{\zeta})}$$

Виходячи з (2), умова резонансу для випадку симетричного розташування елементів зв'язку виражається співвідношенням

$$k'L + \varphi_{\xi} + \varphi_{\Gamma} = 2\pi \cdot n, \quad (3)$$

( $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$  - номери мод). При цьому резонансні значення амплітуди й фази визначаються формулами

$$|A|_{\text{рез}} = 2 \frac{A^0 \cdot |\xi| \cdot |\Gamma| \cdot e^{-k'L}}{1 - |G|^2},$$

$$\Phi_{\text{рез}} = \varphi_{\xi} - \varphi_{\zeta}.$$

Згідно (3) модовий склад спектру резонатора в значній мірі визначається співвідношенням фаз  $\varphi_{\zeta}$  і  $\varphi_{\Gamma}$ , а також положенням елементів зв'язку. Зокрема, при симетричному відносно осі положенні перетворювачів і  $\varphi_{\zeta} = 0$ ,  $\varphi_{\Gamma} = \pm\pi$  (перша умова відповідає випадку слабкого зв'язку, а друге забезпечує наявність вузлів коливань на торцях резонатора) у резонаторі збуджуються тільки непарні моди, тобто такі, для яких на довжині резонатора  $L$  укладається ціле число напівхвиль.

Очевидно, що в резонаторі, зображеному на рис. 1, у першу чергу, збуджується та його частина, що примикає до вхідного перетворювача. Перекачування енергії в область, що примикає до вихідного перетворювача, і

збудження всього об'єму резонатора відбувається за рахунок існування хвиль із хвильовими векторами, що складають деякий, відмінний від 0, кут  $\theta$  з нормаллю до подовжньої осі структури. Граничні значення кута визначаються, з одного боку, величиною внесених втрат  $\alpha$  на ділянці довжиною  $b$  між вхідним і вихідним елементами зв'язку, з іншої, числом  $N$  проходів хвилі в резонаторі, необхідними для формування резонансної характеристики, і довжиною перетворювачів  $l$ .

$$\operatorname{tg} \theta_{\min} = \frac{b \cdot 76,4 \cdot \Delta H \cdot \eta \cdot \tau_{\text{гр}} [\text{мкс}]}{L \cdot \alpha [\text{дБ}]} < \operatorname{tg} \theta < \frac{1 + b/2}{L \cdot N} = \operatorname{tg} \theta_{\max}, \quad (4)$$

де  $\Delta H$  - ширина лінії ФМР феритового матеріалу ЕФП,  $\eta$  - коефіцієнт, що характеризує нелінійність залежності частоти МСХ від величини зовнішнього поля підмагнічування,  $\tau_{\text{гр}}$  - час групової затримки МСХ на довжині резонатора  $l$ . Облік не перпендикулярності хвильового вектора  $\vec{k}$  повздожній осі структури враховується шляхом заміни у формулах  $L$  на  $L/\cos\theta$ . Той факт, що кут  $\theta$  згідно (4) може приймати значення від  $\theta_{\min}$  до  $\theta_{\max}$  приводить до додаткового розширення  $\Delta f_{\theta}$  резонансної лінії, що може бути визначене по формулі

$$\Delta f_{\theta} \cong \frac{n}{\tau_{\text{гр}}} (\cos \theta_{\min} - \cos \theta_{\max}). \quad (5)$$

Розрахунок по формулі (5) при типових значеннях параметрів ( $L = 0,3$  см,  $l = 0,5$  см,  $b = 0,025$  см,  $\Delta H = 0,6$  Е,  $\eta = 1$ ,  $\tau_{\text{гр}} = 0,02$  мкс,  $N = 10$ ,  $\alpha = 10$  дБ) приводить до результату  $\Delta f_{\theta} = 0,75$  МГц.

#### **Добротність і внесені втрати розмірних МСХ-резонаторів**

Одним з основних параметрів резонатора є його добротність  $Q$ , визначена як помножене на  $2\pi$  відношення енергії, що запасена у резонаторі, до енергії, що втрачається за один період коливань [4]. У випадку малих втрат це визначення еквівалентне тому, яке використовують на практиці:

$$Q = f_0 / \Delta f,$$

де  $f_0$  - резонансна частота,  $\Delta f/2$  - величина відстроювання від  $f_0$ , при якій амплітуда коливань зменшується на 3 дБ (у  $\sqrt{2}$  раз).

Використовуючи (2), можна записати наступне рівняння для визначення величини  $\Delta k'L$ , відхилення на який від резонансного значення  $(k'L)_0 = 2\pi \cdot n - \varphi_{\xi} - \varphi_{\Gamma}$  викликає зменшення амплітуди коливань у резонаторі в  $\sqrt{2}$  раз у порівнянні з резонансним

$$\sqrt{1 - 2|G|^2 \cos \Delta k'L + |G|^4} = \sqrt{2}(1 - |G|^2).$$

Звідси одержуємо

$$\Delta k'L = \arccos X, X = 1 - \frac{(1 - |G|^2)^2}{2|G|^2} \quad (6)$$

Для визначення  $\Delta f$  скористаємося розкладанням функції  $\omega(k')$ , що визначає дисперсію МСХ, у ряд Тейлора поблизу точки резонансу  $(\omega_0, k_0)$ :

$$\omega = \omega_0 + \left. \frac{\partial \omega}{\partial k'} \right|_{k'=k_0} \cdot \Delta k' + \dots$$

У випадку вузьких резонансних ліній (точніше, якщо  $\left| \frac{\partial \omega}{\partial k'} \right| \gg \left| \frac{\partial^2 \omega}{\partial k'^2} \right| \Delta k'$ )

можна обмежитись першими двома членами ряду. Тоді, приймаючи до уваги (6) і наступні співвідношення:

$$\Delta \omega = 2\pi \cdot \Delta f = |\omega_0 - \omega|, \quad \frac{\partial \omega}{\partial k'} = V_{гр} = L / \tau_{гр}$$

де  $V_{гр}$  - групова швидкість МСХ, для добротності резонатора  $Q$  маємо:

$$Q = \frac{\pi \cdot f_0 \tau_{гр}}{\arccos X} \quad (7)$$

Таким чином, добротність розмірного резонатора прямо пропорційна робочій частоті  $f_0$  і часу групової затримки  $\tau_{гр}$ . Знаменник формули (7) це вираз, що залежить від величини втрат на поширення хвилі, зв'язку резонатора з перетворювачами МСХ і коефіцієнта відбиття МСХ від торців ЕФП. Слід зазначити, що отримана формула (7) носить дуже загальний характер і описує навантажену добротність  $Q_H$  резонатора типу Фабрі-Перо, заповненого середовищем із дисперсією. Вираз для власної добротності резонатора виходить із (7) при  $\zeta=1$  і має вид

$$Q_{соб} = \frac{\pi \cdot f_0 \tau_{гр}}{\arccos(1 - (1 - |\Gamma| e^{-k''L}) / 2|\Gamma| e^{-k''L})} \quad (8)$$

Розглянемо випадок  $|\zeta|, 1 - |\Gamma|, 1 - |\zeta|, k''L \ll 1$ , отже,

$$1 - |G|^2 \ll 1, \quad (9)$$

що відповідає малим втратам і слабкому зв'язку. Знаменник у формулі (7) може бути перетворений до виду

$$\arccos X = \arccos \sqrt{1 - \frac{(1 - |G|^2)^2}{2|G|^2}} = \arcsin \frac{1 - |G|^2}{|G|} \cong 1 - |G|^2,$$

після чого для навантаженої добротності одержуємо

$$Q_H = \frac{\pi \cdot f_0 \tau_{гр}}{1 - |G|^2} \quad (10)$$

Покажемо, що при виконанні умови (9) обоє визначення добротності - енергетичне і те, що виражається формулою (10) - збігаються. Відповідно до використовуваної моделі за один прохід парціальної хвилі в резонаторі, тобто за час  $\tau_{гр}$  амплітуда коливань зменшується на величину  $|A|_{рез} (1 - |G|^2)$ . Переходячи від зосереджених втрат на елементах зв'язку й торцях ЕФП до розподілених, відповідно до енергетичного визначення для навантаженої добротності маємо

$$Q_H = 2\pi \frac{|A|_{рез}^2}{|A|_{рез}^2 (1 - |G|^4) \frac{1}{f_0 \tau_{гр}}} = \frac{\pi \cdot f_0 \tau_{гр}}{1 - |G|^2},$$

що збігається із співвідношенням (10), отриманим виходячи з визначення для добротності як  $Q = f_0 / \Delta f$ .

У розглянутому випадку малих втрат, використовуючи умову (9), можна перейти від (10) до відомого співвідношення з'єднання добротностей

$$\frac{1}{Q_H} = \frac{1}{Q_\phi} + \frac{1}{Q_\zeta} + \frac{1}{Q_\Gamma}, \quad (11)$$

де

$$Q_\phi = \frac{\pi \cdot f_0 \tau_{гр}}{k''L} - \quad (12)$$

добротність феритового матеріалу,

$$Q_\Gamma = \frac{\pi \cdot f_0 \tau_{гр}}{1 - |\Gamma|} - \quad (13)$$

добротність "дзеркал" резонатора - торців ЕФП,

$$Q_\zeta = \frac{\pi \cdot f_0 \tau_{гр}}{1 - |\zeta|} - \quad (14)$$

добротність зв'язку.

Величина  $k''L$  може бути виражена через ширину лінії феромагнітного резонансу (ФМР)  $\Delta H$  та  $\tau_{гр}$  відповідно до формули

$k''L = \gamma \cdot \eta \cdot (\Delta H / 2) \cdot \tau_{гр}$ , підставляючи яку в (12), одержуємо

$$Q_\phi = \frac{\omega_0}{\gamma \cdot \Delta H \cdot \eta}, \quad (15)$$

що відповідає добротності лінії ФМР феритового матеріалу ЕФП.

Головна особливість розглянутих розмірних резонаторів зв'язана з дисперсією й загасанням МСХ, для яких, по-перше, групова швидкість  $V_{gp}$  може істотно відрізнятись від фазової  $V_\phi = \omega_0 / k'$ , по-друге,  $V_{gp}$  і  $V_\phi$  МСХ набагато менше груповий (фазової) швидкості звичайних електромагнітних хвиль. Останньою обставиною пояснюється той факт, що при зна-

чних у порівнянні з традиційними, наприклад, порожніми резонаторами втратах, що характеризуються величиною  $k''L$  і не дуже великих коефіцієнтах відбиття  $|\Gamma|$ , резонатори на МСХ мають високу добротність. Дійсно, вузька резонансна лінія може формуватися як у результаті додавання великого числа слабкозгасаючих на довжині резонатора парціальних хвиль з великою груповою швидкістю (пологою фазочастотною характеристикою - ФЧХ), так і в результаті додавання декількох ( $\sim 10$ ) парціальних хвиль із малою груповою швидкістю (крута ФЧХ). Останній випадок реалізується в розмірних резонаторах на МСХ.

При відсутності дисперсії  $\tau_{zp} = \tau_{\phi} = Lk'/\omega_0$  співвідношення (12-14) переходять у відомі співвідношення для відповідних видів добротності резонаторів на звичайних електромагнітних хвилях, приведені у [4,5].

Наслідком малих значень  $V_{zp}$  МСХ є відносно великі їхні втрати (величина  $k''L$ , може досягати значення 0,3). У зв'язку з цим у реальних розмірних резонаторах на ЕФП нерівність (9) порушуються і наближені співвідношення (15-20) не виконуються.

У випадку кінцевого значення коефіцієнта зв'язку  $\xi$  при збільшенні втрат у ЕФП і зменшенні коефіцієнта відбиття  $|\Gamma|$  розходження між мінімальними і максимальними значеннями амплітуди коливань у резонаторі зменшується, а добротність падає доти, поки при  $|G|^2 = 0,172$  (що відповідає  $k''L = 1,76$  при  $|\Gamma| = \xi = 1$  і втратам на поширення хвилі на довжині  $l$ , що дорівнюють 15,3 дБ) не стає рівній мінімальній величині  $Q_{\min} = f_0 \tau_{\text{гр}}$ .

Внесені втрати розглянутого двохходового резонатора можна обчислити по формулі

$$\alpha[\text{дБ}] = 20 \cdot \lg \frac{A^0}{|A||\xi|}, \quad (16)$$

де  $|A|$  визначається виразом (2). У випадку виконання умов резонансу (3) співвідношення (16) переходить у

$$\alpha[\text{дБ}] = 20 \cdot \lg(1 - |G|^2) - 20 \cdot \lg 2|\xi|^2 - 20 \lg |\Gamma| + 8,68 k''L. \quad (17)$$

Перший член правої частини (17) характеризує резонансне збільшення амплітуди коливань у резонаторі, другий і третій дають загасання, зв'язане з відмінними від одиниці коефіцієнтами перетворення й відбивання МСХ відповідно, останній член визначається втратами на поширення хвилі в ЕФП.

Рис. 2 (а) ілюструє залежності  $Q_H$  і  $\alpha$  для першої моди розмірного резонатора в діапазоні частот  $(0,75 \div 12)$  ГГц. Розрахунки проведені при  $S/L = 0,01$  ( $S$  - товщина ЕФП);  $f = 3$  ГГц;  $|\Gamma| = 0,96$ ;  $|\xi| = 0,15$ ;  $\Delta H = 0,6$  Е. Вид приведених на рис. 2 (а) залежностей цілком визначається дисперсійними характеристиками МСХ відповідного типу.

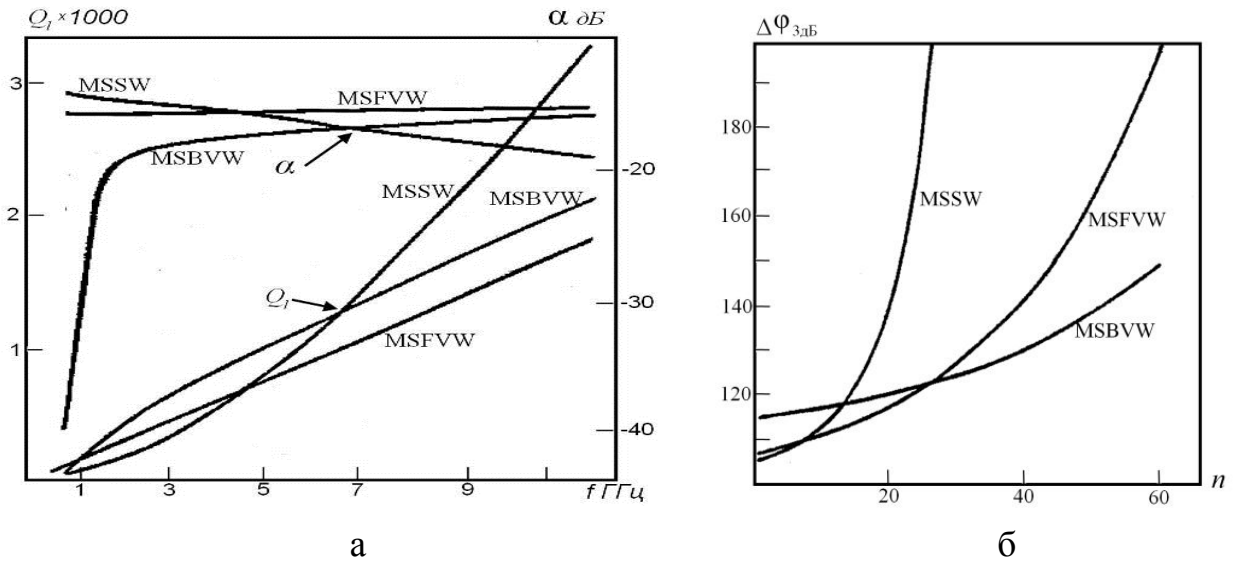


Рис.2. Залежності добротності та затування від частоти (а) та набігу фази від числа проходжень хвилі (б)

### Висновки

Зміна фази коливань в смузі, що відповідає ширині резонансної кривої резонатора, є найважливішою характеристикою резонатора, що визначає діапазон перестроювання без перескоків частоти побудованих за кільцевою схемою генераторів НВЧ з двоходовим резонатором в якості частото-задаючого елементу. Як відомо [4], у радіотехнічних резонаторах з великою добротністю зміна фази  $\Delta\varphi$  у смузі за рівнем 3 дБ складає величину  $\pi/2$ . Використовуючи співвідношення (2) і умову (3) можна показати, що для розмірних резонаторів із малими втратами вираз  $\Delta\varphi = \pi/2$  також справедливий. Однак, як вказувалося вище, умова (9) у реальних резонаторах на ЕФП не виконується, внаслідок чого  $\Delta\varphi$  може істотно перевищувати величину  $\pi/2$ . На рис. 2 (б) приведені залежності  $\Delta\varphi$  від номера моди для різних типів МСХ. Ще раз підкреслимо, що, не дивлячись на великі значення  $\Delta\varphi$  вищих мод, їхня добротність виявляється також досить високою.

### Література

1. Кудінов Є.В. Плівкові дискові резонатори на основі магнітостатичних коливань для генераторів НВЧ. // Вісник НТУ «КПІ». Сер. Радіотехніка. Радіоапаратобудування. – 2011. – №44. – С. 91–97
2. R. Marcelli, M. Rossi and P. De Gasperis Coupled Magnetostatic Volume Wave Straight Edge Resonators for Multipole Microwave Filtering// IEEE Trans. on Magnetics, 1995, Vol.31, № 6, pp.3476 – 3478.
3. R. Marcelli, P. De Gasperis, M. Rossi and M. Guglielmi Design of tunable Magnetostatic Volume Wave filters with dispersion and bandwidth control// IEEE Trans. on Magnetics, 1991, Vol.27, № 6, pp.5471 – 5473.



4. Лебедев В.И. Техника и приборы СВЧ. М.- Высш. школа.- 1970- т.1- 440 с.
5. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны.- М.- Радио и связь- 1988- 535 с.

Балінський М.Г., Кудінов Є.В. **Прямокутні плівкові резонатори на основі магнітостатичних хвиль для генераторів НВЧ.** Наведені результати аналізу розмірного резонатора на основі магнітостатичних хвиль в епітаксіальній феритовій плівці (МСХ-резонатора). Математична модель такого резонатора побудована на основі моделі інтерферометра Фабрі-Перо, розповсюдженої на випадок дисперсійного середовища, з елементами зв'язку у вигляді мікросмушкових перетворювачів. Знайдені формули для обчислення навантаженої добротності та перехідного затухання. Перевагою двоходових МСХ-резонаторів в якості частотозадаючих елементів генераторів є те, що вони, поряд з великою навантаженою добротністю, мають набіг фази, який може істотно перевищувати величину  $\pi/2$ , як у звичайних радіотехнічних резонаторах, а це значно розширює діапазон перестроювання без перескоків частоти побудованих за кільцевою схемою генераторів НВЧ

**Ключові слова:** магнітостатичні хвилі, резонатори, навантажена добротність, набіг фази

Балинский М.Г., Кудинов Е.В. **Прямоугольные пленочные резонаторы на основе магнитостатических волн для генераторов СВЧ.** Приведены результаты анализа размерного резонатора на основе магнитостатических волн в эпитаксиальной ферритовой пленке (МСВ-резонатора). Математическая модель такого резонатора построена на основе модели интерферометра Фабри-Перо, распространенной на случай дисперсионной среды, с элементами связи в виде микрополосковых преобразователей. Найденны формулы для вычисления нагруженной добротности и переходного затухания. Преимуществом двухходовых МСВ-резонаторов в качестве частотозадающего элемента генераторов является то, что они, наряду с большой нагруженной добротностью, имеют набег фазы, который может существенно превышать величину  $\pi/2$ , как у обычных радиотехнических резонаторов, а это значительно расширяет диапазон перестройки без перескоков частоты построенных по кольцевой схеме генераторов СВЧ

**Ключевые слова:** магнитостатические волны, резонаторы, нагруженная добротность, набег фазы

M.Balinsky, E.Kudinov, **Rectangular film resonators based on magnetostatic waves for microwave generators.** Results of the analysis of the dimensional resonator based on magnetostatic waves in epitaxial ferrite film (MSW-resonator) are discussed. A mathematical model of such a resonator is based on the model of a Fabry-Perot, common in the case of the dispersion medium, with coupled elements in the form of microstrip transducers. The formulas for calculating the weighted  $Q$  factor and the crosstalk attenuation is given. The advantage of two-port MSW-resonators as frequency set elements of generators is that they, along with great loaded  $Q$  are the phase shift, which can greatly exceed the value of  $\pi/2$ , as for normal radio resonators, which significantly expands the range of frequency tuning without jumping of frequency microwave generators constructed by the ring scheme.

**Keywords:** magnetostatic waves, resonators, loaded  $Q$ -factor, phase shift