

## ГІРАТОР НА ОСНОВІ ГЕЛІКОНОВОГО РЕЗОНАТОРА

Розглянуто можливість реалізації гіратора як схемного елемента в метровому і декаметровому діапазонах довжин хвиль за допомогою пасивного пристрою – невзаємно-го трансформатора на основі геліконового резонатора.

В діапазоні НВЧ гіратори реалізуються за допомогою намагнічених феритових середовищ з використанням різних невзаємних ефектів, наприклад, ефекту Фарадея [1]. На більш низьких частотах можуть бути використані ефект Холла в напівпровідниках [2], механічне з'єднання п'єзоелектричного і п'єзомагнітного приладів [3]. Найчастіше гіратори реалізуються на активних елементах: тунельних діодах, транзисторах в поєднанні з іншими схемними елементами [4]. На частотах нижче 100 МГц для реалізації гіраторів феритові середовища з тензорними параметрами магнітної проникності  $\vec{\mu}$  не придатні за відсутністю феритів з необхідними характеристиками.

Одна з можливих реалізацій гіраторів на низьких частотах пов'язана з можливістю використання невзаємних пасивних пристроїв на основі гіроелектричних середовищ з тензорною ефективною діелектричною проникністю  $\vec{\epsilon}$  [5]. Найпростіший невзаємний пасивний пристрій, що використовує таке середовище – невзаємний трансформатор на геліконових резонаторах, виконаний у вигляді плоскопаралельної пластини із напівпровідника з високою рухомістю носіїв заряду, розміщеної між полюсами сталого магніту. На пластині взаємно ортогонально намотані дві котушки індуктивності. При резонансному збудженні в пластині поляризованих по колу геліконових хвиль зв'язок між котушками забезпечує між входами трансформатора невзаємний фазовий зсув на  $\pm\pi/2$  рад.

Для плазми напівпровідника в присутності сталого зовнішнього магнітного поля вводиться тензорна еквівалентна магнітна проникність:

$$\vec{\mu} = \begin{vmatrix} \mu_L & -j\mu_T & 0 \\ j\mu_T & \mu_L & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}.$$

Компоненти тензора еквівалентної магнітної проникності

$$\mu_L = \frac{1}{2} \left( \frac{\text{tg}k_- d}{k_- d} + \frac{\text{tg}k_+ d}{k_+ d} \right), \quad \mu_T = \frac{1}{2} \left( \frac{\text{tg}k_- d}{k_- d} - \frac{\text{tg}k_+ d}{k_+ d} \right),$$

де  $d$  – напівтовщина пластини резонатора, а  $k_+$  і  $k_-$  – сталі поширення геліконових хвиль відповідно правої та лівої кругових поляризацій [5]:

$$k_+ = \beta_+ - j\alpha_+ = \sqrt{\frac{\omega\mu_o}{2\rho(1+u^2)}} \left( \sqrt{\sqrt{1+u^2} + u} - j\sqrt{\sqrt{1+u^2} - u} \right)$$

$$k_- = \beta_- - j\alpha_- = \sqrt{\frac{\omega\mu_o}{2\rho(1+u^2)}} \left( \sqrt{\sqrt{1+u^2} - u} - j\sqrt{\sqrt{1+u^2} + u} \right),$$

де  $\rho = 1/\epsilon\mu_n$  – питомий опір матеріалу резонатора,  $u = \mu_n B_o$  – показник замагніченості.

В наближенні малих втрат ( $u \gg 1$ )

$$k_+ = \sqrt{\omega\mu_o/\rho u} = \beta_+; \quad k_- = -j\sqrt{\omega\mu_o/\rho u} = -j\alpha_-.$$

Таким чином, матриця індуктивностей незв'язаного трансформатора має вигляд:

$$\|L\| = \tilde{\mu} \begin{vmatrix} L_1 & 0 \\ 0 & L_2 \end{vmatrix},$$

де  $L_1$  і  $L_2$  – власні індуктивності котушок. Приймавши їх однаковими і рівними  $L$ , запишемо матрицю опорів трансформатора:

$$\|Z\| = j\omega\|L\| = j\omega L \begin{vmatrix} \mu_L & -j\mu_T \\ j\mu_T & \mu_L \end{vmatrix}.$$

Перейдемо до нормованої матриці опорів, вважаючи хвильові опори ліній передачі однаковими і рівними  $Z$ ,

$$\|\tilde{Z}\| = \frac{j\omega L}{Z} \begin{vmatrix} \mu_L & -j\mu_T \\ j\mu_T & \mu_L \end{vmatrix}.$$

Матриця розсіювання визначається формулою:

$$\|S\| = \left( \|\tilde{Z}\| - \|E\| \right) \left( \|\tilde{Z}\| + \|E\| \right)^{-1}$$

$$\|S\| = \frac{1}{(ja+1)^2 - b^2} \begin{vmatrix} b^2 - a^2 - 1 & 2ab \\ -2ab & b^2 - a^2 - 1 \end{vmatrix},$$

де  $a = \omega L \mu_L / Z$ ;  $b = \omega L \mu_T / Z$ .

На рис. 1 показані полярні графіки діагональних компонентів матриці розсіювання невзаємного трансформатора (коефіцієнтів відбиття), а на рис. 2 – недіагональних компонентів (коефіцієнтів передачі).

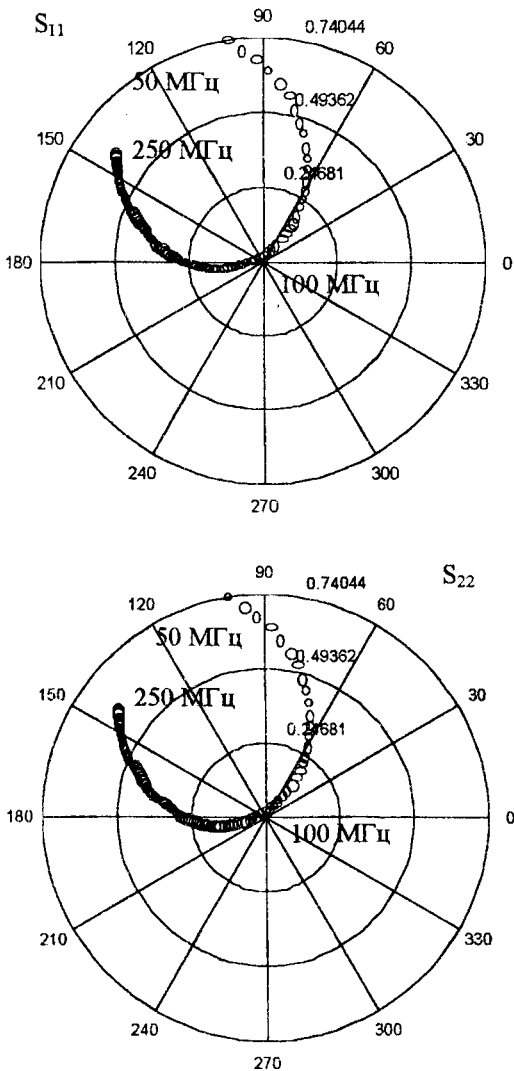


Рис. 1

На певних частотах маємо майже повне узгодження трансформатора з лініями передачі, тобто  $S_{11} = 0$  і  $S_{22} = 0$ . Коефіцієнти передачі в прямому ( $S_{21}$ )

і зворотньому ( $S_{12}$ ) напрямках близькі до одиниці і відрізняються по фазі на  $\pi$  рад. В ідеалізованому випадку (при великих значеннях  $u$ ) матрицю розсіювання невзаємного трансформатора можна переписати так:

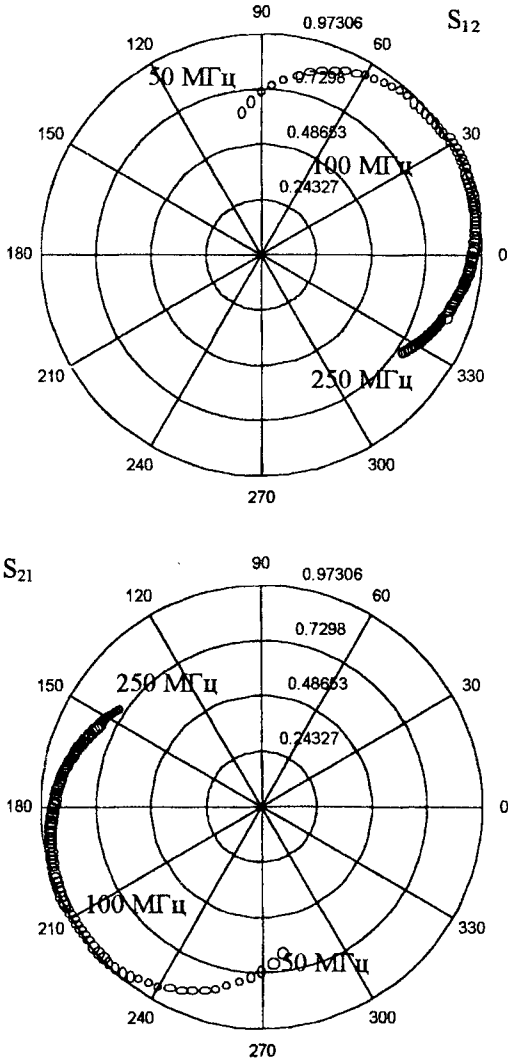


Рис. 2

$$\|S\| = e^{-j\varphi} \begin{vmatrix} 0 & -1 \\ +1 & 0 \end{vmatrix},$$

що відповідає матриці розсіювання ідеального гіратора.

Нормовані матриці опору та провідностей такого гіратора знаходимо з матриці розсіювання стандартною процедурою.

Застосування габаритних елементів в реалізації невзаємного трансформатора і гіратора ускладнює їхнє використання в малопотужних малогабаритних інтегральних схемах. Такі невзаємні пристрої можуть знайти застосування в невзаємних пасивних компонентах радіотехнічних кіл на середніх та великих рівнях потужності: вентилях, циркуляторах, невзаємних фільтрах тощо [6, 7].

#### БІБЛОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. Hogan C. L. The ferrimagnetic effect at microwave frequencies and it's application in the microwave gyrator // BSTJ, 1952.– Vol. 31.– Jan.– P. 1–31.
2. Mason W. P., Hewlett W. H., Wich R. F. Hall effect modulators and gyrators employing magnetic field independent orientations in germanium // J. Appl. Phys. 1953.– Vol. 24.– Feb.– P. 166–175.
3. Onoe M. Sawbe M. A. Piezoelectric-piezomagnetic gyrator // Proc. IRE 1962.– Vol. 50.– Sept.– № 9.– P. 1967–1973.
4. Хьюлсман Л. П. Теория и расчет активных RC-цепей.– М. : Связь, 1973.– 240с.
5. Бокринская А. А., Вунтесмери В. С., Красилитч Г. П. Геликоновые волны в радиотехнике.– Киев : Вища школа, 1984.– 100 с.
6. А. с. 1626280. Вентиль / В. С. Вунтесмери.– Опубл. в Б.И., 1991, № 5.
7. Vountesmery V. S. and Krasilitch G. P. Helicon isolator parameters investigations // Proc. 5-th International Symposium on Recent Advances in Microwave Technology, Kiev, Ukraine, 1995.– Vol. 2.– P. 479–481.

Надійшла до редколегії 27.05.98.