УДК 621.396.674.3

Волківський С.В., магістрант, ФІКТ, гр. ТТ-6м
Науковий керівник: Манойлов В.П., д.т.н., професор
Житомирський державний технологічний університет

ДОСЛІДЖЕННЯ МІКРОСМУЖКОВОГО ВІБРАТОРА В ШАРУВАТОМУ СЕРЕДОВИЩІ

Мікросмужкові вібратори представляють один з основних типів мікросмужкових антен і знаходять практичне застосування, як у якості самостійних антен, так і в складі більш складних антенних структур і антенних решіток. Використання складових лінійних і навантажених вібраторних структур дозволяє змінювати їх електродинамічні характеристики і розширює можливості застосування антен цього типу. Аналіз МСВ, особливо, дослідження їх граничних електродинамічних характеристик, вимагає побудови адекватних математичних моделей і побудови ефективних алгоритмів чисельного дослідження. Основою останніх є редукція граничних задач електродинаміки до інтегральних рівнянь. Чисельний аналіз мікросмужкового вібратора в шаруватому середовищі доцільно проводити на основі одновимірного інтегрального рівняння Фредгольма першого роду для його повного струму, що й буде розглянуто в даній роботі.

Розглядається наступна задача електродинаміки. В середовищі з плоским шаруватим заповненням (рис.1) на одній з границь середовища розташований стрічковий провідник , який представляє мікросмужковий вібратор з шириною $2d$ і довжиною $2L$.

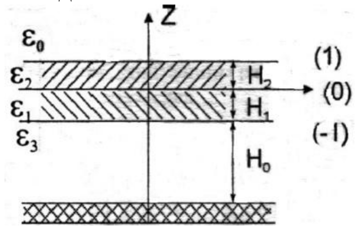

Рис.1. Середовище з плоским шаруватим заповненням

Вібратор має вигляд тонкого стрічкового провідника (рис.1) з шириною $2d$ і довжиною $2L$, стрічкові провідники утворюють плечі вібратора з зазором (щілиною) між ними розміром $2b$. Передбачається, що виконуються умови $kd << 1$, $kb << 1$, $kL > 1$, де $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ – робоча довжина хвилі.

Збудження вібратора забезпечується різницею потенціалів U на його вході, при якій в області щілини встановлюється первинне поле E^{s}. Беручи до уваги розміри вібратора в області щілини і припускаючи його ефективне збудження, розрахунок поля E^{s} можна провести в квазістатичному наближенні

$$E^{s}(x,y) = -\frac{Ud}{\pi\sqrt{d^2-y^2}\sqrt{b^2-x^2}};\ |x| \le b,\ |y| < d \qquad (1)$$

Одномірне інтегральне рівняння для повного струму вібратора I(x_0) має вигляд:

$$\int_{-L}^{L} I(x_0)G(x,x_0)dx_0 = -i\frac{2\pi}{W}\int_{-b}^{b} E^{s}(\mathbf{u})\sin|u-x|du + C_1 sinx + C_2 cosx, \qquad (2)$$

де ядро рівняння

$$G(x,x_0) = G(x,x_0) + \frac{\partial g(x,x_0,z)}{\partial z} - \frac{1}{2}\int_{-L}^{sinL}|x-u|\frac{\partial g(x,x_0,z)}{\partial z}du. \qquad (3)$$

Для первинного поля (1) рівняння (2) приймає вигляд

$$\int_{-L}^{L} I(x_0)G(x,x_0)dx_0 = -i\frac{2\pi}{W}UJ_0\sin|x| + C_1 sinx + C_2 cosx, \qquad (4)$$

де $W = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$; $J_0(b)$ - функція Бесселя нульового порядку;
U - різниця потенціалів на вході вібратора.

Приводимо основні вирази для елементів тензорної функції Гріна шаруватого середовища, які визначають ядро (3) інтегрального рівняння (4). Для випадку шаруватого середовища, одержимо при

$$G_0(\rho)=\frac{e^{-ik_2\rho}}{\rho}=\int_0^{\infty} f_G(\lambda)J_0(\lambda\rho)\frac{\lambda}{\eta_2}d\lambda\ ;$$

$$\frac{\partial g^{(R)}}{\partial z}\Big|_{z=0}=\frac{\varepsilon_2-\varepsilon_1}{\varepsilon_2+\varepsilon_1}G_0(\rho)+\int_0^{\infty} f_g(\lambda)J_0(\lambda\rho)d\lambda\ ;$$

де

$$f_G=R_H^{(0)}\frac{1+R_H^{(1)}e^{-2\eta_2H_2}}{1-R_H^{(1)}R_H^{(0)}e^{-2\eta_2H_2}}+R_H^{(1)}e^{-2\eta_2H_2}\frac{\left(1+R_H^{(0)}\right)}{1-R_H^{(1)}R_H^{(0)}e^{-2\eta_2H_2}};$$

$$f_g=-\frac{\varepsilon_2-\varepsilon_1}{\varepsilon_2+\varepsilon_1}\frac{1+R_H^{(0)}+R_H^{(1)}\left(1+R_H^{(0)}\right)e^{-2\eta_2H_2}}{1-R_H^{(1)}R_H^{(0)}e^{-2\eta_2H_2}}\frac{\lambda}{\eta_2}-$$

$$-\frac{\eta_2}{\lambda}\frac{R_H^{(0)}-R_H^{(1)}\left(1+R_H^{(0)}\right)e^{-2\eta_2H_2}}{1-R_H^{(1)}R_H^{(0)}e^{-2\eta_2H_2}}+\frac{\eta_2}{\lambda}\frac{R_E^{(0)}-R_E^{(1)}\left(1-R_E^{(0)}\right)e^{-2\eta_2H_2}}{1-R_H^{(1)}R_H^{(0)}e^{-2\eta_2H_2}}.$$

.

Зокрема, для випадку діелектричного шару з цих виразів для ядра інтегрального рівняння (4) можна отримати елементи при $|x-x_0|=\xi$:

$$G_0(\xi)=P(\xi)+\int_0^{\infty} R_H^{(0)}J_0(\lambda\xi)\frac{\lambda}{\eta_2}d\lambda\ ;$$

$$\frac{\partial g(\xi,z)}{\partial z}\Big|_{z=0}=-\frac{\varepsilon_2-\varepsilon_1}{\varepsilon_2+\varepsilon_1}\left[G_0(\xi)-\int_0^{\infty}[(1+R]_H^{(0)})J_0(\lambda\xi)\frac{\lambda}{\eta_2}d\lambda\right]-\int_0^{\infty}[(R]_H^{(0)}-R_E^{(0)})J_0(\lambda\xi)\frac{\eta_2}{\lambda}d\lambda\ , \qquad (5)$$

коефіцієнти визначаються

$$P(\xi)=\frac{e^{-i\xi}}{\sqrt{\xi^2+d^2}}\left[(1+i\xi)\frac{2}{\pi}F\left(\frac{\pi}{2},\alpha\right)-i\sqrt{\xi^2+d^2}\right],$$

де $\eta_0=\sqrt{\lambda^2+\varepsilon_0};\ \eta_1=\sqrt{\lambda^2-\varepsilon_1};\ \varepsilon_1,\varepsilon_0$ - діелектричні проникності граничних середовищ;

$F\left(\frac{\pi}{2},\alpha\right)$ - повний еліптичний інтеграл першого роду;

$\alpha=d\Big/\sqrt{\xi^2+d^2}$.

Отже, ядро (3) інтегрального рівняння (4), враховуючи представлення елементів тензора (5), має логарифмічну особливість. Це визначає інтегральне рівняння (4) як інтегральне рівняння Фредгольма першого роду для повного струму мікросмужкового вібратора.

В результаті досліджень наведено приклади розрахунку вхідного імпедансу вібратора для різних параметрів шаруватого середовища, що складають його підкладку і укриття, що змінюють частотні властивості мікросмужкового вібратора. Показано, що використання багатошарових середовищ, в якості підкладки і укриття мікросмужкового вібратора, дозволяють змінювати електричну довжину вібратора і його частотні властивості.

ВІДОМОСТІ ПРО АВТОРІВ:

ВОЛКІВСЬКИЙ Сергій Володимирович, магістрант групи ТТ-6м кафедри радіотехніки, радіоелектронних апаратів і телекомунікації Житомирського державного технологічного університету.

Наукові інтереси: інтернет технології.

МАНОЙЛОВ В'ячеслав Пилипович – д.т.н, професор, завідувач кафедри радіотехніки, радіоелектронних апаратів і телекомунікації Житомирського державного технологічного університету.

Наукові інтереси: пристрої НВЧ та антени.

e-mail: rt_i_t@mail.ru.