

УДК 517.9:621.38

Онуфрієнко В.М.¹, Зіненко І.І.², Антоненко Н.М.³

¹ д-р фіз.-мат. наук, проф. НУ «Запорізька політехніка»

² асист. НУ «Запорізька політехніка»

³ канд. фіз.-мат. наук, доц. НУ «Запорізька політехніка»

РОЗРАХУНОК ПОЛЯ ХВИЛЕВОДНОГО ВИПРОМІНЮВАЧА З ПОВЕРХНЕВИМ ФРАКТАЛЬНО КОНФІГУРОВАНИМ ШАРОМ ГЕЛЬМГОЛЬЦЯ

Теоретичні розробки моделей технологічно досяжних фрактально конфігурованих хвильоводних трансформаторів використовуються для проектування нових технічних пристроїв, компонентів та вузлів СВЧ техніки.

Диферінтегральна модель з базовими елементами у вигляді стокоджерельних фрактоїдів далі застосовується для побудови алгоритму розрахунку трансформації поля випромінювачами електромагнітної енергії з розподіленним по поверхні фрактально конфігурованим шаром Гельмгольца [1]. Постановка задачі ґрунтується на моделі взаємодії електромагнітного поля з геометрично фрактальними поверхнями та введенні у розгляд α -

характеристик поля [2]. Можливості урахування фрактальної конфігурації провідних поверхонь продемонструємо на задачі про випромінювання електромагнітного поля полігональним випромінювачем зі вставками [3] і розподілим по поверхні фрактально конфігурованим шаром Гельмгольца.

Нехай у планарній структурі хвильового трансформатора до відкритого його кінця набігає хвиля збудження типу LE_{mp} з відомими в перерізі TT амплітудою і фазою. Зводимо задачу до знаходження α -характеристики компоненти $u^{(\alpha)}(r)$ напруженості магнітного поля, що перпендикулярна площині планарного трансформатора та задовольняє умові випромінювання на нескінченності й рівняння Гельмгольца $\Delta u^{(\alpha)} + k^2 u^{(\alpha)} = 0$, де $k = 2\pi\sqrt{\lambda^{-2} - (m/(2a))^2}$, λ – довжина хвилі у вільному просторі, a – ширина широкої стінки хвильоводу.

Граничні умови $\partial u^{(\alpha)}/\partial \mathbf{n}|_S = 0$, $\partial u^{(\alpha)}/\partial \mathbf{n}|_{TT} = \partial U^{(\alpha)}/\partial \mathbf{n}|_{TT}$ задаємо на провідній фрактально конфігурованій поверхні S вставок та рупорної частини трансформатора до перерізу TT , де $U^{(\alpha)}(r)$ – відповідна альфа-характеристика компоненти поля в хвильоводі. Поверхню $S \cup TT$ розбиваємо на елементи S_i (смуги та кругові циліндри) з послідовною нумерацією; I_C – множина номерів кругових циліндрів, I_P – множина номерів провідних смуг, i_T – номер смуги TT , $I_R = I_P \cup \{i_T\}$, $I = I_R \cup I_C$. Згідно з методом добутку областей розглядаємо розв'язок задачі у формі $u^{(\alpha)}(r) = \sum_{i \in I} u_i^{(\alpha)}(r)$,

де кожна функція $u_i^{(\alpha)}(r)$ задовольняє однорідне рівняння Гельмгольца всюди поза i -тим елементом та умові випромінювання на нескінченності.

Для функцій $u_i^{(\alpha)}(r)$ справедливі диференціальні рівності

$$u_i^{(\alpha)}(r) = -W_i(r) \quad \forall r \notin S_i, \quad i \in I_C; \quad u_i^{(\alpha)}(r) = -2W_i(r) \quad \forall r \notin S_i, \quad i \in I_P; \quad (1)$$

$$u_i^{(\alpha)}(r) = 2 \left(\int_{S_i} \frac{\partial U^{(\alpha)}(r')}{\partial \mathbf{n}'} G_i(r, r') d^{(\alpha)} S' - W_i(r) \right) \quad \forall r \notin S_i, \quad i = i_T, \quad (2)$$

де позначено інтеграл $W_i(r) = \int_{S_i} \sum_{j \in I \setminus \{i\}} \frac{\partial u_j^{(\alpha)}(r')}{\partial \mathbf{n}'} G_i(r, r') d^{(\alpha)} S'$, $G_i(r, r')$ –

функція Гріна, що задовольняє фрактальні граничні умови Діріхле-Неймана на елементі S_i і записується у вигляді ряду за функціями Ганкеля для $i \in I_C$ та за парними ми функціями Мат'є для $i \in I_R$.

В силу безперервності електромагнітного поля в однорідному середовищі маємо

$$U^{(\alpha)}(r) = \sum_{i \in I} u_i^{(\alpha)}(r) \quad \forall r \in BB, \quad (3)$$

де BB – переріз в хвилеводі, що розташований між перерізом TT і відкритим кінцем хвилеводу.

Рівняння (1)-(3) є системою інтегро-диференціальних рівнянь щодо функцій $U^{(\alpha)}(r)$ та $u_i^{(\alpha)}(r)$, $i \in I$. Функцію $U^{(\alpha)}(r)$ шукаємо у вигляді розв'язування за власними хвилями хвилеводу, $u_i^{(\alpha)}(r)$ – за парними функціями Мат'є (для $i \in I_R$) та за функціями Ганкеля (для $i \in I_C$).

В результаті, алгоритм розв'язування задачі зведено до системи лінійних алгебраїчних рівнянь щодо коефіцієнтів вказаного розв'язування, яка розв'язана методом редукції. У розв'язку цієї системи враховується вплив фрактальної конфігурації провідних поверхонь з фрактально конфігурованим стоко-джерельним шаром Гельмгольца на випромінювання з даної структури, що стає основою для конструювання як окремих фрактальних випромінювачів, так і їх сукупності у фрактальних антенах [4], що занурені у речовину з електролітичними властивостями.

Розвинений теоретичний підхід до задачі про покриття поверхні випромінювача стоко-джерельним шаром Гельмгольца дозволяє розглядати особливості технологічної реалізації складних нелінійних систем з притаманними їм ефектами просторового гістерезису, часової ередитарності та демпферності, коли необхідно враховувати не тільки теперішній стан системи або найближчий попередній стан (тобто початкові значення параметрів стану системи, деякі похідні за часом та просторовими координатами), але також і всі попередні стани, в яких перебувала дана система.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Онуфрієнко В. М. Фрактальний шар зарядів у граничній задачі як узагальнення простого та подвійного шарів / В. М. Онуфрієнко,

А. В. Куземко // XV Міжнародна наукова конференція ім. акад. Михайла Кравчука : матеріали, Київ, 15–17 травня 2014 р. (Т. 1. Диференціальні та інтегральні рівняння, їх застосування). – Київ : НТУУ «КПІ», 2014. – С. 235.

2. Onufrienko V. M. Modeling Characteristics of Field-Effect Fractal Nanotransistor / V. M. Onufrienko, T. I. Slyusarova, L. M. Onufrienko // *Advanced Trends in Radio-electronics, Telecom. and Comp. Engineering*. – 2020. – P. 586–589.

3. Chumachenko V. P. Efficient field representation for polygonal region / V. P. Chumachenko // *Electronics Letters*. – 2001. – Vol. 37, Issue 19. – P. 1164–1165.

4. Onufriyenko V. M. The frequency independence of fractal antennas / V. M. Onufriyenko // *Proceedings 13 Int. Conf. on ATT*. – 2013. – P. 107–109.