

УДК 519.6



В. Д. Душкін

КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ РОЗСІЮВАННЯ Е-ПОЛЯРИЗОВАНИХ ХВИЛЬ НА ЕКРАНОВАНІЙ ПРЕДКАНТОРОВІЙ СИСТЕМІ РЕФЛЕКТОРІВ

У статті дано опис властивостей характеристик антен, які отримані в результаті комп'ютерного моделювання розсіювання електромагнітних хвиль на періодичній системі відбивачів, зі спеціальною структурою періоду. Комп'ютерне моделювання здійснено на основі математичної моделі, створеної на базі системи граничних сингулярних рівнянь. Підтверджено властивості широкосмуговості та багатомодовості для досліджуваних значень параметрів структури.

К л ю ч о в і с л о в а: екрановані фрактальні антени, комп'ютерне моделювання, сингулярні інтегральні рівняння.

Постановка проблеми. Однією з основних вимог до радіотехнічних пристроїв та засобів зв'язку, що використовуються у військовій справі, є можливість працювати у декількох частотних діапазонах на одну компактну антену.

Відомо, що спроектувати такі пристрої можна, використовуючи антени, створені на принципах фрактальної геометрії [1]. Сьогодні їх широко застосовують у мобільному зв'язку (стандарти CDMA, GSM, DECT), телебаченні (стандарти DVB-H та ISDB-H), системах супутникового позиціонування та радіочастотної ідентифікації [2].

У військовій сфері фрактальні антени використовуються для виконання задач радіоелектронної боротьби, радіотехнічної розвідки та здійснення тактичного радіозв'язку [3–7].

У процесі розсіяння електромагнітних хвиль на фрактальних структурах розкид мікрохвиль відбувається так, нібито об'єкта не було зовсім. До того ж використання фрактальних антен у системах зв'язку або радіотехнічних системах практично унеможливорює радіоподавлення сигналу.

Ще одним перспективним напрямом є використання текстильних фрактальних антен для відстеження місцезнаходження окремих військовослужбовців [8, 9]. Також можливість використання фрактальних антен для вирішення задач НГУ досліджено у працях [10, 11].

Незважаючи на те, що увага фізиків і математиків давно прикута до цих структур, загальний теоретичний математичний апарат та практичний алгоритм створення фрактальних антен із заданими частотними характеристиками не розроблені.

Тому актуальною є задача створення математичних моделей таких антен або близьких до них за властивостями, які дозволяють шляхом варіації геометричних параметрів антен знайти структури із заданими частотними параметрами і здійснити комп'ютерне моделювання з метою дослідження електродинамічних характеристик цих структур.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. У наш час розроблені математичні моделі багатьох предфрактальних напівпрозорих електродинамічних структур, побудованих на основі узагальнених канторових множин [12–15]. У цих працях використано підхід, що ґрунтувався на зведенні початкових крайових задач для рівняння Гельмгольца до систем сингулярних та гіперсингулярних інтегральних рівнянь, які розв'язувались чисельно з використанням обчислювальних схем методу дискретних особливостей [16–19]. На відміну від класичних підходів, за якими досліджувались процеси розсіювання електромагнітних полів на структурах, що складались з невеликої кількості елементів, вищезгаданий підхід не передбачав виконання аналітичних розрахунків у разі зміни кількості елементів решітки. Також при використанні цього підходу не потрібно було вносити зміни

у комп'ютерну реалізацію алгоритму. За допомогою запропонованих у працях алгоритмів проведено комп'ютерне дослідження напівпрозорих структур і доведена наявність резонансів у широкому діапазоні значень хвильового числа, підтверджене явище перерозподілу енергії поля по великій кількості гармонік з великими порядковими номерами.

Однак числовий аналіз відбиваючих структур з набором рефлекторів як складової частини, що є аналогом фрактальної антени, проведено не було. Таким чином, комп'ютерне моделювання процесів розсіяння електромагнітних хвиль на відбиваючих структурах такого типу уявляється цікавим.

Мета статті – знайти властивості характеристик антен зі спеціальною структурою періоду, подібною до товстих канторових структур, шляхом комп'ютерного моделювання розсіювання електромагнітних хвиль на періодичній системі відбивачів.

Виклад основного матеріалу. Відбиваюча структура складається з екрана, що цілком заповнює площину $z = -d'$, та $2l$ періодичної вздовж осі OY системи смуг, розташованої у площині $z' = 0$. Уся структура є однорідною вздовж осі OX , тобто будь-який переріз цієї структури площиною, паралельною до площини YOZ , є однаковим. Переріз смуг площиною YOZ є $2l$ періодичною системою відрізків, що утворена за принципом побудови узагальненої канторової множини на кожному з визначених відрізків $[2lm; 2l(m+1)]$, $m \in Z$ на певному етапі алгоритму. Він утворюється викиданням фіксованої частини q з середини будь-якої стрічки, що була отримана на попередньому кроці ітераційної процедури. Графічне зображення стрічкової структури, отриманої на третьому етапі алгоритму для двох значень параметра q дано на рис. 1, а координати кінців щілин α'_q , β'_q для цих двох випадків наведено у табл. 1.

На n -му етапі алгоритму маємо $2^n - 1$ стрічок та $2^n - 1$ щілин. Довжини всіх стрічок, окрім однієї, дорівнюють $(1 - q)^n \cdot 2^n \cdot 2l$, сумарна довжина всіх стрічок $(1 - q)^n \cdot 2l$.

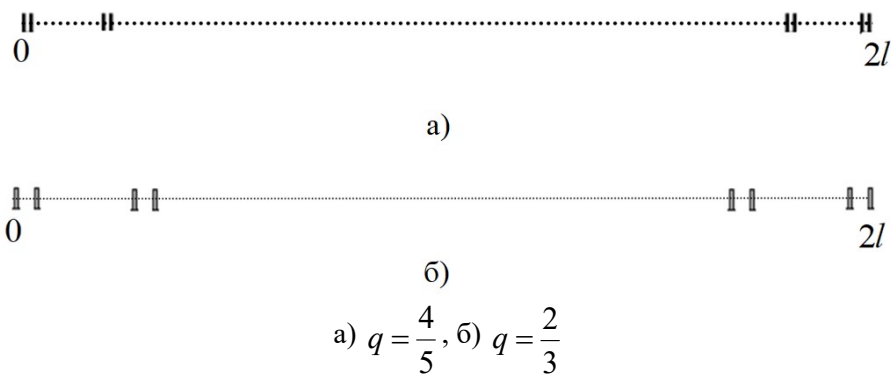


Рисунок 1 – Стрічкова структура на періоді $[0, 2l]$

Таблиця 1 – Координати меж щілин

	$q = \frac{4}{5}$	$q = \frac{2}{3}$
α'_q	$\left(\frac{1}{500} \quad \frac{1}{50} \quad \frac{91 \cdot 1}{500} \quad \frac{1}{5} \quad \frac{901 \cdot 1}{500} \quad \frac{91 \cdot 1}{50} \quad \frac{991 \cdot 1}{500} \right)$	$\left(\frac{1}{32} \quad \frac{1}{8} \quad \frac{13 \cdot 1}{32} \quad \frac{1}{2} \quad \frac{49 \cdot 1}{32} \quad \frac{13 \cdot 1}{8} \quad \frac{61 \cdot 1}{32} \right)$
β'_q	$\left(\frac{9 \cdot 1}{500} \quad \frac{9 \cdot 1}{50} \quad \frac{99 \cdot 1}{500} \quad \frac{9 \cdot 1}{5} \quad \frac{909 \cdot 1}{500} \quad \frac{99 \cdot 1}{50} \quad \frac{999 \cdot 1}{500} \right)$	$\left(\frac{3 \cdot 1}{32} \quad \frac{3 \cdot 1}{8} \quad \frac{15 \cdot 1}{32} \quad \frac{3 \cdot 1}{2} \quad \frac{51 \cdot 1}{32} \quad \frac{15 \cdot 1}{8} \quad \frac{63 \cdot 1}{32} \right)$

Розміри щілин різні, вони можуть набувати одне зі значень $2^{1-k} \cdot q \cdot (1 - q)^{k-1} \cdot 2l$, де $k = 1 \dots n$. Підбираючи параметр q , можна отримати будь-який відсоток заповнення періоду металом, а також отримати щілини певної довжини.

Відомо, що у випадку падіння на цю структуру плоскої лінійно поляризованої хвилі, вихідна

тривимірна задача зводиться до двох задач про знаходження E-поляризованої та H-поляризованої хвиль. У подальшому будемо розглядати 2D задачу знаходження E-поляризованої хвилі на описаній вище структурі.

Нехай із нескінченності згори на дифракційну структуру похило падає E-поляризована плоска лінійно поляризована електромагнітна хвиля, єдина відмінна від нуля компонента поля якої має вигляд

$$E_x^{initial}(y', z') = \exp(ik(y' \cdot \sin \varphi - z' \cdot \cos \varphi)) \quad . \quad (1)$$

Для знаходження повного поля, розсіяного на структурі, достатньо знайти його компоненту $E_x(y', z')$ в області $z' \geq -d'$. Повне поле над системою стрічок будемо шукати у вигляді

$$E_x(y', z') = E_x^{initial}(y', z') - \exp(ik(y' \cdot \sin \varphi + z' \cdot \cos \varphi)) + \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n^+ \cdot e^{-\gamma_n' z'} \cdot e^{i p_n' y'}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \text{де } p_n' &= k \cdot \sin \varphi + \frac{\pi n}{l}, & \gamma_n' &= \sqrt{(p_n')^2 - k^2}, \quad n \in Z. \\ \text{Та } \operatorname{Re}(\gamma_n') &\geq 0, & \operatorname{Im}(\gamma_n') &\leq 0, \quad n \in Z. \end{aligned} \quad (3)$$

Поле у шарі між смугами та екраном має вигляд ряду Фур'є

$$E_x(y', z') = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n^- \cdot \frac{\operatorname{sh}(\gamma_n'(z' + d'))}{\operatorname{sh}(\gamma_n' d')} \cdot e^{i p_n' y'}, \quad -d' < z' < 0. \quad (4)$$

Для зручності подальших перетворень за допомогою заміни змінних перейдемо до безрозмірних величин та параметрів:

$$\begin{aligned} \partial \lambda &= \frac{l \cdot k}{\pi} = \frac{2l}{\lambda}, & y &= \frac{\pi}{l} y', & z &= \frac{\pi}{l} z', & d &= \frac{\pi}{l} d'; \\ p_n &= \frac{l \cdot p_n'}{\pi} = \partial \lambda \cdot \sin \varphi + n, & \gamma_n &= \frac{l \cdot \gamma_n'}{\pi}, & n &\in Z; \\ \alpha_q &= \frac{\pi}{l} \alpha_q', & \beta_q &= \frac{\pi}{l} \beta_q', & (q &= 1, K, M). \end{aligned} \quad (5)$$

У праці [17] було показано, що амплітуди гармонік мають такі інтегральні подання:

$$a_n^+ = a_n^- = \frac{1}{2\pi i p_n} \int_L f(t) \exp(-i p_n t) dt, \quad |n| \in N, \quad (6)$$

$$a_0^+ = a_0^- = \frac{1}{2\pi} \int_L f(t) \frac{\exp(-i p_0 t) - 1}{i p_0} dt, \quad (7)$$

де функція $f(t)$ є розв'язком сингулярних системи інтегральних рівнянь

$$\frac{1}{2\pi} \int_L \operatorname{ctg}\left(\frac{t-y}{2}\right) f(t) dt + \frac{1}{\pi} \int_L R(y, t) f(t) dt = i \partial \lambda \cos \varphi, \quad y \in L, \quad (8)$$

$$\int_{\alpha_q}^{\beta_q} f(t) dt = 0, \quad (q = 1, K, M), \quad (9)$$

де

$$R(y, t) = \frac{1}{2} \left[- \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{\infty} \frac{\Delta_n}{ip_n} \exp(ip_n(y-t)) - \frac{\gamma_0 \cdot (\text{cth}(\gamma_0 d) + 1) \cdot [\exp(ip_0(y-t)) - 1]}{2ip_0} + \frac{e^{i\partial\lambda \sin \varphi(y-t)} - 1}{2} \text{ctg}\left(\frac{t-y}{2}\right) \right], \quad (10)$$

$$\Delta_n = \frac{\gamma_n \cdot (\text{cth}(\gamma_n d) + 1)}{2} - |n| - \frac{|n|}{n} \cdot \partial\lambda \sin \varphi = O\left(\frac{1}{n}\right), \quad n \rightarrow \infty. \quad (11)$$

Системи сингулярних інтегральних рівнянь розв'язуються чисельно за обчислювальною схемою методу дискретних особливостей [7, 8]. За допомогою отриманих числових значень коефіцієнтів Фур'є знаходяться всі потрібні характеристики електродинамічних полів.

На рис. 2 наведені графіки залежності амплітуд від хвильового числа для значення параметрів $q = 0.8$ та $d = 2^{-1}\pi$. Ці графіки свідчать, що гармоніки з номерами більше десяти суттєво впливають на загальну структуру поля. Також деякі гармоніки мають чітко виражені екстремуми з великими значеннями модуля амплітуд відповідних гармонік.

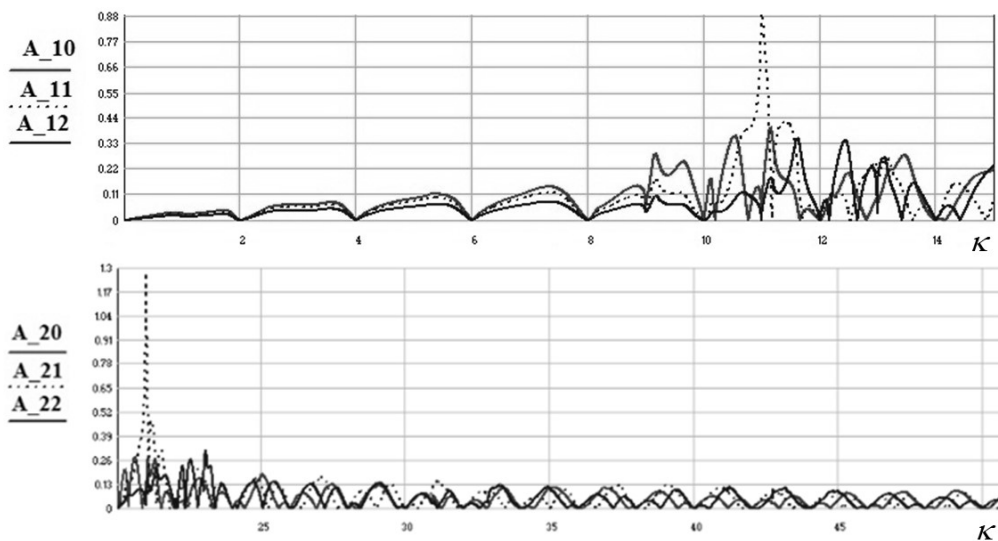


Рисунок 2 – Графіки залежностей модулів амплітуд від хвильового числа

Величини амплітуд гармонік поблизу точок максимуму амплітуд гармонік змінюються швидко. На рис. 3 продемонстрована залежність від хвильового числа амплітуд гармонік поблизу максимумів 11-ї та 21-ї гармонік.

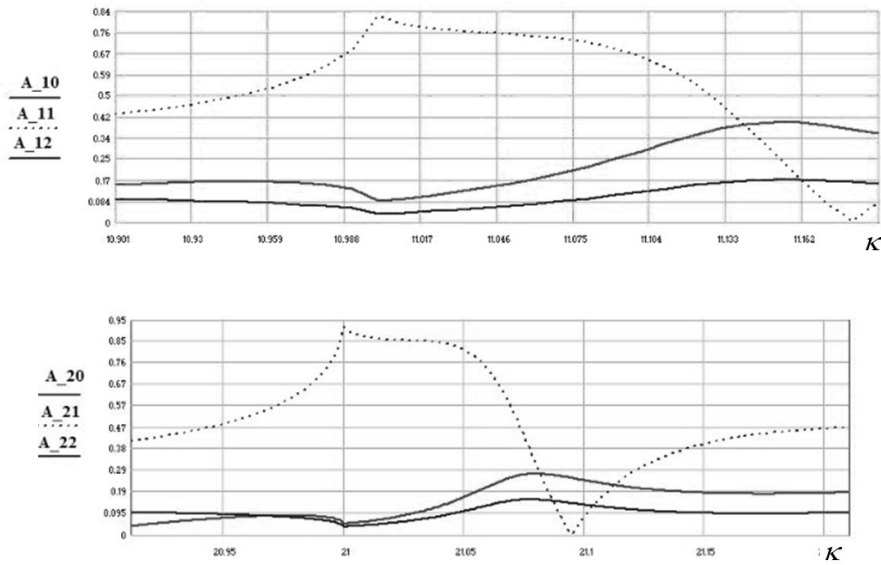


Рисунок 3 – Графіки залежностей модулів амплітуд від хвильового числа поблизу максимумів 11-ї та 21-ї гармонік

Саме такі гармоніки разом з нульовою визначають у цьому випадку загальну структуру поля (рис. 4).

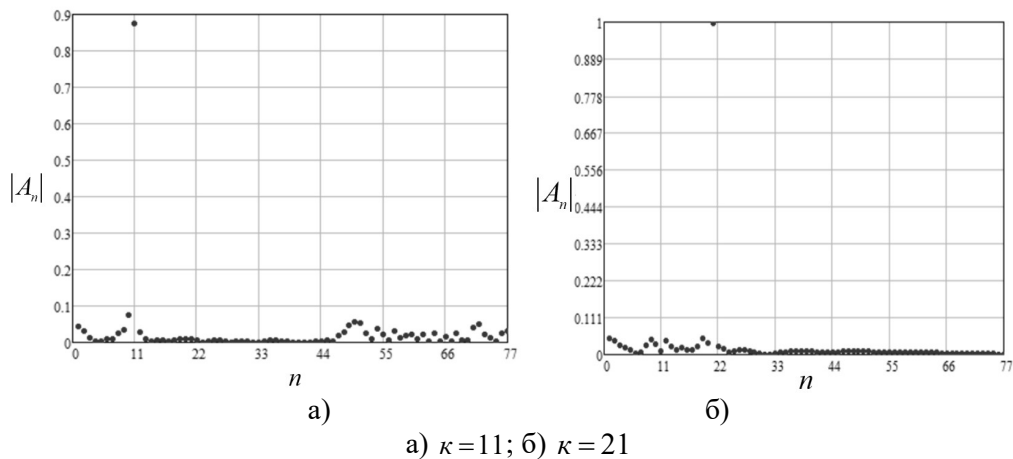


Рисунок 4 – Абсолютні значення амплітуд з додатними номерами $q = 0.8$ та $d = 2^{-1}l$

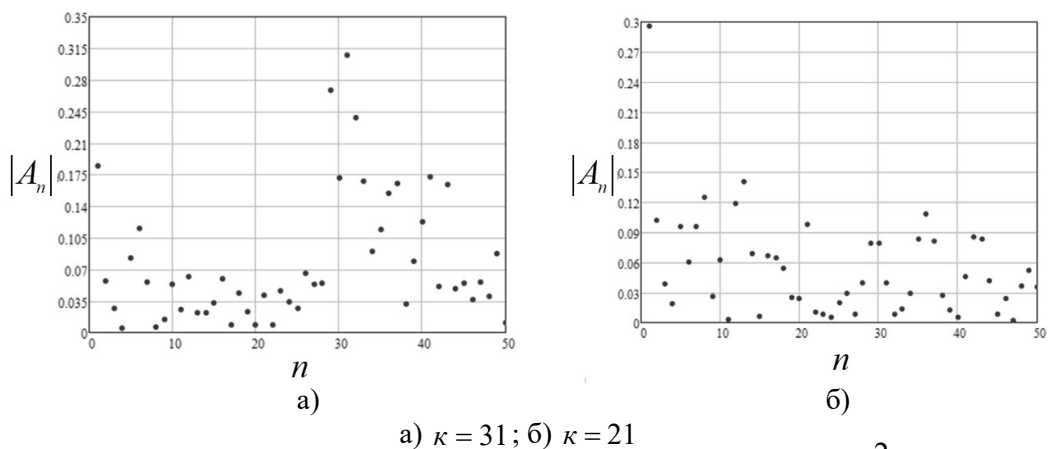


Рисунок 5 – Абсолютні значення амплітуд з додатними номерами $q = \frac{2}{3}$ та $d = 2^{-1}l$

4. Gibney J. M., Rowe W. S. T. An investigation into the Practicality Of Using a stage four Hilbert Curve Fractal Antenna for electronic warfare applications. *Asia-Pacific Microwave Conference*. 2011, Melbourne, VIC, Australia, 2011. Pp. 817 – 820.
5. Poonkuzhali R., Zachariah C. A. Balakrishnan T. N. Miniaturized Wearable Fractal Antenna for Military Applications at VHF Band. *Progress In Electromagnetics Research C*. 2016. Vol. 62. Pp 179 – 190.
6. Reddy B., Prasad N. Wearable Circularly Polarized Fractal-Shaped Antenna for Wireless and Defence Applications. *Proceedings of International Conference on Wireless Communication*. 2020. Pp. 103 – 111.
7. Microstrip Hexagonal Fractal Antenna for Military Applications / M. Gupta et al. *Frequenz*. 2019. Vol. 73 (9-10). Pp. 321 – 330.
8. Chitra R. J., Nagarajan V., Mukesh D. Design of Wearable Pentagonal Fractal Antenna for Soldier Location Tracking. *International Conference on Communication and Signal Processing (ICCSP)*. Chennai, India. 2020. Pp. 1638 – 1642.
9. Design of Textile Antenna for Military Applications / V. Sawant et al. *2-nd Asian Conference on Innovation in Technology (ASIANCON)*. Ravet, India, 2022. Pp. 1 – 5.
10. Fyk A. I. Protecting of radio electroning apparatus from powerfull emis with the use of fractal aerial. *East European Scientific Journal 2*. Warszawa, Polska. 2015. P. 137 – 141.
11. Фик О. І. Теоретичні основи моделювання процесу випромінювання фрактальних дипольних антен. *Збірник наукових праць Харківського університету Повітряних Сил*. Харків, 2017. № 5. С. 110 – 116.
12. The scattering from generalized Cantor fractals / A. Yu. Cherny et al. *J. Appl. Cryst.* 2010. Vol. 43. Pp. 790 – 797.
13. Nesvit K. V., Gandel Yu. V. Computational modeling of hypersingular integral equations for 2D pre-cantor scattering structure. *International Journal of Advanced Mathematical Sciences*. 2015. Vol. 3, No 2. Pp. 161 – 171.
14. Dushkin V. D., Zhuchenko S. V., Kostenko O. V. Computational Simulation of E-Waves Diffraction on Periodic Multielement System of Impedance Strips. *2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW)*. Kharkiv, Ukraine, 2020. Pp. 625 – 629.
15. Dushkin V. D., Kostenko O. V., Zhuchenko S. V. Modeling Wave Scattering by GC-liked Periodic Structures. *2021 IEEE 26th International Seminar : Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED)*. Tbilisi, Georgia. 2021. Pp. 59 – 63.
16. Довгий С. А., Лифанов И. К. Методы решения интегральных уравнений. Теория и приложения. Киев : Наукова думка, 2002. 342 с.
17. Гандель Ю. В., Душкін В. Д. Математические модели двухмерных задач дифракции: сингулярные интегральные уравнения и численные методы дискретных особенностей. Харьков : Акад. ВВ МВД Украины, 2012. 544 с.
18. Gandel Yu. V., Dushkin V. D. Mathematical Model of Scattering of Polarized Waves on Impedance Strips Located on a Screened Dielectric Layer. *Journal of Mathematical Sciences*. Springer, US. 2016. Pp. 156 – 166.
19. Kostenko O. V. A numerical method for solving a system of hypersingular integral equations of the second kind. *Cybernetics and systems analysis*. 2016. Vol. 52, No. 3. Pp. 394 – 407.

Стаття надійшла до редакції 10.04.2023 р.

UDC 519.6

V. Dushkin

COMPUTER MODELLING OF SCATTERING OF E-POLARISED WAVES ON A SHIELDED GC-LIKED REFLECTOR SYSTEM

Computer simulation of electromagnetic wave scattering on a shielded periodic reflector system, with a special period structure is considered. The electrodynamic reflective structure consists of a screen and a periodic system of strips. The cross-section of the strips is a system of segments formed by the principle of constructing a generalized Cantor set at each of the periods. It was used a mathematical model based on the reduction of the initial boundary value problems for the Helmholtz equation to systems of singular

integral equations. The choice of this approach did not require analytical calculations when changing the number of lattice elements. Using this approach, it was not necessary to make changes to the computer implementation of the algorithm.

The computer experiment has proved the possibility of applying the discrete singularities method computational scheme for the considered structure. It is proved that the structure constructed according to the proposed principle has the properties of broadband and multimode for the studied values of the structure parameters. In particular, for the studied structures, the resonance occurred when the wavenumber was changed from 0 to 50, with a significant increase in amplitude occurring at harmonics with numbers up to 40. This phenomenon led to a complex structure of the lines of the absolute values of the amplitude of the scattered electric field above the grating. The presence of small areas with an increase in the amplitude of the scattered field by a factor of 5-6 compared to the amplitude the incident electromagnetic wave was observed.

These properties show practical interest in the use of this type of antennas to improve electronic camouflage and tactical radio communications.

In the future, it is planned to conduct computer simulations for imperfectly conducting structures and compare the results with the numerical results for the ideal case discussed in this paper.

Key words : shielded fractal gratings, computer modelling, singular integral equations.

Душкін Володимир Давидович – кандидат фізико-математичних наук, доцент, доцент кафедри фундаментальних дисциплін Національної академії Національної гвардії України.
<https://orcid.org/0000-0002-5143-7945>