

Є.Є. ДЕМИДЕНКО, В.В. НОВИЦЬКИЙ, Є.М. ОДАРЕНКО, *д-р фіз.-мат. наук,*
О.О. ШМАТЬКО, *д-р фіз.-мат. наук*

ХАРАКТЕРИСТИКИ КЕРОВАНОГО БРЕГГІВСЬКОГО ХВИЛЕВОДУ З ГІРОТРОПНИМИ ОБОЛОНКАМИ

Вступ

Фотонно-кристалічні структури інтенсивно досліджуються як в експериментальному, так і в теоретичному аспекті завдяки їх унікальним фізичним властивостям, які дозволяють створювати ефективні функціональні пристрої в різних частотних діапазонах [1, 2]. Терміном «фотонний кристал» зараз фактично позначаються періодичні структури різної розмірності, яка визначається кількістю просторових напрямків, уздовж яких спостерігається періодична зміна параметрів цих структур (зазвичай, показника заломлення).

Базовими пристроями, на основі яких будується весь спектр різноманітних систем, є фотонно-кристалічні хвилеводи та резонатори. Незалежно від розмірності, принцип дії цих пристроїв переважно базується на використанні частотних заборонених зон фотонних кристалів. В межах цих зон розповсюдження хвиль в будь-якому напрямку є неможливим, що дає можливість ефективної локалізації електромагнітної енергії в різноманітних дефектах періодичності фотонних кристалів. Зазвичай фотонно-кристалічні хвилеводи будуються на основі лінійних дефектів періодичності, а фотонно-кристалічні резонатори – на основі локальних дефектів.

Керування характеристиками фотонно-кристалічних пристроїв за допомогою зовнішніх електричних та магнітних полів є важливою практичною проблемою, оскільки дозволяє значно розширити перелік цих пристроїв та забезпечити гнучкість в їх застосуванні. Прикладами керованих фотонно-кристалічних пристроїв є модулятори [3], циркулятори [4], фільтри [5 – 7], логічні елементи [8] тощо. В фотонно-кристалічних пристроях, що керуються електричним полем, переважно застосовуються рідкокристалічні елементи [9, 10]. Для керування магнітним полем застосовуються феритові або плазмоподібні елементи [11, 12], які чутливі до зовнішніх магнітних полів. Періодичні структури, що містять такі магніточутливі елементи, називаються магнітофотонними кристалами.

В даній роботі розглядається планарний хвилевід, оболонки якого складаються з одновимірного магнітофотонного кристалу, в якому діелектричні шари чергуються з гіротропними (феритовими). Така система може бути ідентифікована як Бреггівський відбивний хвилевід [13 – 15], оскільки локалізація електромагнітної енергії в ньому реалізується завдяки практично повному відбиттю хвиль від періодичних багатошарових оболонок.

На основі чисельного розв'язання електродинамічної задачі методом скінченних елементів аналізуються закономірності впливу індукції зовнішнього магнітного поля на дисперсійні характеристики магнітофотонного кристалу та спектральні характеристики планарного Бреггівського хвилеводу.

Модель Бреггівського хвилеводу

Розглянемо модель планарного Бреггівського хвилеводу, оболонка якого містить гіротропні шари. Схема структури із системою координат представлена на рис. 1.

Пустотілий хвилеводний канал з шириною d розташований між двома багатошаровими оболонками, які представляють собою Бреггівські відбивачі з періодом $L = a + b$. На періоді оболонки розташовані два шари, один з яких є діелектричним та ізотропним ($\epsilon_1 = 2.1$, $\mu_1 = 1$) і має товщину b , а інший (з товщиною a) – гіротропним з діелектричною проникністю $\epsilon_2 = 12.9$ та магнітною проникністю, яка є тензором.

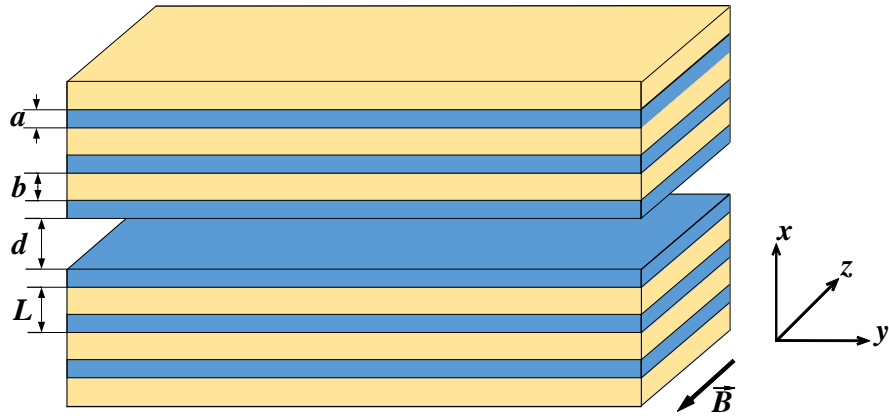


Рис. 1. Схема Бреггівського хвилеводу

Такі матеріальні параметри характерні для двоокису кремнію та фериту відповідно. У випадку, коли зовнішнє статичне магнітне поле спрямоване уздовж від'ємного напрямку координатної осі Oz (рис. 1), магнітна проникність фериту може бути представлена в такому вигляді [16]:

$$\leftrightarrow \mu_2 = \begin{pmatrix} \mu_2 & -i\mu_a & 0 \\ i\mu_a & \mu_2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

де

$$\mu_2 = 1 - \frac{\omega_c \omega_m}{\omega^2 - \omega_c^2}, \quad \mu_a = -\frac{\omega \omega_m}{\omega^2 - \omega_c^2},$$

$\omega_c = -eB_0/m$ – циклотронна або гіромагнітна частота; e та m – від'ємний заряд та маса електрону; $\omega_m = \gamma M_s$; γ – гіромагнітне відношення; $M_s = 2.39 \cdot 10^5$ А/м – намагніченість насичення фериту; B_0 – індукція зовнішнього магнітного поля.

Наявність гіротропних шарів в періодичній багатошаровій структурі дає можливість керування її електродинамічними характеристиками через зміну зовнішнього магнітного поля [17 – 21]. В першу чергу це стосується дисперсійних характеристик, які визначають частотні заборонені зони, в яких неможливе розповсюдження електромагнітних хвиль в періодичних структурах.

Частотні залежності діагональних та недіагональних компонентів тензору магнітної проникності (1), побудовані для різних значень індукції зовнішнього магнітного поля, представлені на рис. 2. Цілком природньо, що зміна значення B_0 супроводжується зсувом феромагнітного резонансу уздовж частотної осі. Таким чином, можна здійснювати керування матеріальними параметрами гіромагнітних шарів і, відповідно, фізичними властивостями періодичної багатошарової структури в цілому. Слід відзначити, що значення елементів тензору магнітної проникності можуть мати як додатні, так і від'ємні значення. Це призводить до реалізації різноманітних власних режимів структури, пов'язаних із поверхневими та об'ємними хвилями [22].

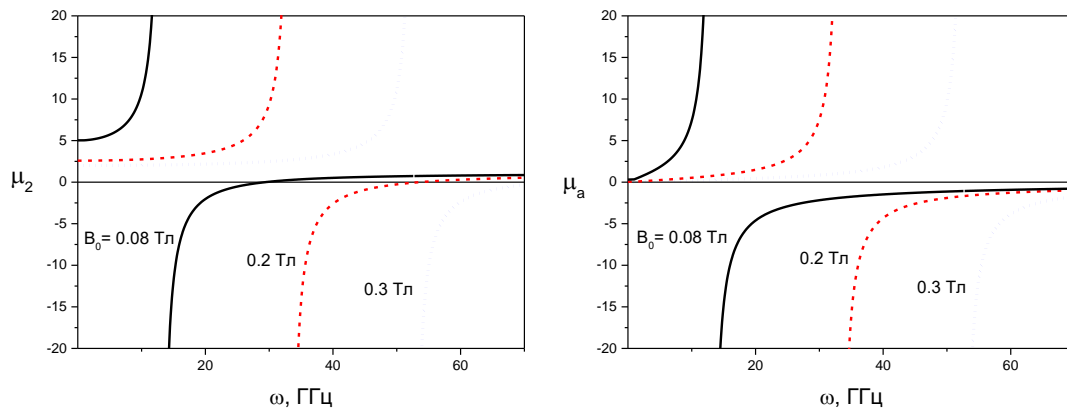


Рис. 2. Частотні залежності компонентів тензору магнітної проникності

Оскільки в даному випадку розглядається двовимірний випадок ($\partial/\partial z = 0$), то при розв'язанні електродинамічної задачі можна виділити дві незалежні поляризації (ТМ та ТЕ). Виходячи з орієнтації зовнішнього магнітного поля, яка відповідає так званій схемі Войгта [23], та з тензорного характеру магнітної проникності гіротропних шарів періодичної структури, розглядається лише ТМ поляризація, яка характеризується наявністю лише однієї компоненти електричного поля E_z . Рівняння Гельмгольца в гіротропних шарах для цієї поляризації можна записати таким чином:

$$\frac{\partial^2 \dot{E}_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \dot{E}_z}{\partial y^2} + k^2 \mu_p \dot{E}_z = 0, \quad (2)$$

де $\mu_p = \mu_2 (1 - \mu_a^2 / \mu_2^2)$; $k = \omega / c$; c – швидкість світла у вакуумі. При розгляді ТЕ поляризації фізичні властивості гіротропного шару відповідають звичайному діелектрику з проникністю $\epsilon_2 = 12.9$. У випадку магнітофотонного кристалу з гіроелектричними шарами (наприклад, плазмовими), які характеризуються тензорною діелектричною проникністю, ситуація зворотна – для ТМ поляризації реалізується діелектричний фотонний кристал. Це цілком закономірний результат, якщо взяти до уваги принцип переставної подвійності однорідних рівнянь Максвелла.

Дисперсійні характеристики одновимірного магнітофотонного кристалу

Для визначення дисперсійних характеристик періодичної багатошарової структури з гіротропними шарами, яка використовується як оболонка пустотілого каналу Бреґгівського хвилеводу, використовувалася модель на основі методу скінченних елементів. Ця модель дозволяє враховувати частотну залежність елементів тензору магнітної проникності гіротропних шарів. Для визначення заборонених зон періодичної структури найбільш зручним варіантом дисперсійної характеристики є залежність частоти від хвильового вектору, спрямованого нормально до границь розділу шарів структури. Відповідно до системи координат на рис. 1, це компонента k_x . Результати розрахунків дисперсійної діаграми для різних значень індукції зовнішнього магнітного поля представлені на рис. 3. Уздовж осі абсцис відкладені значення нормованого хвильового числа $k_x L / 2\pi$, а уздовж осі ординат – нормована частота $\omega L / (2\pi c)$. Дисперсійна діаграма побудована в межах першої зони Бріллюена.

На рис. 3 представлено перші дві дисперсійні криві, між якими існує частотна заборонена зона.

Збільшення індукції магнітного поля B_0 призводить до суттєвих змін ширини та розташування забороненої зони. Вона зміщується у бік більш високих частот. Крім того, з рис. 3 видно, що збільшення ширини забороненої зони відбувається переважно з високочастотного боку. Оскільки робочий частотний діапазон фотонно-кристалічних пристроїв (хвилеводів, резонаторів тощо) знаходиться в межах частотної забороненої зони базових періодичних структур, то можна припустити, що вплив зміни індукції магнітного поля на спектральні характеристики Бреггівського хвилеводу буде здійснюватися за тими ж закономірностями.

Отже, при застосуванні магнітофотонного кристалу для формування оболонки Бреггівського хвилеводу за допомогою зміни зовнішнього магнітного поля можна керувати електродинамічними характеристиками цього хвилеводу, зокрема спектральними.

Спектральні характеристики Бреггівського хвилеводу

В побудованій моделі Бреггівського хвилеводу, схема якого представлена на рис. 1, для чисельних розрахунків використовувалися такі нормовані розміри: $a/L = 0.2$; $d/L = 1.6$. В площині $y = 0$ на краю хвилеводного каналу розташоване джерело випромінювання, яке формується за допомогою активного порту, для якого вказується поляризація випромінювання та вхідна потужність. На протилежному кінці хвилеводу розташований другий порт, який є пасивним.

Спектральна характеристика Бреггівського хвилеводу формується як залежність коефіцієнту проходження сигналу T від нормованої частоти. На рис. 4 представлені результати розрахунку цієї характеристики для різних значень індукції зовнішнього магнітного поля. Коефіцієнт проходження представлений у децибелах.

З рисунку видно, що в Бреггівському хвилеводі існує смуга пропускання, в межах якої реалізуються досить високі значення коефіцієнту проходження. Збільшення індукції магнітного поля супроводжується зсувом смуги пропускання хвилеводу у бік більш високих частот подібно до того, як це спостерігалось на дисперсійній діаграмі (рис. 3). Крім того, спостерігається збільшення ширини смуги пропускання. Слід відзначити, що частотні характеристики забороненої зони магнітофотонного кристалу на рис. 3 відрізняються від характеристик смуги пропускання Бреггівського хвилеводу на рис. 4. Це пояснюється тим, що дисперсійна діаграма магнітофотонного кристалу побудована за умови $k_y = 0$, тобто за умови відсутності режиму розповсюдження хвиль уздовж шарів структури. Відомо, що в фотонно-кристалічних хвилеводах (наприклад, волоконних) кількість і характеристики заборонених зон змінюються для різних значень позовжнього хвильового числа (в даному випадку k_y) [24].

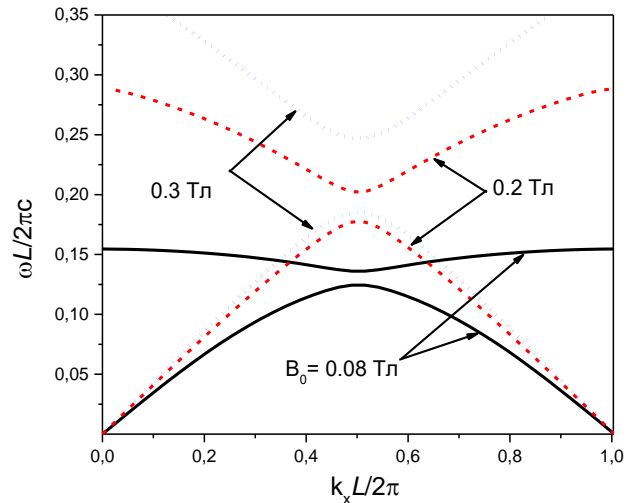


Рис. 3. Дисперсійні діаграми одновимірного магнітофотонного кристалу

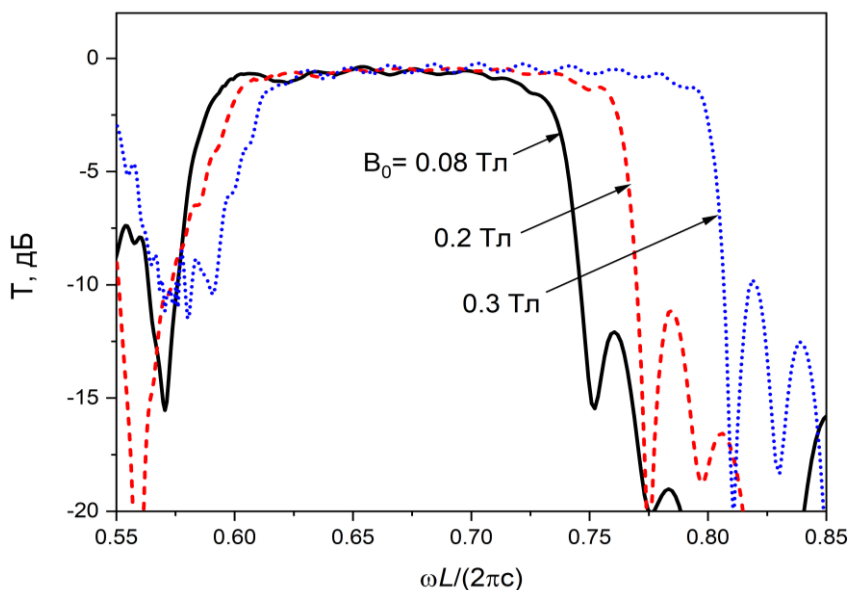


Рис. 4. Спектральні характеристики Брегівського хвилеводу

В розглянутій моделі хвилеводу не враховуються втрати енергії випромінювання. Такий підхід є цілком обґрунтованим у випадку ефективної локалізації енергії електромагнітного поля в межах пустотілого хвилеводного каналу. Така локалізація енергії підтверджується результатами розрахунків просторового розподілу електричного поля в Брегівському хвилеводі. Результати цих розрахунків для значень індукції зовнішнього магнітного поля $B_0 = 0.2$ Тл та нормованої частоти $\omega L / (2\pi c) = 0.65$ представлені на рис. 5. З цього рисунку видно, що електричне поле хвилеводної хвилі практично повністю зосереджене в межах пустотілого каналу завдяки дії механізму забороненої зони періодичної шаруватої оболонки.

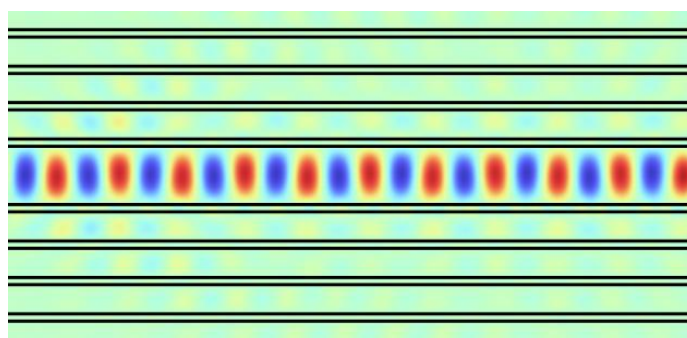


Рис. 5. Просторовий розподіл напруженості електричного поля в Брегівському хвилеводі

Таким чином, застосування одновимірного магнітофотонного кристалу для формування оболонки Брегівського хвилеводу дозволяє здійснювати керування його спектральними характеристиками. Отже, на основі таких хвилеводів існує можливість створення фільтрів, ключів, модуляторів та інших функціональних пристроїв (зокрема, формувачів частотних гребінок [25]), керування якими здійснюється зовнішнім магнітним полем.

Висновки

На основі побудованої двовимірної моделі Брегівського хвилеводу, періодична оболонка якого (магнітофотонний кристал) містить гіротропні шари, чисельно розраховано дисперсійні та спектральні характеристики системи. У якості гіротропного матеріалу використано ферит

з тензорною магнітною проникністю. Результати розрахунків свідчать про можливість керування електродинамічними характеристиками Бреґівського хвилеводу через зміну індукції зовнішнього магнітного поля. Зміна ширини та розташування заборонених зон магнітофотонного кристалу призводить до зсуву смуги пропускання Бреґівського хвилеводу уздовж частотної осі та зміни ширини цієї смуги. Результати розрахунку просторового розподілу електричного поля в хвилеводі свідчать про досить високий ступінь локалізації енергії в пустотілому хвилеводному каналі. Це дозволяє забезпечити достатньо малі втрати в періодичній оболонці хвилеводу з феритовими шарами, які зазвичай суттєво послаблюють потужність електромагнітних сигналів.

Список літератури:

1. Gong Q. and Hu X. (2014) Photonic crystals: Principles and applications. Singapore: Pan Stanford Publishing.
2. Dhanabalan S.S. et al. (2023) Photonic crystal and its applications for Next Generation Systems. Singapore: Springer.
3. Li M. et al. Lithium niobate photonic-crystal electro-optic modulator // Nature Communications. 2020. No 11(1). doi:10.1038/s41467-020-17950-7.
4. Xu B. et al. A terahertz circulator based on Magneto Photonic Crystal Slab // Photonics. 2023. No10(4). P. 360. doi:10.3390/photonics10040360.
5. Tang G. et al. Controllable one-way add-drop filter based on magneto-optical photonic crystal with ring resonator and microcavities // Optics Express. 2022. No 30(16). P. 28762. doi:10.1364/oe.460271.
6. Liu J.-X. et al. (2016) A research of magnetic control ferrite photonic crystal filter // Plasmonics. 2016. No 12(4). P. 971–976. doi:10.1007/s11468-016-0348-5.
7. Wang Y. et al. An electrically controlled tunable photonic crystal filter based on thin-film lithium niobate // Optoelectronics Letters. 2024. No 20(4). P. 200–204. doi:10.1007/s11801-024-3156-8.
8. Pedraza Caballero L.E. and Vilela Neto O.P. A review on Photonic Crystal Logic Gates // Journal of Integrated Circuits and Systems. 2021. No 16(1). P. 1–13. doi:10.29292/jics.v16i1.478.
9. Sung G.-F. et al. Electrically tunable defect-mode wavelengths in a liquid-crystal-in-cavity hybrid structure in the near-infrared range // Materials. 2023. No 16(8). P. 3229. doi:10.3390/ma16083229.
10. Wu C.-Y. et al. Tunable bi-functional photonic device based on one-dimensional photonic crystal infiltrated with a bistable liquid-crystal layer // Optics Express. 2011. No 19(8). P. 7349. doi:10.1364/oe.19.007349.
11. Wu C., Fan J. and Wen G. Magnetically controlled thz three-routing switch based on magnetic photonic crystals // ICEICT 2020 – IEEE 3rd International Conference on Electronic Information and Communication Technology, doi:10.1109/iceict51264.2020.9334253.
12. Dakhlaoui H. et al. Harnessing a dielectric/plasma photonic crystal as an optical microwave filter: Role of defect layers and external magnetic fields // Materials. 2024. No 17(3). P. 559. doi:10.3390/ma17030559.
13. Yeh P. and Yariv A. Bragg Reflection Waveguides // Optics Communications. 1976. No 19(3). P. 427–430. doi:10.1016/0030-4018(76)90115-2.
14. West B.R. and Helmy A.S. Properties of the quarter-wave Bragg reflection waveguide: Theory // Journal of the Optical Society of America B. 2006. No 23(6). P. 1207. doi:10.1364/josab.23.001207.
15. Sashkova Y.V., Odarenko E.N., Shmat'ko A.A. and Afanasieva O.V. Modified Bragg reflection waveguides with binary and ternary claddings // UkrMW 2022 – IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week, 2022. doi:10.1109/ukrmw58013.2022.10037133.
16. Pozar D.M. Microwave engineering. New York, 1998. N.Y. : Wiley.
17. Zhang T., Wang G. and Deng D. Switching characteristics of periodically multilayered gyromagnetic metamaterials in waveguide structure // Results in Physics. 2020. No 19. P. 103625. doi: 10.1016/j.rinp.2020.103625.
18. Fu J.-X., Liu R.-J. and Li Z.-Y. Experimental demonstration of tunable gyromagnetic photonic crystals controlled by DC magnetic fields // EPL (Europhysics Letters). 2010. No 89(6). P. 64003. doi:10.1209/0295-5075/89/64003.
19. Kee C.-S. et al. Two-dimensional tunable magnetic photonic crystals // Physical Review B. 2000. No 61(23). P. 15523–15525. doi:10.1103/physrevb.61.15523.
20. Abirami N. and Joseph Wilson K.S. Investigation on photonic band gap of a magneto photonic crystal // Optik. 2020. No 208, 164092. doi: 10.1016/j.ijleo.2019.164092.
21. Ataei E., Sharifian M. and Bidoki N.Z. Magnetized plasma photonic crystals band gap // Journal of Plasma Physics. 2014. No 80(4). P. 581–592. doi:10.1017/s0022377814000105.
22. Shmat'ko A.A., Mizernik V. N. and Odarenko E.N. Surface and bulk modes of magnetophotonic crystals // TCSET 2018 – Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering. 2018. P. 436-440. doi:10.1109/TCSET.2018.8336235.
23. Zhang HF., Liu SB., Kong XK. et al. Photonic band gap of three dimensional magnetized photonic crystal with Voigt configuration // Eur. Phys. J. D. 2013. No 67. P. 169. doi:10.1140/epjd/e2013-40193-3.

24. Lee K.K. et al. (2008) A tale of two limits: Fundamental properties of photonic-crystal fibers // SPIE Proceedings [Preprint]. doi:10.1117/12.778570.

25. Odarenko E., Shmat'ko A., Sashkova Y., Demydenko Y., Novytskyi V. and Shevchenko N. Formation and Tuning of Frequency Comb-Like Signal in Photonic Crystal Coupled-Cavities Waveguides // AICT 2023 – 5th IEEE International Conference on Advanced Information and Communication Technologies, 2023, p. 44–47. doi: 10.1109/AICT61584.2023.10452685.

Надійшла до редколегії 07.09.2024

Відомості про авторів:

Демиденко Євген Євгенович – Харківський національний університет радіоелектроніки, аспірант кафедри фізичних основ електронної техніки; Україна; e-mail: yevhen.demydenko@nure.ua; ORCID: <https://orcid.org/0009-0003-5100-3770>

Новицький Владислав Віталійович – Харківський національний університет радіоелектроніки, аспірант кафедри фізичних основ електронної техніки; Україна; e-mail: vladyslav.novytskyi@nure.ua; ORCID: <https://orcid.org/0009-0004-0346-2259>

Одаренко Євген Миколайович – д-р фіз.-мат. наук, професор, Харківський національний університет радіоелектроніки, професор кафедри фізичних основ електронної техніки; Україна; e-mail: yevhen.odarenko@nure.ua; ORCID: <http://orcid.org/0000-0001-7656-0440>

Шматько Олександр Олександрович – д-р фіз.-мат. наук, професор, Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, професор кафедри фізики надвисоких частот; Україна; e-mail: sh47@ukr.net; ORCID: <http://orcid.org/0000-0002-3714-1638>