

Анатолій АЩЕУЛОВ¹, Микола ДЕРЕВ'ЯНЧУК²

Україна, м. Чернівці, ¹Інститут термоелектрики НАН і МОН України,

²Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича

E-mail: ashcheulov.anatoly@gmail.com, m.derevianchuk@chnu.edu.ua

РОЗПОДІЛ ВИХРОВИХ ЕЛЕКТРИЧНИХ СТРУМІВ В АНІЗОТРОПНОМУ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОМУ ТРАНСФОРМАТОРІ

Досліджено формування та розподіл вихрових електричних струмів у конструкції анізотропного електропровідного трансформатора як елемента інфокомунікаційних систем. Побудовано математичну модель у вигляді диференціального рівняння, що враховує тензорну природу електропровідності матеріалу пластини. Проведено чисельне моделювання та візуалізацію векторних полів струмів. Показано, що при коефіцієнті анізотропії $K > 1$ контури вихрових струмів витягуються вздовж осі з більшою провідністю, а при $K < 1$ — уздовж ортогональної. Встановлено зв'язок між анізотропією та тепловими втратами, що важливо для проєктування високоефективних елементів телекомунікаційних систем.

Ключові слова: електропровідність, анізотропія, тензор, вихровий електричний струм, трансформатор, елементи інфокомунікаційної системи.

Сучасні інфокомунікаційні системи потребують високоефективних компонентів із передбачуваними електрофізичними характеристиками, здатних забезпечити узгодження енергетичних параметрів між джерелами та споживачами. Особливу увагу привертають анізотропні електропровідні матеріали, які відкривають нові можливості для підвищення ефективності процесів перетворення електромагнітної енергії.

У наших попередніх роботах досліджувалися закономірності розподілу електричного струму в анізотропному електропровідному середовищі [1] та було показано залежність поздовжніх і поперечних складових струму від геометричних розмірів і орієнтаційних факторів [2], [3]. Встановлено, що властивості анізотропних матеріалів значною мірою визначають ефективність роботи пристроїв, побудованих на їх основі, зокрема анізотропних електропровідних трансформаторів (АЕТ).

Подальші дослідження були спрямовані на створення матеріалів із підвищеними коефіцієнтами анізотропії електропровідності [4], що забезпечують зменшення енергетичних втрат та стабільність електрофізичних параметрів у широкому діапазоні частот. Останні результати показали, що використання таких матеріалів в АЕТ дозволяє суттєво знизити теплові втрати, усунути гістерезисні явища та підвищити енергоефективність систем [5].

На відміну від класичних електромагнітних трансформаторів АЕТ не мають магнітного осердя, а перетворення енергії відбувається завдяки особливостям поперечних ефектів анізотропних електропровідних структур [1]. Попри те, що їхній коефіцієнт корисної

дії (ККД) складає близько 63%, такі пристрої мають суттєві переваги: вони компактні, термостійкі, нечутливі до механічних вібрацій, а також забезпечують високу стабільність параметрів у широкому діапазоні частот. Через це АЕТ доцільно застосовувати в узгоджувальних модулях, мікрохвильових фільтрах, системах живлення малопотужних передавачів, підсилювачах сигналів, схемах гальванічної розв'язки цифрових інтерфейсів, сенсорних вузлах телекомунікаційного обладнання тощо, де важливими є мінімальні розміри, надійність та електромагнітна сумісність, а не максимальний ККД.

Попри значний обсяг наявних досліджень в цій області, залишаються недостатньо вивченими закономірності впливу анізотропії провідності та орієнтації кристалографічних осей на формування вихрових електричних струмів у робочих елементах трансформаторів, які є визначальним у теплових втратах. Відсутність узагальненої моделі просторового розподілу вихрових струмів обмежує можливості оптимізації таких пристроїв.

Метою цієї роботи є теоретичний аналіз та чисельне моделювання розподілу вихрових електричних струмів провідності в анізотропних електропровідних трансформаторах залежно від коефіцієнта анізотропії та кута орієнтації кристалографічних осей.

Для досягнення зазначеної мети розглянемо розподіл і динаміку вихрових електричних струмів провідності, що виникають в об'ємі анізотропної пластини під дією змінного електричного поля. Отримані результати дозволять уточнити особливості електродинамічних процесів в анізотропних середовищах і визначити умови оптимального керування параметрами електромагнітного перетворення.

Об'єкт дослідження

Розглянемо конструкцію АЕТ, зображену на рис. 1.

Електропровідність $\hat{\sigma}$ матеріалу анізотропної пластини l представляється тензором другого рангу і після орієнтації кристалографічної осі Ox під деяким кутом γ має вигляд [4]

$$\hat{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & 0 \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{33} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

де σ_{ij} — компоненти провідності у лабораторній системі координат.

Поздовжня $\sigma_{\parallel}$ та поперечна $\sigma_{\perp}$ складові провідності [6] описуються як

$$\sigma_{\parallel} = \dot{\sigma}_{11} \cos^2 \gamma + \dot{\sigma}_{22} \sin^2 \gamma; \quad (2)$$

$$\sigma_{\perp} = (\dot{\sigma}_{11} - \dot{\sigma}_{22}) \cos \gamma \sin \gamma, \quad (3)$$

де $\dot{\sigma}_{11}$, $\dot{\sigma}_{22}$ — діагональні компоненти тензора провідності у кристалографічній системі координат.

Основним параметром матеріалу пластини l є коефіцієнт анізотропії K , який визначається формулою

$$K = \dot{\sigma}_{11} / \dot{\sigma}_{22}. \quad (4)$$

Поперечно-поздовжній коефіцієнт перетворення m визначається як відношення складових провідності $\sigma_{\perp}$ та $\sigma_{\parallel}$ і є основним параметром АЕТ [7]:

$$m = \frac{(\dot{\sigma}_{11} - \dot{\sigma}_{22}) \cos \gamma \sin \gamma}{\dot{\sigma}_{11} \cos^2 \gamma + \dot{\sigma}_{22} \sin^2 \gamma}. \quad (5)$$

Якщо до вхідних електропідводів 4, 5 такого пристрою прикласти напругу $U_{\text{вх}} = U_0 \sin \omega t$, то через його об'єм почне протікати електричний струм $I(t) = I_0 \sin \omega t$. При цьому $I(t) = U_{\text{вх}} / Z(t)$, де $Z(t)$ — повний вхідний опір трансформатора, що у загальному випадку визначається режимом його роботи.

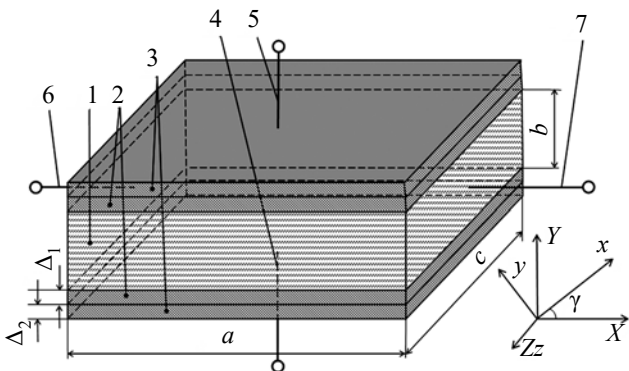


Рис. 1. Схематична конструкція анізотропної електропровідної структури:

- 1 — пластинка з анізотропного електропровідного матеріалу;
- 2 — діелектричні шари; 3 — електропровідні шари;
- 4, 5 — електропідводи; 6, 7 — електровиводи

При використанні цієї анізотропної структури як основного елемента АЕТ повний вхідний опір $Z(t)$ визначатиметься через активну R_a та ємнісну X_c складові [8]:

$$Z(t) = \sqrt{R_a^2 + X_c^2}; \quad (6)$$

$$R_a = \frac{b}{ac} \cdot (\sigma_{11} \cos^2 \gamma + \sigma_{22} \sin^2 \gamma); \quad (7)$$

$$X_c = \frac{1}{\omega c} = \frac{1}{\omega} \frac{ac}{b} \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0. \quad (8)$$

де a, b, c — розміри пластини;

$\omega = 2\pi f$ — кругова частота прикладеної напруги до контактів 4, 5;

ϵ, ϵ_0 — діелектрична проникність шару діелектричного матеріалу та вакууму відповідно.

Напруженість електричного поля

$$e = \frac{U_R}{b}, \quad (9)$$

де

$$U_R = \frac{b}{ac} (\sigma_{11} \cos^2 \gamma + \sigma_{22} \sin^2 \gamma) \cdot l. \quad (10)$$

Струм $I(t)$, що протікає у пластині, викликає появу магнітного поля напруженістю $\vec{H}$. Однак внаслідок малих значень магнітної проникності та електропровідності матеріалу пластини величина цих струмів є незначною, що обумовлює малу величину тепла Джоуля, яке виділяється в її об'ємі. При цьому зазначимо, що $\vec{H}$ спрямовано вздовж осі Oz , а напрямок визначається полярністю $I(t)$.

Унаслідок анізотропії електропровідності в об'ємі пластини виникають викривлення вихрових струмів, що описуються виразами

$$J_{\parallel} = \sigma_{\parallel} \cdot e = e(\dot{\sigma}_{11} \cos^2 \gamma + \dot{\sigma}_{22} \sin^2 \gamma); \quad (11)$$

$$J_{\perp} = \sigma_{\perp} \cdot e = e(\dot{\sigma}_{11} - \dot{\sigma}_{22}) \cos \gamma \sin \gamma. \quad (12)$$

Ступінь взаємодії вихрових електричних струмів провідності визначається, з одного боку, коефіцієнтом анізотропії матеріалу пластини K і кутом нахилу γ , з іншого.

Постановка задачі

Нехай пластинка має розміри $a \times b \times c$ і розташована так, що її площини лежать у таких межах:

$$-\frac{a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2}, \quad -\frac{b}{2} \leq y \leq \frac{b}{2}, \quad -\frac{c}{2} \leq z \leq \frac{c}{2}. \quad (13)$$

Матеріал пластини характеризується тензором електропровідності другого рангу, що описується формулою (1).

На пластинку діє змінне магнітне поле, спрямоване вздовж осі Oz :

$$B_z = B_0 e^{i\omega t}, \quad B_x = B_y = 0. \quad (14)$$

Під дією магнітного поля в об'ємі пластини виникають вихрові електричні струми провідності, просторовий розподіл яких визначається законом Фарадея та законом Ома для анізотропного середовища.

Граничні умови

а) Непроникність для струмів на бічних поверхнях:

$$j_x = 0 \text{ при } x = \pm a/2; \quad j_y = 0 \text{ при } y = \pm b/2. \quad (15)$$

б) Скін-ефект у напрямку товщини пластини:

$$j_{x,y}(z) \approx e^{-z/\delta}, \quad \delta = \sqrt{\frac{2}{\mu \sigma_{\text{сф}} \omega}}. \quad (16)$$

в) Магнітне поле напруженості $\vec{H}$ в пластині має бути неперервним та однорідним:

$$\vec{H}_{\text{вн}} = \vec{H}_{\text{зовн}}. \quad (17)$$

Виведення рівняння

З рівняння Максвелла – Фарадея для гармонічних полів [9] отримаємо обернене рівняння

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\frac{\partial B_z}{\partial t} = -i\omega B_z. \quad (18)$$

З урахуванням закону Ома для анізотропного середовища [10] одержимо

$$\begin{cases} j_x = \sigma_{11}E_x + \sigma_{12}E_y; \\ j_y = \sigma_{12}E_x + \sigma_{22}E_y. \end{cases} \quad (19)$$

Виразимо компоненти електричного поля через густину струму, використовуючи обернений тензор провідності [11]:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{\sigma}_{11} & \tilde{\sigma}_{12} \\ \tilde{\sigma}_{12} & \tilde{\sigma}_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix}, \quad (20)$$

де $\tilde{\sigma}_{ij}$ — елементи оберненого тензора $\hat{\sigma}^{-1}$.

Підставимо у (18) отримані вирази для E , описані через струми:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\tilde{\sigma}_{12}j_x + \tilde{\sigma}_{22}j_y) - \frac{\partial}{\partial y}(\tilde{\sigma}_{11}j_x + \tilde{\sigma}_{12}j_y) = -i\omega B_z. \quad (21)$$

Розкриємо похідні:

$$\tilde{\sigma}_{12} \frac{\partial j_x}{\partial x} + \tilde{\sigma}_{22} \frac{\partial j_y}{\partial x} - \tilde{\sigma}_{11} \frac{\partial j_x}{\partial y} - \tilde{\sigma}_{12} \frac{\partial j_y}{\partial y} = -i\omega B_z. \quad (22)$$

Після перетворень і заміни $\tilde{\sigma}_{ij}$ на відповідні елементи прямого тензора σ_{ij} одержуємо операторну форму рівняння для вихрової компоненти струму:

$$\left(\sigma_{11} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \sigma_{22} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - 2\sigma_{12} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \right) j_z(x, y) = -i\omega B_z(x, y). \quad (23)$$

Цей вираз описує просторовий розподіл вихрових електричних струмів у площині анізотропної пластини під дією змінного магнітного поля, спрямованого

вздовж осі Oz . Ліва частина рівняння містить лапласіан вихрового струму з урахуванням тензорної анізотропії провідності, яка визначає напрям і ступінь викривлення ліній струму. Права частина характеризує джерело збурення — змінне магнітне поле, що є рушійною силою для виникнення вихрових струмів провідності.

Таким чином, отримане рівняння є рівнянням другого порядку, яке пов'язує просторові похідні струму з гармонічним збуренням магнітного поля. Його розв'язок дозволяє визначити конфігурацію і напрям вихрових струмів у матеріалі залежно від коефіцієнта анізотропії та орієнтації кристалографічних осей.

Проаналізувавши рівняння (23) з урахуванням того, що діагональні компоненти тензора провідності $\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{33}$ мають однаковий знак, а також застосовуючи критерій класифікації диференціальних рівнянь другого порядку, можна стверджувати, що воно належить до еліптичного типу [12].

Чисельне моделювання та візуалізація

Для аналізу руху вихрових струмів в анізотропній структурі було використане чисельне моделювання мовою програмування Python. Використовувалися бібліотеки NumPy для виконання обчислень на сітці та лінійної алгебри [13], [14], а також Matplotlib для візуалізації векторних полів [15, 16]. Це дозволило змодельовувати векторні поля струмів для різних значень коефіцієнта анізотропії K та кута γ , забезпечуючи точність і візуальну інтерпретацію результатів.

Для візуалізації задавалися розміри $a \times b \times c$ пластини (при цьому $a \gg b = c$) тензор провідності другого рангу $\hat{\sigma}$ з діагональними компонентами $\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{33}$, а також кут повороту лабораторної системи координат γ . Для різних співвідношень $K = \sigma_{11}/\sigma_{22}$ будувалися векторні поля вихрових струмів у площині $a \times b$.

Отримані результати моделювання продемонстровано на рис. 2–4, де відображено як напрям закручування вихрових струмів, так і характер їхньої конфігурації залежно від параметрів γ та K .

Наведені на цих рисунках пари векторних полів для випадків з однаковим кутом γ та різними значеннями K демонструють, що головною відмінністю між ними є те, як витягнуто еліпс. Наприклад, на рис. 2, a — вздовж осі Oy , а на рис. 2, b — вздовж Ox , тобто розподіл витягнутості обернуто на 90° . На рис. 3 вздовж осі 45° витягнуто вихрові електричні струми провідності з плавнішим розподілом струму, а під кутом 135° — лінії течії більш концентровані та криві. На рис. 4 еліпс витягнуто вздовж осі з більшою провідністю, і вихрові струми у вигляді еліпса формуються під кутом 60° .

Проведений аналіз результатів моделювання дозволяє зробити висновок, що максимальна ефективність АЕТ спостерігається при куті $\gamma = 45^\circ$. Зміна значення γ дозволяє, за необхідності, в певних межах керувати коефіцієнтом трансформації m АЕТ.

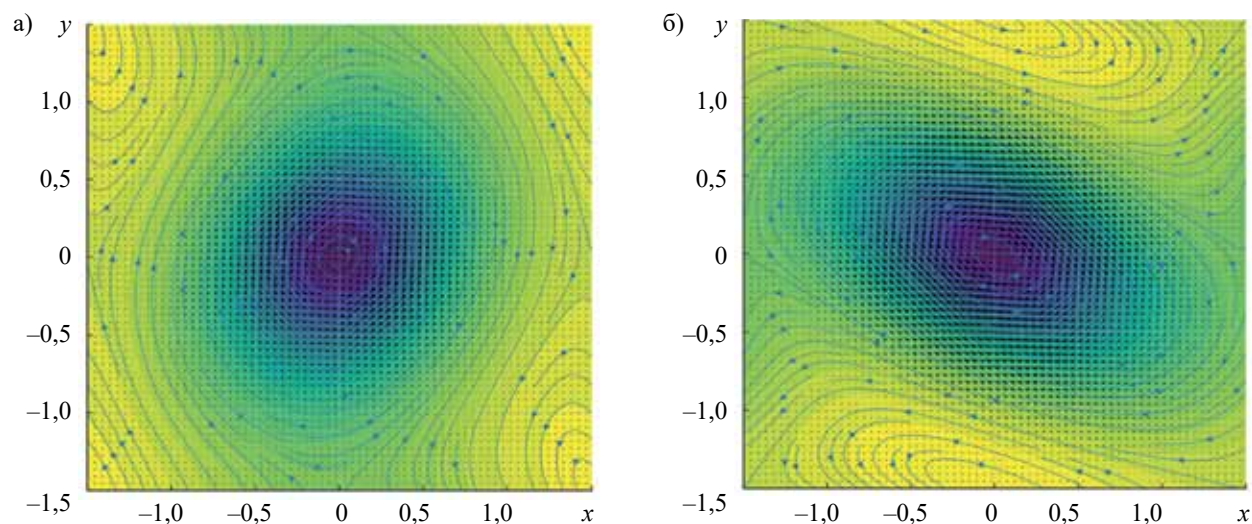


Рис. 2. Векторні поля у площині пластини при $\gamma = 30^\circ$ для коефіцієнта анізотропії $K = 0,5$ (а) та $K = 5,0$ (б)

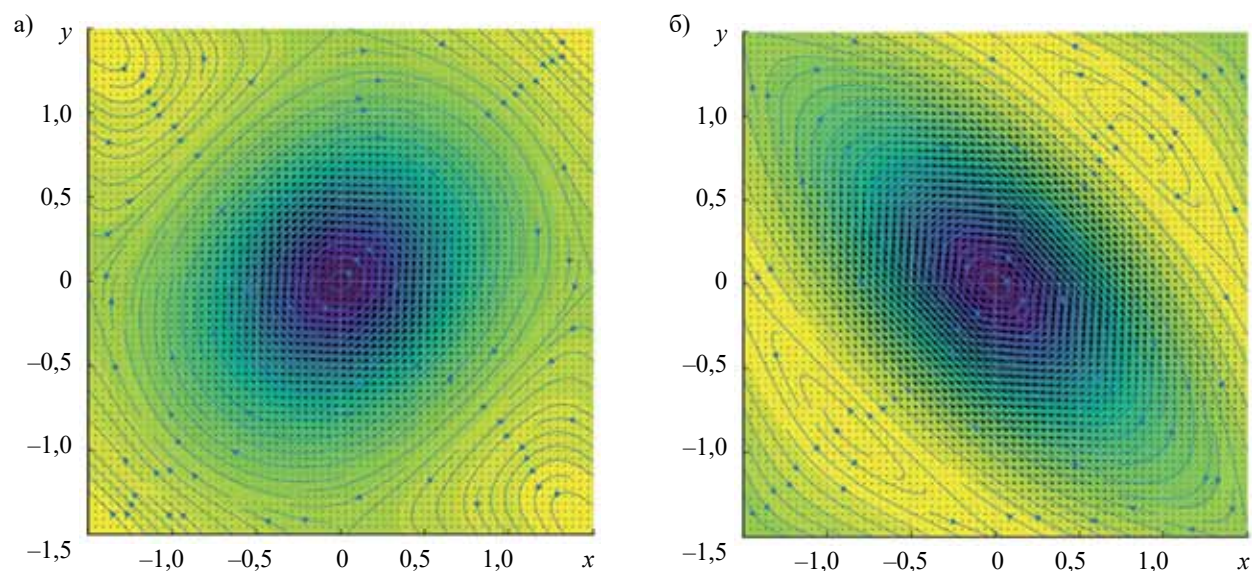


Рис. 3. Векторні поля у площині пластини при $\gamma = 45^\circ$ для коефіцієнта анізотропії $K = 0,5$ (а) та $K = 5,0$ (б)

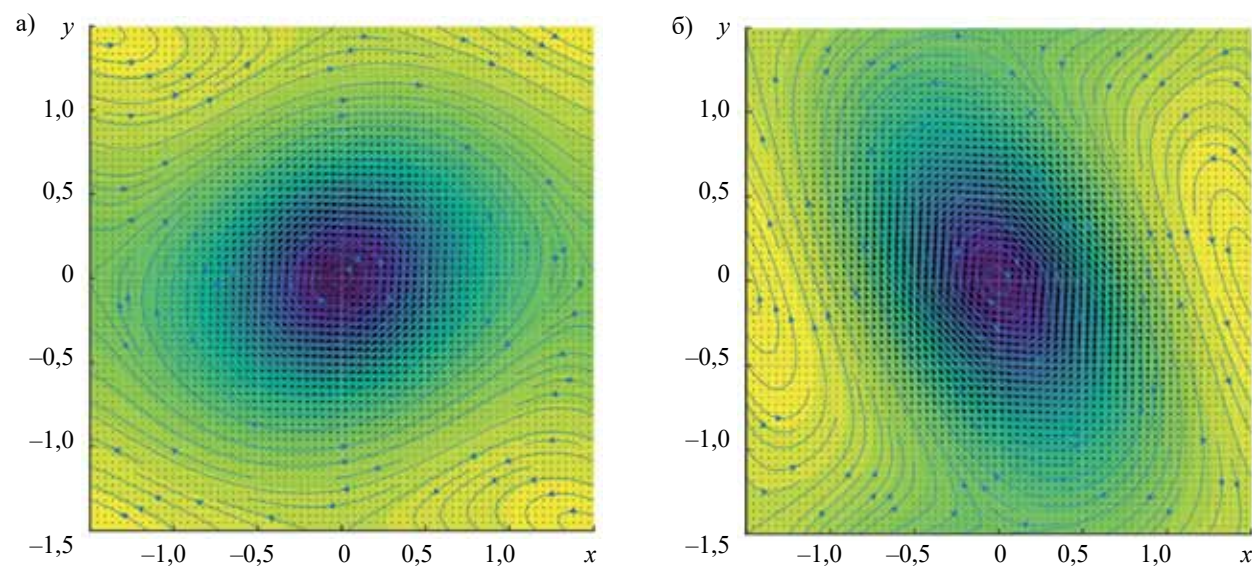


Рис. 4. Векторні поля у площині пластини при $\gamma = 60^\circ$ для коефіцієнта анізотропії $K = 0,5$ (а) та $K = 5,0$ (б)

ККД досліджуваного АЕТ визначається комплексом параметрів, серед яких ключову роль відіграють показник анізотропії електропровідності K та кут орієнтації її головних осей γ . Водночас значний вплив мають абсолютні значення компонент тензора електропровідності матеріалу пластини — σ_{11} та σ_{22} , які визначають характер формування струмового поля та інтенсивність вихрових складових при змінному струмі. Таким чином, ефективність перетворення енергії в таких структурах є функцією як фізичних властивостей матеріалу, так і геометричних та конструктивних параметрів пристрою.

Як приклад, розглянемо АЕТ, у якому матеріалом робочої пластини розмірами $12 \times 2 \times 4$ мм слугує монокристал телуру, легований сріблом (Te:Ag), кут орієнтації кристалографічних осей $\gamma = 45^\circ$. Діелектричні шари 2 (див. рис. 1) формувалися методом катодного напilenня шарів SiO_2 на верхню та нижню поверхні пластини розміром $a \times c$. Електропровідні шари 3 виконувалися нанесенням нікелевих шарів поверх діелектричних. Електроконтакти 4–7 фіксувалися методом точкового паяння. За частоти прикладеної напруги $f = 50$ Гц значення ККД досліджуваного АЕТ складало 63%. Зауважимо, що зі зростанням частоти живлення ККД такого типу АЕТ дещо зменшується через збільшення втрат у провідних і діелектричних шарах.

Висновки

Аналіз результатів моделювання розподілу вихрового струму в об'ємі анізотропного електропровідного трансформатора дозволяє зробити наступні висновки.

Отримане диференціальне рівняння еліптичного типу враховує тензорну природу електропровідності матеріалу та орієнтацію кристалографічних осей, що відображає стаціонарний характер електродинамічних процесів у гармонічному полі.

Чисельне моделювання дозволило встановити залежність просторового розподілу вихрових електричних струмів провідності у площині анізотропної пластини від коефіцієнта анізотропії K та кута орієнтації γ . З'ясовано, що при $K > 1$ контури вихрових струмів витягуються вздовж осі з більшою провідністю, тоді як при $0 < K < 1$ — уздовж ортогональної осі. Зміна коефіцієнта анізотропії від $0 < K < 1$ до $K > 1$ призводить до переходу довгої півосі еліптичних контурів струму на взаємно перпендикулярний напрям, а також до зростання ступеня їхньої витягнутості. Кут γ визначає орієнтацію головних осей струмових контурів, залишаючись сталим для фіксованого K .

Напрямок обертання вихрових струмів (за або проти годинникової стрілки) залежить від полярності напівперіода прикладеної напруги. Нерівномірний розподіл енергії поля спричиняє появу зон локальної концентрації струму, що зумовлює просторо-

ву неоднорідність теплових втрат. При $K \gg 1$ струми течуть уздовж довгої осі з меншим градієнтом потенціалу, що сприяє зниженню локальних теплових втрат. Натомість при $0 < K < 1$ формуються інтенсивні зони нагріву, що необхідно враховувати при проєктуванні контактів і елементів живлення.

Запропонований анізотропний електропровідний трансформатор демонструє потенціал для використання в інфокомунікаційних системах як ефективний елемент спряження та електроживлення, забезпечуючи надійність і стабільність роботи обладнання при менших габаритах (розмірах) самого АЕТ порівняно із класичними електромагнітними трансформаторами.

ВИКОРИСТАНІ ДЖЕРЕЛА

1. Ащеулов А. А., Дерев'янчук М. Я., Лавренюк Д. А., Романюк І. С. Трансформація електричного струму анізотропним електропровідним середовищем. *Технологія та конструювання в електронній апаратурі*, 2020, № 5–6, с. 28–32. <https://doi.org/10.15222/TKEA2020.5-6.28>
2. Ащеулов А. А. Про енергетичні можливості у анізотропно-біполярному електропровідному середовищі. *Термоелектрика*, 2021, № 3, с. 1–100. <https://doi.org/10.63527/1607-8829-2021-3-5-18>
3. Ashcheulov A., Derevianchuk M., Lavreniuk D. The method of turbulent transformation of energy. *Engineering Reports*, 2023, e12620. <https://doi.org/10.1002/eng2.12620>
4. Ащеулов А. А., Дерев'янчук М. Я., Лавренюк Д. О., Романюк І. С. Анізотропний електропровідний матеріал. *Патент України №147993*, бюл. № 25, 2021.
5. Ashcheulov A., Derevianchuk M., Lavreniuk D., Rozhdestvenska M. Thermal losses of an anisotropic electrically conductive transformer. *SISIOT*, 2025, vol. 3, no. 1, p. 01005. <https://doi.org/10.31861/sisiot2025.1.01005>
6. Anatyshuk L. I. *Thermoelectricity, vol. 1: Physics of Thermoelectricity*. Institute of Thermoelectricity, 1998. 376 с.
7. Anatyshuk L. I. *Thermoelectricity, vol. 2: Thermoelectric Power Converters*. Institute of Thermoelectricity, 2005. 420 с.
8. Orazem M. E., Tribollet B. *Electrochemical Impedance Spectroscopy*. Hoboken, NJ: Wiley, 2021. 768 p.
9. Nye J. F. *Physical Properties of Crystals: Their Representation by Tensors and Matrices*. Oxford: Oxford Univ. Press, 1985. 352 p.
10. Landau L. D., Lifshitz E. M. *Electrodynamics of Continuous Media*. Oxford: Pergamon Press, 1984. 460 с.
11. Tarasovs S., Aniskevich A. Identification of the anisotropic thermal conductivity by an inverse solution using the transient plane source method. *Measurement*, 2023, vol. 206, 112252. <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2022.112252>
12. Evans L. C. *Partial Differential Equations*. Providence, RI: American Mathematical Society, 2022. 662 p.
13. Harris C. R., Millman K. J., van der Walt S. J. et al. Array programming with NumPy. *Nature*, 2020, vol. 585, pp. 357–362. <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2649-2>
14. McKinney W., *Python for Data Analysis: Data Wrangling with Pandas, NumPy, and Matplotlib*. Sebastopol, CA: O'Reilly Media, 2022. 550 p.
15. Hunter J. D. Matplotlib: A 2D Graphics Environment. *Computing in Science and Engineering*, 2007, vol. 9, iss. 3, pp. 90–95. <https://doi.org/10.1109/MCSE.2007.55>
16. Han S., Kwak I. Y. Mastering data visualization with Python: practical tips for researchers. *J. Minim. Invasive Surg.*, 2023, vol. 26, no. 4, pp. 167–175, <https://doi.org/10.7602/jmis.2023.26.4.167>

Дата надходження рукопису
до редакції 20.10 2025 р.

DOI: 10.15222/TKEA2025.3-4.03
UDC 621.314.2:537.311.3:538.54

Anatoly ASHCHEULOV¹, Mykola DEREVIANCHUK²

Ukraine, Chernivtsi, ¹Institute of Thermoelectricity of NAS and MES of Ukraine,
²Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University
E-mail: ashcheulov.anatoly@gmail.com, m.derevianchuk@chnu.edu.ua

DISTRIBUTION OF EDDY ELECTRIC CURRENTS IN AN ANISOTROPIC ELECTRICALLY CONDUCTIVE TRANSFORMER

This paper investigates the formation and spatial distribution of eddy electric currents (EEC) within the structure of an anisotropic electrically conductive transformer (AECT), which represents a promising functional component for modern infocommunication systems. The research is based on a mathematical formulation that accounts for the tensor nature of the material's electrical conductivity and the dependence of current distribution on the anisotropy coefficient K and the rotation angle of the crystallographic axes relative to the laboratory coordinate system γ .

A differential-form equation describing the behavior of eddy currents in a rectangular plate composed of an anisotropic material has been derived. It is shown that this equation exhibits an elliptic character, which significantly influences both the configuration and density of the eddy current distribution. Numerical modeling of current patterns has been performed, followed by visualization in the form of vector field maps for various values of K and angles γ .

Analysis of the simulation results reveals that the anisotropy coefficient governs the geometry of the eddy current loops: for $K > 1$, the elongation of the elliptical contours occurs along the axis with higher conductivity, while for $K < 1$, it occurs along the orthogonal axis. The angle γ determines the orientation of the principal axes within the laboratory plane and, consequently, the direction of elongation of the eddy structures. Meanwhile, the rotation direction of the eddy electric currents (CW/CCW) remains constant and is determined by the polarity of the applied voltage.

The practical significance of this study lies in establishing the relationship between anisotropy parameters and thermal losses within the transformer's volume. It has been found that at higher K values, local losses decrease due to a more uniform current distribution along the major axis, whereas for $0 < K < 1$, a more concentrated distribution is formed with intense local heating zones. These findings enable consideration of the anisotropic electrically conductive transformers operational characteristics in the design of telecommunication system components, particularly in power supply and coupling units.

Thus, this work presents, for the first time, a Laplacian-type equation for the distribution of eddy electric currents that incorporates material anisotropy, provides its classification, and demonstrates numerical implementation. The obtained results are of both scientific and practical interest for the development of new high-efficiency components in infocommunication technologies.

Keywords: electrical conductivity, anisotropy, tensor, eddy electric current, transformer, infocommunication system elements.

REFERENCES

- [1] A. A. Ashcheulov, M. Ya. Derevianchuk, D. A. Lavreniuk, and I. S. Romaniuk, "Electric current transformation by anisotropic electrically conductive medium," *Tekhnologiya i Konstruirovaniye v Elektronnoi Apparature*, no. 5–6, pp. 28–32, 2020, doi: 10.15222/TKEA2020.5-6.28.
- [2] A. A. Ashcheulov, "On energy opportunities in anisotropic bipolar electrically conductive media," *Journal of Thermoelectricity*, no. 3, pp. 5–18, 2021, doi: 10.63527/1607-8829-2021-3-5-18.
- [3] A. Ashcheulov, M. Derevianchuk, and D. Lavreniuk, "The method of turbulent transformation of energy," *Engineering Reports*, 2023, Art. e12620, doi: 10.1002/eng2.12620.
- [4] A. A. Ashcheulov, M. Ya. Derevianchuk, D. O. Lavreniuk, and I. S. Romaniuk, "Anisotropic electrically conductive material," Patent of Ukraine no. 147993, Bull. no. 25, 2021.
- [5] A. Ashcheulov, M. Derevianchuk, D. Lavreniuk, and M. Rozhdestvenska, "Thermal losses of an anisotropic electrically conductive transformer," *Security of Infocommunication Systems and Internet of Things*, vol. 3, no. 1, p. 01005, 2025, doi: 10.31861/sisiot2025.1.01005.
- [6] L. I. Anatychuk, *Thermoelectricity, Vol. 1: Physics of Thermoelectricity*. Kyiv–Chernivtsi: Institute of Thermoelectricity, 1998.
- [7] L. I. Anatychuk, *Thermoelectricity, Vol. 2: Thermoelectric Power Converters*. Kyiv–Chernivtsi: Institute of Thermoelectricity, 2005.
- [8] M. E. Orazem, and B. Tribollet, *Electrochemical Impedance Spectroscopy*, 2nd ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2021.
- [9] J. F. Nye, *Physical Properties of Crystals: Their Representation by Tensors and Matrices*, Oxford: Oxford Univ. Press, 1985.
- [10] L. D. Landau, and E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media*. Oxford: Pergamon Press, 1984, 460 p.
- [11] S. Tarasovs, and A. Aniskevich, "Identification of the anisotropic thermal conductivity by an inverse solution using the transient plane source method," *Measurement*, vol. 206, Article 112252, 2023, doi: 10.1016/j.measurement.2022.112252.
- [12] L. C. Evans, *Partial Differential Equations*, 2nd ed. Providence, RI: American Mathematical Society, 2022, 662 p.
- [13] C. R. Harris, K. J. Millman, S. J. van der Walt, et al., "Array programming with NumPy," *Nature*, vol. 585, pp. 357–362, 2020, doi: 10.1038/s41586-020-2649-2.
- [14] W. McKinney, *Python for Data Analysis: Data Wrangling with pandas, NumPy, and Jupyter*, 3rd ed., Sebastopol, CA: O'Reilly Media, 2022, 582 p.
- [15] J. D. Hunter, "Matplotlib: A 2D Graphics Environment," *Computing in Science and Engineering*, vol. 9, no. 3, pp. 90–95, 2007, doi: 10.1109/MCSE.2007.55.
- [16] S. Han, and I. Y. Kwak, "Mastering data visualization with Python: practical tips for researchers," *J. Minim. Invasive Surg.*, vol. 26, no. 4, pp. 167–175, Dec. 2023, doi: 10.7602/jmis.2023.26.4.167.



Copyright: © 2025, The author(s). Licensee: Politekhperiodika, Odesa, Ukraine. This article is an open access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY) license (<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).