

МОДЕЛЮВАННЯ ТА АНАЛІЗ ЕЛЕКТРОПРОВІДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК АГРОБІОЛОГІЧНОГО СТАНУ ҐРУНТОВОГО СЕРЕДОВИЩА СІЛЬСЬКОГОСПОДАРСЬКИХ УГІДЬ

**О. О. Броварець, кандидат технічних наук
Київський кооперативний інститут бізнесу і права**

Анотація. На даному етапі розвитку механізованого сільськогосподарського виробництва, коли висувуються високі вимоги до економічної доцільності застосування технологій вирощування сільськогосподарських культур, а також до заходів щодо охорони навколишнього середовища пріоритетним напрямом є застосування сучасних технологій землеробства. Забезпечення належної економічної ефективності можливе за рахунок створення найсприятливіших умов розвитку рослини за допомогою ефективного управління агробіологічним і технічним потенціалом сільськогосподарських підприємств.

При використанні інформаційно технічних систем оперативного моніторингу агробіологічного стану сільськогосподарських угідь виникає необхідність в отриманні достовірних даних про агробіологічний стан ґрунтового середовища шляхом зменшення погрішності при визначенні величини електропровідних властивостей ґрунту, забезпечення індивідуальної стабілізації робочих електродів і механізму підняття/опускання робочих електродів, копіювання нерівностей ґрунтового середовища, зменшення інтенсивності руйнування структури ґрунту, самоочищення робочого контакту електроду і забезпечення стабільності електричного контакту електрода з ґрунтом, шляхом удосконалення конструкції приладу.

Розглянуті електродинамічні ефекти та кіральні, біізотропні властивості середовищ (ґрунтів сільськогосподарського призначення) з магнітоелектричною взаємодією різної фізичної природи. У межах запропонованої Ω -моделі капілярної системи електропровідності вказаних ґрунтів дослідженні їх оптична активність та кругових діхроїзм, притаманні зазвичай гіротропним середовищам. Проведений аналіз хвиль, які виникають у Ω -середовища, що слугує базою для вивчення електропровідних характеристик (зокрема, електропровідності) ґрунтів сільськогосподарського призначення та їх капілярної системи електропровідності.

Ключові слова: *моделювання, аналіз, електромагнітні параметри, капілярна система, електропровідність, ґрунти сільськогосподарського призначення, ефекти, капілярність, біізотропність*

Постановка проблеми. Електропровідність ґрунтів сільськогосподарського призначення (ГСП), як, скажімо, й гірської породи, визначається у основному електропровідністю флюїду, який знаходиться у поровому просторі. Скелет (основа), наприклад, більшості гірських порід у електричному співвідношенні є, взагалі кажучи, непровідним [1]. Одним з типів порового простору, зокрема, й у ГСП, є капілярна система (т.з. відкрита пористість), що забезпечує не тільки електропровідність, але й гідромеханічну проникність ГСП (як, до речі, у гірських породах [2]). Обчислення ефективних електромагнітних параметрів такої системи представляє актуальну задачу аналізу та дослідження за допомогою польових інформаційних машин ГСП.

Аналіз останніх досліджень. Ефективні електромагнітні параметри капілярної системи електропровідності гірської породи досліджені у [3]. Біанізотропні середовища, які описують їх найбільш загальні лінійні електропровідні властивості, вивчені у [4, 5]. Проте подібні властивості (кіральність, біізотропія, біанізотропія) ГСП не досліджені.

Мета досліджень полягає у обґрунтуванні моделі для аналізу ефективних електромагнітних параметрів полярної системи електропровідності ГСП, що дозволяє досліджувати різноманітні електропровідні, кіральні та біізотропні властивості вказаних ґрунтів.

Слід зазначити, що у даному дослідженні будуть частково використані результати робіт [3, 5].

Результати досліджень. У останні роки вивчаються різноманітні середовища широкого класу – т.з. біізотропні середовища. Слід зазначити, що кіральні середовища підтримують оптичну активність та круговий діхроїзм, а біізотропні, крім того, проявляють ефекти невзаємності. Якщо справа йде про біанізотропні середовища чи матеріали, то вони до того ж мають анізотропію магнітоелектричного зв'язку.

Загальні лінійні співвідношення, які зв'язують вектори електромагнітного поля у довільному (лінійному) середовищі, зокрема у ГСП, можна записати у вигляді:

$$\begin{cases} \vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E} + \xi \cdot \vec{H} \\ \vec{B} = \mu \cdot \vec{H} + \zeta \cdot \vec{E} \end{cases}, \quad (1)$$

де матеріальні параметри ε , μ , ξ , ζ – є діадними функціями частоти. У даній роботі використовуються діадні позначення. Діадні функції позначені двома рисками зверху символу. Діадний добуток векторів позначається як $\bar{a}\bar{b}$, скалярний добуток – $\bar{a}\cdot\bar{b}$, векторний добуток – $\bar{a}\times\bar{b}$. Запис (1) передбачає гармонічну залежність полів від часу (t), яку записуємо у вигляді пропорційному множнику $\exp(j\cdot\omega\cdot t)$, $j^2 = -1$, ω – частота коливань. Саме такі лінійні середовища загального виду називаються біанізотропними [6]. Співвідношення (1) описують лінійні анізотропні середовища й враховують ефекти просторової дисперсії першого порядку за хвильовим вектором плоских хвиль [4]. У ізотропних середовищах матеріальні параметри – скаляри чи псевдоскаляри. У цьому випадку матеріальні співвідношення зручно записувати у вигляді:

$$\begin{cases} \vec{D} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E} + (\chi - j \cdot x) \cdot \sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0} \cdot \vec{H} \\ \vec{B} = \mu \cdot \mu_0 \cdot \vec{H} + (\chi + j \cdot x) \cdot \sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0} \cdot \vec{E} \end{cases} \quad (2)$$

де ε , μ , χ , та x – безрозмірні комплексні параметри (вони стають дійсними для середовищ без втрат). Середовища, які описуються співвідношенням (2), називаються біізотропними. З альтернативним способом введення матеріальних співвідношень для біізотропних середовищ можна познайомитися, наприклад у [7].

У відповідності з узагальненою теоремою взаємності [6] у взаємних середовищах виконуються співвідношення:

$$\varepsilon = \varepsilon^T, \mu = \mu^T, \zeta = -\xi^T, \quad (3)$$

де індекс T означає операції транспонування діадної функції (чи матриці, при матричній формі запису). Відповідно, у взаємних біізотропних середовищах коефіцієнт χ дорівнює нулю, тому його називають параметром невзаємності.

Інша назва параметра χ -параметр Теллегена, оскільки модель штучного невзаємного середовища з відмінними від нуля значеннями параметру χ була запропонована Теллегеном [8].

Таким чином, найбільш загальне ізотропне взаємне лінійне середовище характеризується трьома комплексними матеріальними параметрами ε , μ , а також χ . Параметр зв'язку електричного та магнітного полів χ називають параметром кіральності, а саме середовище – кіральним. Термін «кіральний» походить від грецького слова «кіро-» – «рука» (типовий дзеркально-асиметричний об'єкт). Такі середовища детально дослідженні у оптиці, включаючи кристалічну [4], де вони називаються оптично активними або гіротропними. Параметр χ може бути відмінним від нуля тільки у середовищах, які мають елементи, що не є дзеркально – симетричними. Дійсно, при інверсії просторових координат

аксіальний вектор напруженості магнітного поля \vec{H} - змінює знак, а полярні вектори \vec{E} та \vec{D} не змінюються. Відповідно параметр χ повинен змінювати свій знак. Якщо саме середовище не змінюється при такому перетворенні координат, параметр кіральності повинен бути нулем.

Існують деякі частинні випадки біанізотропних середовищ (1), які включають у себе частинки складної формули. Зокрема використання часточок у формі грецької букви Ω було запропоноване у [9]. Біанізотропні чи одноосні середовища з такими включенням мають нові цікаві електромагнітні властивості й перспективні для різноманітних застосувань. У даній роботі ГСП ми віднесемо саме до таких середовищ, зокрема, їх капілярну систему електропровідності.

1. Електромагнітні хвилі у біізотропних середовищах (модель ГСП). Розглянемо основні електродинамічні властивості біізотропних середовищ, що описуються матеріальними співвідношеннями виду (2). Найбільш раціональний спосіб аналізу електромагнітних полів у біізотропних середовищах заснований на введення нових векторів поля, для котрих рівняння Максвелла розкладається на дві незалежні (для випадку однорідного середовища) системи диференціальних рівнянь першого порядку. Це підхід заснований на факторизації векторного хвильового рівняння. Обмежуючись випадком гармонічної залежності полів від часу, запишемо рівняння Максвелла у виді:

$$\begin{cases} \vec{\Delta} \cdot \vec{E} = -j \cdot k_0 \cdot \eta_0 \cdot \mu \cdot \vec{H} + k_0 \cdot (\chi - j \cdot x) \cdot \vec{E} \\ \vec{\Delta} \cdot \vec{H} = j \cdot \frac{k_0}{\eta_0} \cdot \varepsilon \cdot \vec{E} + k_0 \cdot (\chi + j \cdot x) \cdot \vec{H} \end{cases}, \quad (4)$$

де $k_0 = \omega \cdot \sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0}$, $\eta_0 = \omega \cdot \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}$.

Виключаючи вектор магнітного поля, прийдемо до векторного рівняння –Гельмгольца:

$$H \cdot \vec{E} = 0 \quad (5)$$

де оператор

$$H = [\vec{\Delta} \times \vec{i} - k_0 \cdot (x + j \cdot \chi) \cdot I] \cdot [\vec{\Delta} \times \vec{i} - k_0 \cdot (x - j \cdot \chi) \cdot I] - k_0^2 \cdot \varepsilon \cdot \mu \cdot I, \quad (6)$$

де I – одинична діада. Оператор H може буди поданий у виді добутку двох операторів першого порядку:

$$H = H_+ \cdot H_- = (\vec{\Delta} \times \vec{i} - k_+ \cdot I) \cdot (\vec{\Delta} \times \vec{i} + k_- \cdot I), \quad (7)$$

де $k_{\pm} = k_0 \cdot \left[\sqrt{\eta^2 - \chi^2} \pm x \right]$, $n = \sqrt{\varepsilon \cdot \mu}$.

Оператор H_+ та H_- як легко перевірити, комутують.

Нехай тепер два вектори функції E_+ та E_- задовольняють рівнянням першого порядку:

$$H_+ \cdot \vec{E}_+ = 0, \quad H_- \cdot \vec{E}_- = 0, \quad (8)$$

тобто

$$\bar{\Delta} \cdot \bar{E}_+ = k_+ \cdot \bar{E}_+, \quad \bar{\Delta} \cdot \bar{E}_- = k_- \cdot \bar{E}_-. \quad (9)$$

Нові змінні \bar{E}_\pm називають хвильовими полями. Зрозуміло, що будь-яка лінійна комбінація функцій \bar{E}_+ , \bar{E}_- задовольняє вихідному рівнянню Гельмгольца: (5). Будемо шукати розв'язок вихідного рівняння для еклектичного поля у вигляді суми:

$$\bar{E} = \bar{E}_+ + \bar{E}_-. \quad (10)$$

Вираз для магнітного поля через нові змінні отримаємо з рівняння Максвелла:

$$\bar{H} = \frac{j}{k_0 \cdot \eta_0 \cdot \mu} \cdot [\bar{\Delta} \times \bar{I} - k_0 \cdot (x - j \cdot \chi) \cdot \bar{I}] \cdot (\bar{E}_+ + \bar{E}_-) = \frac{j}{\eta} \cdot [\exp(j \cdot \Theta) \cdot \bar{E}_+ - \exp(-j \cdot \Theta) \cdot \bar{E}_-], \quad (11)$$

де $\sin \Theta = \chi/n$ – нормований параметр невзаємності й $\eta = \eta_0 \cdot \sqrt{\mu/\varepsilon}$.

Для взаємного середовища параметр χ дорівнює нулю й рівняння (11) спрощується:

$$\bar{E} = \bar{E}_+ + \bar{E}_-, \quad \bar{H} = \frac{j}{\eta} \cdot (\bar{E}_+ - \bar{E}_-). \quad (12)$$

Таким чином, задача для однорідного біізотропного середовища зводиться до розв'язку двох незв'язаних задач для двох звичайних ізотропних середовищ. Дійсно, рівняння (12) мають такий самий вигляд, як і відповідні хвильові рівняння для ізотропних середовищ. Більш того, вводючи ще два нових вектори [10] \bar{H}_+ та \bar{H}_- й позначаючи:

$$\varepsilon_+ = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot (\cos \Theta + \chi_r) \cdot \exp(j \cdot \Theta), \quad \varepsilon_- = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot (\cos \Theta - \chi_r) \cdot \exp(-j \cdot \Theta), \quad (13)$$

$$\mu_+ = \mu_0 \cdot \mu \cdot (\cos \Theta + \chi_r) \cdot \exp(-j \cdot \Theta), \quad \mu_- = \mu_0 \cdot \mu \cdot (\cos \Theta - \chi_r) \cdot \exp(j \cdot \Theta), \quad (14)$$

де $\chi_r = \text{Re } \chi$, рівнянням для нових змінних можна надати форми звичайних рівнянь Максвелла для двох еквівалентних ізотропних середовищ з параметрами ε_\pm , μ_\pm :

$$\begin{cases} \bar{\Delta} \times \bar{E}_\pm + j \cdot \omega \cdot \mu_\pm \cdot \bar{H}_\pm = 0, \\ \bar{\Delta} \cdot \bar{H}_\pm - j \cdot \omega \cdot \varepsilon_\pm \cdot \bar{E}_\pm = 0. \end{cases} \quad (15)$$

Вектори сторонніх електричних та магнітних струмів також можуть бути розкладені на відповідні хвильові складові [10].

Власні хвилі у безмежних однорідних біізотропних середовищах виявляються циркулярно поляризованими плоскими хвилями з постійними розповсюдження (7).

Дві власні хвилі у невзаємних середовищах також мають різні хвильові опори. Зрозуміло, що у неоднорідних середовищах хвильові поля \bar{E}_\pm виявляються зв'язаними. Граничні умови на поверхні, яка розділяє два різних середовища (наприклад, ГСП й повітря), вимагають неперервності дотичних складових повних полів \bar{E} , \bar{H} (10), (11), а на хвильових полях окремо для кожного.

Для розв'язку задач відбивання й проходження хвиль через шаруваті біізотропні середовища (ГСП) були розвинені методи векторних ланцюгів й векторних ліній передачі [11–13]. Ці методи узагальнюють відомий підхід еквівалентних ліній передачі, широко застосований при розв'язуванні задач у шаруватих структурах з ізотропних прошарків.

Розглянемо плоский прошарок біізотропного матеріалу (ГСП) товщиною d . Одиничний вектор нормалі до прошарку позначимо \vec{n} . Перетворимо рівняння для полів у прошарку за допомогою перетворення Фур'є. Двовимірне перетворення Фур'є виконується за дотичними координатами (у площині прошарку). Двовимірну змінну Фур'є позначимо за допомогою вектора \vec{k}_t . Позначаючи перетворювані за Фур'є дотичні компоненти електричного та магнітного полів на нижній границі прошарку через \vec{E}_{t-} , \vec{H}_{t-} й відповідні компоненти на верхній границі через \vec{E}_{t+} , \vec{H}_{t+} введемо так звану матрицю передачі, яка зв'язує ці граничні значення дотичних компонентів:

$$\begin{pmatrix} \vec{E}_{t+} \\ \vec{n} \times \vec{H}_{t+} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{E}_{t-} \\ \vec{n} \times \vec{H}_{t-} \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Елементи матриці представляють собою діадні функції, оскільки вони зв'язують між собою двовимірні вектори дотичних полів. Знайти матрицю передачі можна, якщо розкласти поля на хвильові компоненти (10) й розв'язати відповідні граничні задачі для рівнянь першого порядку (9). Хвильові компоненти полів на двох границях розділу зв'язані за допомогою діадних функцій D_{\pm} [11,13]:

$$D_{\pm} = \cos(\beta_{\pm} \cdot d) \cdot I_t \mp \sin(\beta_{\pm} \cdot d) \cdot \left\{ \frac{k_{\pm}}{\beta_{\pm}} \cdot \frac{\vec{n} \times \vec{k}_t \cdot \vec{k}_t}{k_t^2} + \frac{\beta_{\pm}}{k_{\pm}} \cdot \frac{\vec{k}_t \cdot \vec{k}_t \times \vec{n}}{k_t^2} \right\}, \quad (17)$$

де $\beta_{\pm} = \sqrt{k_{\pm}^2 - k_t^2}$, й I_t – двовимірний одиничний діада.

Елементи матриці (16) легко знайти через діади D_{\pm} :

$$\begin{aligned} a_{11} &= \frac{1}{2} \cdot [D_+ + D_- - j \cdot \operatorname{tg} \Theta \cdot (D_+ - D_-)]; & a_{12} &= \frac{j \cdot n}{2 \cdot \cos \Theta} \cdot (D_+ - D_-) \times \vec{n}; \\ a_{21} &= \frac{j}{2 \cdot \eta \cdot \cos \Theta} \cdot \vec{n} \times (D_+ - D_-); & a_{22} &= -\frac{1}{2} \cdot \vec{n} \times [D_+ + D_- + j \cdot \operatorname{tg} \Theta \cdot (D_+ - D_-)] \times \vec{n}. \end{aligned} \quad (18)$$

Матриця передачі багат шаруватой структури (ГСП) може бути знайдена як добуток матриць передачі окремих прошарків.

Таким чином, плоский біізотропний прошарок (ГСП) можна моделювати еквівалентним чотирьохполюсником з відомою матрицею передачі (рис. 1).

Дотичні компоненти електричного й магнітного полів на границях прошарку грають роль еквівалентних векторних напружень й струмів, відповідно. Можна також ввести еквівалентні матриці

опорів провідності [13]. Коефіцієнти відбиття й проходження плоских хвиль через багат шаруваті структури (ГСП) виражаються через елементи матриці передач. Нехай з однієї зі сторін структури на границі розділу виконуються імпедансні граничні умови, що зв'язують Фур'є компоненти дотичних полів;

$$\vec{E}_{t-} = z'_c \cdot (\vec{n} \times \vec{H}_{t-}) \quad (19)$$

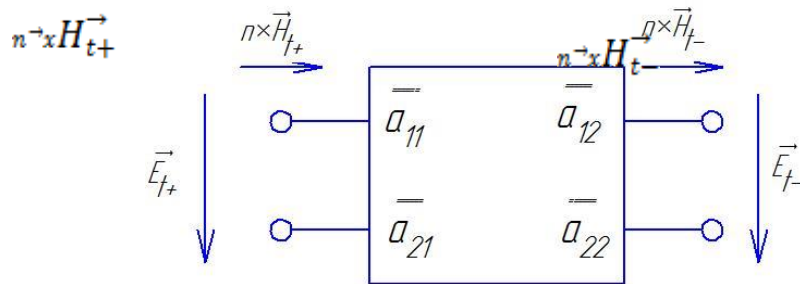


Рис. 1. Еквівалентний векторний ланцюг для біізотропного прошарку.

Така модель (ГСП) описує як поверхню його із заданим імпедансом, у тому числі анізотропним, так й границі з ізотропним напівпростором. Позначимо через z_c діадний хвильовий імпеданс [11, 14] ізотропного середовища, у котрому знаходиться джерело плоскої хвилі, що збуджує біізотропну структуру. Вхідний опір, чотирьохполюсника, який моделює структуру, із врахуванням імпедансу «навантаження» z'_c знаходиться через елементи матриці передач [11, 15]:

$$\begin{cases} \vec{E}_{t+} = z_{eq} \cdot (\vec{n} \times \vec{H}_{t+}) \\ z_{eq} = (a_{11} \cdot z'_c + a_{12}) \cdot (a_{21} \cdot z'_c + a_{22})^{-1} \end{cases} \quad (20)$$

Тоді діадний коефіцієнт відбиття, що зв'язує дотичні компоненти падаючої і відбитої хвиль, знаходиться за простою формулою:

$$R = (z_{eq} - z_c) \cdot (z_{eq} + z_c)^{-1} \quad (21)$$

Відповідний коефіцієнт проходження:

$$T = [a_{11} + a_{12} \cdot (z'_c)^{-1}]^{-1} \cdot (I_t + R) \quad (22)$$

Альтернативна теорія, заснована на моделюванні прошарку (ГСП) відрізком довгої лінії з діадними параметрами – хвильовим опором й постійною розповсюдження, викладена у [12]. Підхід, схожий з теорією векторних ланцюгів, застосовувався також у оптиці оптично активних й анізотропних середовищ [16]. Відбиття й проходження хвиль через прошарок взаємного кірального матеріалу розглядали також у [17]. Чисельний метод обчислення коефіцієнтів відбиття й проходження через біанізотропні прошарки викладений у

[18]. Слід зазначити, що при певних значеннях параметра невзаємності лінійно поляризована хвиля після відбиття від прошарку виявляється поляризованою у ортогональному напрямку [19, 20].

2. Хвилі у біанізотропних середовищах. Омега-середовище (модель ГСП). Оскільки власними хвилями у ізотропних кіральних середовищах є циркулярно поляризовані хвилі, взаємодія цих середовищ з лінійно поляризованими електромагнітними хвилями виявляється, взагалі кажучи, менш ефективною, ніж з хвилями кругової поляризації. Якщо моделювати капілярну систему електропровідності ГСП Ω -середовищем й вважати, що Ω -часточки розміщені таким чином, щоб електричне поле плоскої хвилі було спрямоване вдовж прямих відрізків Ω -структури, а магнітне поле перпендикулярне Ω -структурам, можна суттєво збільшити ефективність додаткового магнітоелектричного ефекту взаємодії. Матеріальні співвідношення, що описують таке середовище, будуть біанізотропними. Їх зручно записувати у вигляді [21]:

$$\begin{cases} \vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E} + j \cdot \sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0} \cdot K_{em} \cdot \vec{H} \\ \vec{B} = \mu \cdot \vec{H} - j \cdot \sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0} \cdot K_{me} \cdot \vec{E} \end{cases} \quad (23)$$

У взаємних середовищах виконуються співвідношення (3). Зокрема, якщо прямі відрізки розміщувати вздовж вісі X , а Ω -елементи (петлі) – у вигляді $(x-z)$, тоді діадні коефіцієнти будуть мати вид:

$$K_{em} = K \cdot \vec{X}_0 \cdot \vec{Y}_0, \quad K_{me} = K \cdot \vec{Y}_0 \cdot \vec{X}_0, \quad (24)$$

де K – безрозмірний коефіцієнт зв'язку, а \vec{X}_0, \vec{Y}_0 – орти відповідних осей.

Якщо важливо забезпечити ефективну взаємодію ГСП (іншого середовища) з лінійно поляризованими хвилями незалежно від напрямку поляризації чи з неполяризованими хвилями, слід вважати, що у ГСП присутні дві ортогональні ґратки з Ω -часточок у системі капілярної електропровідності ГСП. Саме такий ГСП (середовищ) має єдиний фізично виділений напрямок (ортогональний площині, у котрій лежать прямі відрізки провідників з Ω -структури).

Тоді матеріальні співвідношення (22) приймають вид:

$$\begin{cases} \vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E} + j \cdot K \cdot \sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0} \cdot I \cdot \vec{H} \\ \vec{B} = \mu \cdot \vec{H} + j \cdot K \cdot \sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0} \cdot I \cdot \vec{E} \end{cases} \quad (25)$$

де ε та μ – одновісні діади:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot (\varepsilon_t \cdot I_t + \varepsilon_n \cdot \vec{z}_0 \vec{z}_0), \quad \mu = \mu_0 \cdot (\mu_t \cdot I_t + \mu_n \cdot \vec{z}_0 \vec{z}_0), \quad (26)$$

($I_t = \vec{X}_0 \cdot \vec{X}_0 + \vec{Y}_0 \cdot \vec{Y}_0$) – двовимірний діада, $I = \vec{z}_0 \times I_t = \vec{Y}_0 \cdot \vec{X}_0 - \vec{X}_0 \cdot \vec{Y}_0$ – оператор повороту двовимірного вектора у площині $(X-Y)$ на 90° .

Одновісний модульний варіант Ω -середовища (для ГСП) може привести до ситуації, коли ГСП стане саме таким, що взагалі не відбиває (а тільки поглинає енергію електромагнітного поля, діючого на нього) чи стає прозорим (для електромагнітних хвиль у широкому діапазоні частот та кутів падіння). Для аналізу електромагнітних властивостей у ГСП з одновісною симетрією зручно розбити вектори поля на поздовжні й поперечні компоненти по відношенню до одиничного вектору вісі Z :

$$\vec{E} = E_n \cdot \vec{z}_0 + \vec{E}_t, \quad \vec{H} = \vec{H}_n \cdot \vec{z}_0 + \vec{H}_t. \quad (27)$$

Після виключення поздовжніх компонент рівняння Максвелла дозволяють отримати хвильове рівняння для перетвореної по Фур'є у площині $(X - Y)$ поперечної компоненти електричного поля:

$$\frac{d^2 \vec{E}_t}{dz^2} + \left(\beta_{TM}^2 \cdot \frac{\vec{k}_t \cdot \vec{k}_t}{k_t^2} + \beta_{TM}^2 \cdot \frac{\vec{Z}_0 \times \vec{k}_t \vec{Z}_0 \times \vec{k}_t}{k_t^2} \right) \cdot \vec{E}_t = 0, \quad (28)$$

де \vec{k}_t – двовимірна змінна Фур'є,

$$\begin{cases} \beta_{TM}^2 = \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_n} \cdot (k_0^2 \cdot \varepsilon_n \cdot \mu_t - k_t^2) - k_0^2 \cdot K^2 \\ \beta_{TE}^2 = \frac{\mu_t}{\mu_n} \cdot (k_0^2 \cdot \varepsilon_n \cdot \mu_t - k_t^2) - k_0^2 \cdot K^2 \end{cases}, \quad (29)$$

- квадрати z – компонент постійних розповсюдження двох власних хвиль у ГСП. Власні хвилі представляють собою лінійно поляризовані ТМ та ТЕ – хвилі. Відповідними індексами помічені власні числа [11].

Слід зазначити, що хоча середовища (ГСП) і є взаємними, хвильові опори для хвиль, які розповсюджуються у додатному й від'ємному напрямках вісі z , різні. Електричне й магнітне поля хвиль, що розповсюджуються, пов'язані співвідношенням:

$$\vec{E}_t = \pm z_{\pm} \cdot (\vec{Z}_0 \times \vec{H}_t), \quad (30)$$

де діадна функція імпедансу діагональна:

$$Z_{\pm} = Z_{\pm}^{TM} \cdot \frac{\vec{k}_t \vec{k}_t}{k_t^2} + Z_{\pm}^{TE} \cdot \frac{\vec{Z}_0 \times \vec{k}_t \vec{Z}_0 \times \vec{k}_t}{k_t^2}, \quad (31)$$

а індекси \pm відносяться до хвиль, що розповсюджуються у додатному й від'ємному напрямку вісі z , відповідно. Скалярні коефіцієнти відповідають лінійно поляризованим ТМ- та ТЕ-хвилям й їх обчислення дає [23]:

$$\begin{cases} Z_{\pm}^{TM} = \eta_0 \cdot \sqrt{\frac{\mu_t}{\varepsilon_t}} \cdot \left(\sqrt{1 - \frac{k_t^2}{k_0^2 \cdot \varepsilon_n \cdot \mu_t}} - k_r^2 \pm j \cdot K_r \right) \\ Z_{\pm}^{TE} = \eta_0 \cdot \sqrt{\frac{\mu_t}{\varepsilon_t}} \cdot \frac{k_0^2 \cdot \varepsilon_t \cdot \mu_n}{(k_0^2 \cdot \varepsilon_n \cdot \mu_n - k_t^2)} \cdot \left(\sqrt{1 - \frac{k_t^2}{k_0^2 \cdot \varepsilon_t \cdot \mu_n}} - k_r^2 \pm j \cdot K_r \right), \end{cases} \quad (32)$$

де нормований коефіцієнт зв'язку

$$K_r = \frac{K}{\sqrt{\varepsilon_t \cdot \mu_t}}. \quad (33)$$

Властивості Ω -середовища (модель ГСП) суттєво відрізняються від властивостей біізотропних середовищ (теж можливих моделей ГСП). У Ω -середовищах фізично виділена не тільки вісь z , але й напрямок вповдовж вісі, однак теорема взаємності виконується й, крім того, суттєву роль відіграє одновісна симетрія структури. Для польових інформаційних машин (ПІМ), що вивчають властивості ГСП, представляє інтерес дослідження властивості коефіцієнтів відбиття й пропускання плоских лінійно поляризованих хвиль через плоский прошарок ГСП (у межах моделі Ω -середовища). Оскільки плоскі ТЕ- та ТМ- хвилі є власними хвилями такого Ω - середовища, можна побудувати просту скалярну теорію, розглядаючи ці дві власні поляризовані хвилі окремо. Просте узагальнення теорії довгих ліній на випадок, коли хвилі у протилежних напрямках мають різні хвильові імпеданси, дозволяє знайти коефіцієнт відбиття від прошарку товщиною d [23]:

$$R = -\frac{(z_1 - z_+) \cdot (z_2 + z_-) - (z_1 + z_-) \cdot (z_2 - z_+) \cdot \exp(-2 \cdot j \cdot \beta \cdot d)}{(z_1 + z_+) \cdot (z_2 + z_-) - (z_1 - z_-) \cdot (z_2 - z_+) \cdot \exp(-2 \cdot j \cdot \beta \cdot d)}. \quad (34)$$

Тут z_1 – хвильовий опір середовища з тієї сторони, з котрої на прошарок падає плоска хвиля, z_2 – хвильовий опір середовища зі зворотної сторони прошарку, z_{\pm} – хвильові опори для хвиль у прошарку [13]. У залежності від поляризації у формулу (34) слід підставити значення z_{\pm}^{TM} або z_{\pm}^{TE} .

Хвильові опори ізотропних середовищ z_{12} можна отримати як частинні випадки формули [13].

Коефіцієнт проходження T дається формулою:

$$T = \frac{2(z_- + z_+) \cdot z_2 \cdot \exp(-2 \cdot j \cdot \beta \cdot d)}{(z_1 + z_+) \cdot (z_2 - z_1) - (z_1 - z_-) \cdot (z_2 - z_+) \cdot \exp(-2 \cdot j \cdot \beta \cdot d)}. \quad (35)$$

Найбільший інтерес представляє дослідження умов, за яких коефіцієнт відбиття R перетворюється в нуль.

Як видно з (34), для випадку прошарку ГСП у повітрі ($z_1 = z_2$) відбиття відсутнє за будь-якої товщини прошарку, якщо $z_+ = z_1 = z_2$. У термінах матеріальних параметрів, $R=0$ для ТМ-поляризованих хвиль при виконанні співвідношення:

$$K = \frac{j}{2 \cdot \cos \varphi} \cdot \left(\mu_t - \varepsilon_t \cdot \cos^2 \varphi - \frac{1}{\varepsilon_n} \cdot \sin^2 \varphi \right), \quad (36)$$

й для ТЕ-поляризації – при:

$$K = \frac{j}{2 \cdot \cos \varphi} \cdot \left(\mu_t \cdot \cos^2 \varphi - \varepsilon_t + \frac{1}{\mu_n} \cdot \sin^2 \varphi \right), \quad (37)$$

де φ – кут падіння. При нормальному падінні плоскої хвилі обидві умови, зрозуміло, співпадають й залишаються у дуже простому вигляді:

$$K = \frac{j}{2} \cdot (\mu_t - \varepsilon_t). \quad (38)$$

У граничному випадку звичайного діелектричного прошарку (модель ГСП) $K=0$ умова (38) зводиться до тривіальної вимоги рівності відносних діелектричних й магнітних проникностей.

При чисельному аналізі наведених вище результатів для (ГСП) середовища з параметрами $\varepsilon_t = 2$, $\mu_t = 2 - j \cdot 10$ й при умові виконання (38), коли $k=5$, коефіцієнт відбиття R монотонно спадає зі зростанням товщини прошарку (або частоти). Зрозуміло, що у дійсності самі параметри середовища є функціями частоти, й ця обставина обмежує робочий діапазон.

Висновки

1. Обґрунтована модель Ω -середовища для системи капілярної електропровідності ГСП, встановлені її основні електродинамічні властивості й визначені коефіцієнти R та T для різних варіантів поляризації падаючої електромагнітної хвилі на Ω -структуру.

2. Отримані у роботі результати можуть у подальшому слугувати для уточнення й вдосконалення існуючих інженерних методів розробки ПІМ, як на стадіях їх проектування/конструювання, так і у режимах реальної експлуатації при моніторингу ГСП.

Список літератури

1. Пархоменко Э. И. Геоэлектрические свойства минералов и горных пород при высоких давлениях и температурах. Москва. Наука. 1989. 198 с.
2. Басниев К. С., Кочина И. Н., Максимов В. М. Подземная гидромеханика. Москва. Недра. 1993. 416 с.
3. Александров П. Н. Эффективные электромагнитные параметры капиллярной системы электропроводности горной породы. Физика Земли. 2000. № 2. С. 87–94.
4. Федоров Ф. И. Теория гиротропии. Минск. Наука и техника. 1976. 456 с.
5. Третьяков С. А. Электродинамика сплошных сред: киральные, биизотропные и некоторые бианизотропные материалы. Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39. Вып. 10. С. 1457–1470.
6. Kong A. I. Electromagnetic waves theory. New York. Wiley. 1986. 400 p.
7. Sihvola A. H., Lindell I. V. Microw. and optical Technol. Letters. 1991. Vol. 4. No 8. P. 295.
8. Tellegen B. D. H. Philips Res. Rep. 1948. Vol. 3. P. 81.
9. Saadoun M. M. I., Ebgheta N. Microw. and optical Technol. Lett. 1992. Vol. 5. No 4. P. 184.
10. Lindell I. V., Viitanen A. I. IEEE Trans. 1992. Vol. AP40. No 1. P. 91.

11. *Tretyakov S. A., Oksanen M. I.* Electromagn. Waves and Application. 1992. Vol. 6. No 10. P. 1393.
12. *Lindell I. V., Tretyakov S. A., Oksanen M. I.* J. Electromagn. Wates and Applications. 1993. Vol. 7. No 1. P. 147.
13. *Oksanen M. I., Tretyakov S. A., Lindell I. V.* J. Electromagn. Waves and Applications. 1990. Vol. 4. No 7. P. 613.
14. *Lindell I. V.* Methods for electromagnetic field analysis. Oxford. Clarendon press, 1993.
15. *Oksanen M. I., Hanninen A. I., Tretyakov S. A.* IEEE Proc. Part H. 1991. Vol. 138. No 6. P. 513.
16. *Барковеский Л. М., Борзов Г. Н., Федоров А. Н.* Доклады АН БССР. 1975. Т. 19. № 4. С. 305.
17. *Bassiri S., Papas C. H., Engheta N.* J. of the Optical Soc. of Amer. 1988. Vol. 5-A. No 9. P. 1450.
18. *Graglia R. D., Uslenghi P. L. E., Zich R. E.* Electromagnetics. 1991. Vol. 11. P. 193.
19. *Tretyakov S. A., Oksanen M. I.* J. Smart mater structures. 1992. Vol. 1. P. 76.
20. *Lindell I. V., Tretyakov S. A., Oksanen M. I.* Electronics letters. 1992. Vol. 28. No 3. P. 281.
21. *Tretyakov S. A.* Microw. and Optical Technol. Letters. 1993. Vol. 6. No 2. P. 112.
22. *Tretyakov S. A., Sochava A. A.* Electronics Letters. 1993. Vol. 29. No 12. P. 1048.
23. *Tretyakov S. A.* A novel uniaxial bianisotropic materials: Reflection and transmission in planar structures. Special Issue of "Progress in Electromagnetics research on biisotropic media and applications». Ed. A. Prion. Elsevier. 1994.

References

1. *Parkhomenko, E. S.* (1989). The geoelectric properties of minerals and rocks at high pressures and temperatures. Moscow. Science. 198.
2. *Basniev, K. S., Kochina, I. N., Maksimov, V. M.* (1993). Underground hydrodynamics. Moscow. Bowels. 416.
3. *Alexandrov, P. N.* (2000). Effective electromagnetic parameters of conductive capillary system of the rock. Physics Of The Earth. No 2. 87–94.
4. *Fedorov, F. S.* (1976). Theory of girotropii. Minsk. Science and technology. 456.
5. *Tretyakov, S. A.* (1994). Electrodynamics of continuous media: chiral, biisotropic and some heterogeneous materials. Technology and m & e. 39. Vol. 10. 1457–1470.
6. *Kong, A. I.* (1986). Electromagnetic waves theory. New York. Wiley. 400.
7. *Sihvola, A. H., Lindell, I. V.* (1991). Microw. and optical Technol. Letters. Vol. 4. No 8. 295.
8. *Tellegen, B. D. H.* (1948). Philips Res. Rep. Vol. 3. 81.
9. *Saadoun, M. M. I., Ebgheta, N.* (1992). Microw. and optical Technol. Lett. Vol. 5. No 4. 184.
10. *Lindell, I. V., Viitanen, A. I.* (1992). IEEE Trans. Vol. AP40. No 1. 91.
11. *Tretyakov, S. A., Oksanen, M. I.* (1992). Electromagn. Waves and Application. Vol. 6. No 10. 1393.
12. *Lindell, I. V., Tretyakov, S. A., Oksanen, M. I.* (1993). J. Electromagn. Wates and Applications. Vol. 7. No 1. 147.
13. *Oksanen, M. I., Tretyakov, S. A., Lindell, I. V.* (1990). J. Electromagn. Waves and Applications. Vol. 4. No 7. 613.
14. *Lindell, I. V.* (1993). Methods for electromagnetic field analysis. Oxford. Clarendon press, 13.

15. Oksanen, M. I., Hanninen, A. I., Tretyakov, S. A. (1991). IEEE Proc. Part H. Vol. 138. No 6. 513.
16. Barkovsky, L. M., Borzov, G. N., Fedorov, A. N. (1975). Doklady an BSSR. Vol. 19. No 4. 305.
17. Bassir, S., Papas, C. H., Engheta, N. (1988). J. of the Optical Soc. of Amer. Vol. 5-A. No 9. 1450.
18. Graglia, R. D., Uslengh, P. L. E., Zich, R. E. (1991). Electromagnetics. Vol. 11. 193.
19. Tretyakov, S. A., Oksanen, M. I. (1992). J. Smart mater structures. Vol. 1. 76.
20. Lindell, I. V., Tretyakov, S. A., Oksanen, M. I. (1992). Electronics letters. Vol. 28. No 3. 281.
21. Tretyakov, S. A. (1993). Microw. and Optical Technol. Letters. Vol. 6. No 2. 112.
22. Tretyakov, S. A., Sochava, A. A. (1993). Electronics Letters. Vol. 29. No 12. 1048.
23. Tretyakov, S. A. (1994). A novel uniaxial bianisotropic materials: Reflection and transmission in planar structures. Special Issue of "Progress in Electromagnetics research on biisotropic media and applications». Ed. A. Prion. Elsevier. 19.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩИХ ХАРАКТЕРИСТИК АГРОБИОЛОГИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ ПОЧВЕННОЙ СРЕДЫ СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННЫХ УГОДИЙ

А. А. Броварец

Аннотация. На данном этапе развития механизированного сельскохозяйственного производства, когда выдвигаются высокие требования к экономической целесообразности применения технологий выращивания сельскохозяйственных культур, а также к мероприятиям по охране окружающей среды приоритетным направлением является применение современных технологий земледелия. Обеспечение надлежащей экономической эффективности возможно за счет создания самых благоприятных условий развития растения с помощью эффективного управления агробиологическим и техническим потенциалом сельскохозяйственных предприятий.

При использовании информационно технических систем оперативного мониторинга агробиологического состояния сельскохозяйственных угодий возникает необходимость в получении достоверных данных об агробиологическом состоянии грунтовой среды путем уменьшения погрешности при определении величины электропроводных свойств почвы, обеспечения индивидуальной стабилизации рабочих электродов и механизма поднятия/опускания рабочих электродов, копирования неравенств грунтовой среды, уменьшения интенсивности разрушения структуры почвы, самоочистки рабочего контакта электрода и обеспечения стабильности электрического контакта электрода с почвой, путем усовершенствования конструкции прибора.

Рассмотрены электродинамические эффекты и киральные, биизотропные свойства сред (почв сельскохозяйственного назначения) с магнитоэлектрическим взаимодействием различной физической природы. В рамках предложенной Ω -модели исследованы капиллярные системы электропроводности указанных почв, их оптическая активность и круговой дихроизм, присущие обычно гиротропным средам. Проведенный анализ волн, возникающих в Ω -средах, что служит базой для изучения электропроводящих характеристик (в частности, электропроводности) почв сельскохозяйственного назначения и их капиллярной системы электропроводности.

Ключевые слова: моделирование, анализ, электромагнитные параметры, капиллярная система, электропроводность, почвы сельскохозяйственного назначения, эффекты, капиллярность, биизотропность

MODELING AND ANALYSIS OF ELECTRICALLY CONDUCTIVE CHARACTERISTICS AGROBIOLOGICAL CONDITION OF SOIL ENVIRONMENT OF FARMLAND

A. A. Brovarets

Abstract. *Electrodynamics' effects and chiral, biisotropic properties of media (agricultural soils) with magnetic-electric interaction of different physical nature are considered. Within the framework of the proposed model, the capillary systems of conductivity of these soils are investigated by their optical activity and circular dichroism, which are usually inherent in gyratory environments. An analysis of the waves occurring in the environment is carried out, which serves as a basis for studying the electrical conductivity characteristics (in particular, electrical conductivity) of agricultural soils and their capillary system of electrical conductivity.*

On this stage of development of the mechanized agricultural production, when rigorisms are pulled out to financial viability of application of technologies of growing of agricultural cultures, and also to the measures on the guard of environment priority direction is application of modern technologies of agriculture. Providing of the proper economic efficiency is possible due to creation of the most favourable terms of development of plant by the effective management of agricultural enterprises agrobiological and technical potential.

At the use of the informatively technical systems of the operative monitoring of the agrobiological state of agricultural lands there is a necessity for the receipt of reliable information about the agrobiological state of the ground environment by diminishing of error at determination of size of электропроводных properties of soil, providing of the individual stabilizing of workings electrodes and mechanism of raising/lowering of

workings electrodes, copying of inequalities of the ground environment, diminishing of intensity of destruction of structure of soil, самоочищення of working contact of electrode and providing of stability of electric contact of electrode with soil, by improvement of construction of device.

Key words: *modeling, analysis, electromagnetic parameters, capillary system, electrical conductivity, agricultural soil, effects, capillary, biisotropy*

УДК 631.173

ТЕХНІЧНА ОЦІНКА СПОЖИВЧИХ ЯКОСТЕЙ СІЛЬСЬКОГОСПОДАРСЬКОЇ ТЕХНІКИ

А. В. Новицький, кандидат технічних наук

Ю. А. Новицький, студент

Національний університет біоресурсів і

природокористування України

e-mail: Novytskyu@nubip.edu.ua

Анотація. Розглянуто вплив експлуатаційних властивостей на споживчі якості сільськогосподарських машин: продуктивність, економічність і експлуатаційну надійність. Проаналізовано критерії оцінки експлуатаційних споживчих якостей сільськогосподарських машин. Вони описуються фізичними величинами часу і роботи: тривалістю холостих і робочих ходів на операціях, часом простоїв і роботи, величинами ефективною і неефективною робіт.

На основі даних величин запропоновано розглянути методологію оцінки споживчих якостей засобів для приготування і роздавання кормів. Кількість та найменування показників, які використовуються для оцінки якості конкретних машин залежать від їх типу та призначення. Задекларованими показниками використання засобів для приготування і роздавання кормів є: показники призначення, показники надійності, показники якості роботи, експлуатаційні показники випробування.

Важливим є аналіз відповідності вимог представлених машин інженерно-психологічним вимогам, включаючи вимоги: до засобів відображення інформації; до органів керування; до побудови системи відображення і виведення інформації; до робочого місця оператора; до художнього конструювання машин і робочих місць; до обслуговування та ремонтпридатності.

© А. В. Новицький, Ю. А. Новицький, 2017