programming methods to optimize the use of resources of the farm. One approach to solve the problem of effective conduct management in farming enterprises can be an acceptable method of optimization of proportions in the economy. This goal can be successfully used the apparatus to the quasi-linear, the modified programming. We attempted to develop a model that establishes a balance in the farm.

Discuss the typical farm, which specializiruetsya on the cultivation of crops. In a modern, and especially family farming is the limited size of arable land, and limited resources of technology. This is usually one combine harvester and one wheeled and tracked tractor. Moreover, this technique has a low residual resource and waste half or more of the amortization time. Of course, the farmer may, if necessary, rent a vehicle work truck or to hire seasonal workers. In addition, the farmer can purchase or lease a missing technique in which you will need.

Key words: ***linear programming, optimization, mathematical modeling, farm, objective function, minimization***

УДК 535.39

МОДЕЛЮВАННЯ ТА АНАЛІЗ ЕЛЕКТРОПРОВІДНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ АГРОБІОЛОГІЧНОГО СТАНУ ҐРУНТОВОГО СЕРЕДОВИЩА СІЛЬСЬКОГОСПОДАРСЬКИХ УГІДЬ

О. О. Броварець, кандидат технічних наук
Київський кооперативний інститут бізнесу і права
e-mail:brovaretsnau@ukr.net

Анотація. *Втілення сучасних технологій землеробства дозволяє планувати витрати насіннєвого матеріалу, добрив, пестицидів та інших технологічних матеріалів, у тому числі палива, визначати загальну стратегію управління агробіологічним потенціалом поля тощо. Проте, на сьогодні при реалізації даних технологій бракує ефективних систем збору та реєстрації (моніторингу) місцевизначеної інформації (агробіологічної та фітосанітарної) про стан сільськогосподарських угідь у технологіях точного землеробства. Існуючі способи і засоби реалізації цього процесу недосконалі.*

Розвинуті точні моделі імпульсивної оптики диспергуючих середовищ таких, як ґрунти сільськогосподарського призначення (ГСП), у часовому вимірі такі моделі описують взаємодію

© О. О. Броварець, 2017

ультракоротких відео імпульсів, які складаються тільки з одного чи кількох коливань поля, з деякими класами діелектриків й провідників (ГСП). Поля, які збуджуються відео імпульсами у цих середовищах можна подати й аналітично завдяки точним неперіодичним і нестаціонарним розв'язкам рівнянь Максвелла. Такі розв'язки отримані безпосередньо у часовому вимірі, поза межами фур'є – розкладів й без традиційного розділення полів на частини/складові котрі залежать від часу або від координат (т. з. нероздільні розв'язки). Ці нероздільні розв'язки утворюють математичну основу аналізу несинусоїдальних хвиль. Гнучке моделювання форми відео імпульсів за допомогою функцій Лаггера дозволяє подати у явному вигляді залежності процесів відбиття й заломлення відео імпульсів електромагнітних полів від їх форм й тривалості при взаємодії з ГПС.

Ключові слова: *моделювання, аналіз, електромагнітні параметри,капілярна система, електропровідність, ґрунти сільськогосподарського призначення, нестаціонарна електроніка, дисперсія, провідність, нефур'є – аналіз*

Постановка проблеми. Нестаціонарні електромагнітні поля у диспергуючих й провідних середовищах (типу ГСП) можуть формуватись при впливі на ці середовища коротких хвильових імпульсів. Ефекти ударного збудження й розповсюдження таких хвиль приваблюють зараз дослідників електропровідності ГСП за допомогою методів нестаціонарної електродинаміки. Така увага обумовлена низкою причин:

1. Успіхи останніх років щодо генерації відео імпульсів за допомогою радарів широкої частотної смуги стимулювали інтерес до перспектив використання відео імпульсів для передачі енергії й інформації крізь суцільні середовища [1]. Структура таких імпульсів суттєво відрізняється від традиційно досліджуваних моделей з прямокутною чи гаусовою згинаючою:

а) огинаюча відео імпульсу складається всього з одного чи кількох коливань, форми котрих зазвичай далекі від синусоїдальної;

б) передні та задні фронти несиметричні;

в) відстані між точками перетину нуля згинаючої нерівні.

2. Розсіювання й дифракція відео імпульсів скінченної тривалості на мішенях скінчених розмірів призводять до низки нових ефектів. На відмінну від звичайних уявлень щодо стаціонарних індикатрис розсіювання й дифракційних картин, характерних для довгих цугів синусоїдальних хвиль, поле розсіяного відео імпульсу швидко змінюється у часі. Класичні формули для розсіювання монохроматичних хвиль на циліндрі чи дифракція на щілині й

круговій апертурі виявляються лише частинними випадками виразів, що описують нестаціонарну взаємодію коротких відео імпульсів з такими об'єктами [2].

3. Традиційні розв'язки рівнянь Максвелла у суцільних середовищах пов'язані з представленням розв'язків у вигляді добутку функцій, залежних або від координат, або від часу (т. з. роздільні розв'язки); при цьому часова залежність зазвичай досліджується за допомогою перетворення Фур'є. Багато років такий підхід формував мову опису квазімонохроматичних хвиль в оптиці, акустиці й радіофізиці; однак спроби застосувати це й же підхід у динаміці взаємодії коротких відео імпульсів з диспергуючими середовищами і, зокрема, провідниками (ГСП) наштовхнулись на несподівані труднощі, як концептуальні, так й обчислювальні:

а) за фур'є – перетворенні огинаюча сигналу скінченної тривалості усереднюється по нескінченному інтервалу часу (від $-\infty$ до $+\infty$). Ділянки швидкої зміни огинаючої виявляються при цьому прихованими; однак саме ці ділянки важливі для реєстрації сигналу у інформаційних машин для (ГСП). З іншого боку, для відновлення часової згинаючої локалізованого сигналу за допомогою обережного фур'є – перетворення слід виключити поля гармонік поза областю локалізації, однак для уточнення області локалізації слід враховувати все зростаючу щільність гармонічних складових;

б) деформація імпульсу у диспергуючому середовищі описується, як відомо, у частотній області методом розкладу фаза у ряд по ступеням відношення спектральної ширини імпульсу $\Delta\omega$ до несучої частоти ω [2] Однак для коротких імпульсів широкої смуги, які складаються з одного чи кількох коливань поля, відношення $\Delta\omega/\omega$ не є малим параметром; при цьому кількість спектральних компонент, необхідних для синтезу поля імпульсу у глибині середовища, стає доволі великою. Така ситуація породжує ряд обчислювальних труднощів [3];

в) у розкладі фази хвилі за ступенями відношення $\Delta\omega/\omega$ всі складові мають у знаменнику показник заломлення $n(\omega)$. Якщо у спектрі імпульсу є частота відсікання диспергуючого прозорого середовища ω_0, тоді $n(\omega_0)=0$ й ряд, який представляє собою розклад фази, стає розбіжним.

Слід підкреслити, що зазначені труднощі пов'язані не з рівняннями Максвелла, а з традиційним методом їх розв'язку за допомогою розділення змінних й перетворень Фур'є. Однак представлення полів за допомогою цього методу є не наслідком рівнянь Максвелла, а лише одним зі способів їх розв'язку; цей спосіб зручний для опису квазімонохроматичних хвиль з повільно змінною

амплітудою й фазою, але неефективний для аналізу нестаціонарних та негармонійних полів.

Отримати інформацію про такі поля можна за допомогою нових розв'язків рівнянь Максвелла, побудованих безпосередньо у часовій області, без використання стандартного розділення змінних й поза обмежень фур'є – розкладів. такі нероздільні точні аналітичні розв'язки, не зв'язані традиційними припущеннями про мале значення та повільність зміни у часі полів, утворюють математичну основу опису швидкозмінних неперіодичних полів й коротких імпульсів у диспергуючих середовищах. Саме середовище вважається при цьому таким, що знаходиться у стані спокою й є стаціонарною, а не стаціонарність просторово-часової структури поля, що розповсюджується, пов'язана зі значними змінами його згинаючої за характерний час, який визначається мікроскопічними процесами встановлення поля у середовищі, зокрема, у ГСП (наприклад, час/тривалість релаксації об'ємного заряду у провіднику). Така нестаціонарна електродинаміка стаціонарних середовищ є предметом даного дослідження.

Аналіз останніх досліджень. Автори [2, 4–9] досліджують різноманітні аспекти розповсюдження електромагнітних хвиль з широкою частотною смугою (т.з. коротких імпульсів) у провідних середовищах. Проте ГСП до цих пір не досліджені у цьому плані, хоча така задача є актуальною, особливо для аналізу на основі показників електропровідності ГСП можливостей їх підживлення у подальшому врожайності культур, котрі вирощуються на цих ґрунтах (звичайно за умов постійного їх моніторингу). Слід зазначити, що результати вказаних вище робіт будуть частково використані у даному дослідженні.

Метою досліджень є обґрунтування фізико-механічної моделі та методу аналізу розповсюдження коротких електромагнітних імпульсів у диспергуючих і провідних середовищах, таких як ГСП, методами, розвинутими у роботах [5–8].

Результати досліджень. Нестандартні електромагнітні поля у ГПС описуються у даній роботі у часовому вимірі за допомогою точних розв'язків рівнянь Максвелла [7]:

$$\begin{cases} rot\vec{\mathrm{E}} = -\dfrac{1}{c} * \dfrac{\partial \vec{\mathrm{B}}}{\partial t} \\ div\vec{\mathrm{H}} = 0 \end{cases} \qquad \begin{cases} rot\vec{\mathrm{H}} = \dfrac{1}{c} * \dfrac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ div\vec{D} = 0 \end{cases} \tag{1}$$

Індукція $\vec{D}$ пов'язана з електричним полем $\vec{\mathrm{E}}$ та зі струмом $\vec{j}$, з наведеним цим полем у ГСП, відомою формулою:

$$\vec{D} = E\infty * \vec{\mathrm{E}} + 4\pi * \int_{-\infty}^{t} \vec{j} dt \tag{2}$$

У формулах (1), (2) введені наступні позначення: *t* – час, $\vec{\mathrm{E}}$ – напруженість (електрична) поля, $\vec{\mathrm{B}}$ – магнітна індукція цього поля, $\vec{\mathrm{H}}$ – напруженість (магнітна) поля, c – швидкість світла у вакуумі, D – вектор електричної поляризації середовища (т.з. електрична індукція), $E\infty$ – діелектрична проникненість середовища (ГСП) для високих частот (для границі цих частот, що прямує до нескінченності). Нижче вважатимемо (на першому етапі дослідження ГСП), що середовище немагнітне й ізотропне. У подальшому сенсі дослідження властивостей ГСП, властивість ізотропності буде знята.

Для подальшого дослідження й аналізу доцільно виражати компоненти поля $\vec{\mathrm{E}}$ та $\vec{\mathrm{H}}$ через вектор – потенціал $\vec{\mathrm{A}}$ за відомими формулами:

$$\vec{\mathrm{E}} = -\frac{1}{c} * \frac{\partial \vec{\mathrm{A}}}{\partial t}, \qquad \vec{\mathrm{H}} = rot\vec{A} \tag{3}$$

Підставка (3) у (1) зводить перше рівняння системи (1) до тотожності. Для поперечно-поляризованих полів, які розглядаються у подальшому, просторово-часова еволюція вектор-потенціалу $\vec{\mathrm{A}}$ описується рівнянням (другим) системи (1) й матеріальним рівнянням $\vec{j}$ = j($\vec{\mathrm{E}}$).

Ця система рівнянь традиційно використовується для побудови оптики синусоїдних хвиль у частотній області. Однак такий підхід не є універсальною системою побудови хвильової оптики на основі рівнянь Максвелла. Частина інформації, яка є у цих рівняннях, наочно проявляє себе при використанні рішень, отриманих безпосередньо у часовому вимірі. Саме такий альтернативний підхід, доцільний для аналізу імпульсивних електромагнітних полів у диспергуючих провідних і непровідних середовищ (ГСП), розвинутий у даній роботі. Такий підхід заснований на нероздільних розв'язках рівняння Клейна – Гордона й телеграфного рівняння. Слід зазначити, що можливості гнучкого моделювання відео імпульсів, які збуджують такі поля,за допомогою функцій Лагера й Ерміта, у сполученні з нероздільними розв'язками рівнянь Максвелла для полів всередині диспергуючих середовищ утворюють модель оптики відео імпульсів у ГСП, яку можна точно розв'язати.

Розглянемо далі нероздільні розв'язки рівняння Клейна–Гордона у оптиці диспергуючих середовищ типу ГСП.

Фізичні основи та математичний апарат теорії нестаціонарних хвильових процесів у диспергуючих середовищах (типу ГСП) наочно ілюструються за допомогою задачі про розповсюдження електромагнітного поля у ізотопному середовищі, що має провідність. Розглянемо для простоти одновимірну задачу про розповсюдження плоскої лінійно поляризованої хвилі.

Щільність струму $\vec{j}$, індукованого у такому ГСП, наприклад, полем $\vec{\mathrm{E}}$, визначається у лінійному наближеному рівнянням:

$$\frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = \frac{\Omega^2}{4\pi} * \vec{\mathrm{E}} \qquad (4)$$

Тут Ω – так звана «плазмова» частота ГСП, що пов'язана зі щільністю N, зарядом ℓ й масою *m* іонів:

$$\Omega^2 = 4\pi * \ell^2 * \mathrm{N}/m \qquad (5)$$

Визначаючи компоненти хвильового поля E_x та H_y через компоненту вектор-потенціалу $\vec{\mathrm{A}}$ (3) й комбінуючи з другим рівнянням (1), (2) та (4), матимемо рівняння для функції $\vec{\mathrm{A}}$ ($A_x \neq 0; \mathrm{A_y} = A_z = 0$) у вигляді:

$$\frac{\partial^2 \mathrm{A_X}}{\partial \mathrm{Z}^2} - \frac{1}{c^2} * \frac{\partial^2 \mathrm{A_X}}{\partial t^2} = \frac{\Omega^2}{c^2} * \mathrm{A_X}, \qquad A_x=A_x(z,t) \qquad (6)$$

Рівняння (6) представляє собою рівняння Клейна–Гордона. Традиційні розв'язки цього рівняння описують, як відомо, гармонічні хвилі з частотою ω й хвильовим вектором $\vec{k}$:

$$\mathrm{A_X} = \mathrm{A_O} * \exp[i * (kz - \omega t)], \quad i^2 = -1, \quad k * c = \sqrt{\omega^2 - \Omega^2}\,. \qquad (7)$$

Наряд з (7) рівняння Клейна-Гордона має велику кількість класів точних аналітичних негармонічних розв'язків у часовому вимірі. Для побудови таких розв'язків доцільно ввести нормований вектор-потенціал f та безрозмірні змінні η та τ за формулами:

$$\mathrm{A_X} = \mathrm{A_O} * f(\eta, \tau), \quad \eta = z * \Omega * c^{-1}, \quad \tau = \Omega * t, . \qquad (8)$$

Рівняння (6) перепишеться при цьому у безрозмірній формі:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} - \frac{\partial^2 f}{\partial \tau^2} = f \qquad (9)$$

Рівняння Клейна–Гордона у формулі (9) грає ключову роль у подальшому аналізі властивостей ГСП, у якому розповсюджуються електромагнітні поля. Точні неперіодичні розв'язки рівняння (9), що описують нестаціонарні поля, які розповсюджуються у «плазмі» ГСП від границі $n = 0$ у глибину вказаної «плазми» ($n \succ 0$) можуть бути подані при $\tau^2 \geq \eta^2$ у вигляді [7]:

$$f = \sum_q a_q \cdot f_q(\eta, \tau), \qquad (10)$$

$$f_q(\eta, \tau) = \frac{1}{2} \cdot [\Psi_{q-1}(\eta, \tau) - \Psi_{q+1}(\eta, \tau)], \qquad (11)$$

$$\Psi_q(\eta, \tau) = \left(\frac{\tau - \eta}{\tau + \eta} \right)^{q/2} \cdot I_q \cdot \sqrt{\tau^2 - \eta^2}\,). \qquad (12)$$

Тут I_q – функція Бесселя порядку *q*, постійні коефіцієнти a_q й значення *q* визначаються з граничних умов на поверхні ГСП η =0.

Часові та просторові похідні від функцій обчислюються за формулами:

$$\frac{\partial \Psi_q}{\partial \tau} = \frac{1}{2} \cdot (\Psi_{q-1} - \Psi_{q+1}), \tag{13}$$

$$\frac{\partial \Psi_q}{\partial \eta} = -\frac{1}{2} \cdot (\Psi_{q-1} - \Psi_{q+1}). \tag{14}$$

Підставляючи (10) у (3), можна знайти електричну й магнітну складові поля:

$$\mathrm{E_X} = -\frac{\mathrm{A_O} \cdot \Omega}{c} \cdot \sum_q a_q \cdot e_q, \mathrm{H}_y = -\frac{\mathrm{A_O} \cdot \Omega}{c} \cdot \sum_q a_q \cdot h_q, \tag{15}$$

$$e_q = \frac{1}{4} \cdot \{\Psi_{q-2} - 2 \cdot \Psi_q + \Psi_{q+2}\}, \tag{16}$$

$$h_q = \frac{1}{4} \cdot \{\Psi_{q-2} - \Psi_{q+2}\}. \tag{17}$$

Щільність струму $\vec{j}$ також виражається через функції Ψ_q:

$$j = \sum_q a_q \cdot j_q, \quad j_q = \frac{1}{2} \cdot (\Psi_{q-1} - \Psi_{q+1}). \tag{18}$$

Отримані розв'язки рівняння Клейна–Гордона представляють поле й струм у «плазмі» ГСП як суму неперіодичних гармонік, які виражаються через нероздільні функції Ψ_q. На відмінну від (7) ці гармоніки не можуть бути подані у вигляді добутку функцій часу й координат. Огинаючі гармонік поля e_q, h_q (16), (17) швидко деформуються у процесі розповсюдження у ГСП (без втрат і такому, що є прозорим для хвиль електромагнітного поля) й подані на рис. 1. Під дією дисперсії відбувається їх вказана вище деформація, а просторова часова структура таких полів суттєво відрізняється від структури поля монохроматичних хвиль у тому ж середовищі (ГСП):

а) проміжки часу між точками перетину нуля огинаючими гармонік як електричного, так і магнітного поля нерівні, тобто складові змінного поля E_x та H_y (15) неперіодичні;

б) екстремуми огинаючих гармонік e_q й h_q змінюються у часі, а відношення $|h_{max}|/|e_{max}|$ непостійне;

в) темпи дисперсійної деформації гармонік e_q та h_q при розповсюдженні у глибину «плазми» ГСП суттєво різні.

Доцільно зазначити й деякі математичні особливості представлення полів (15):

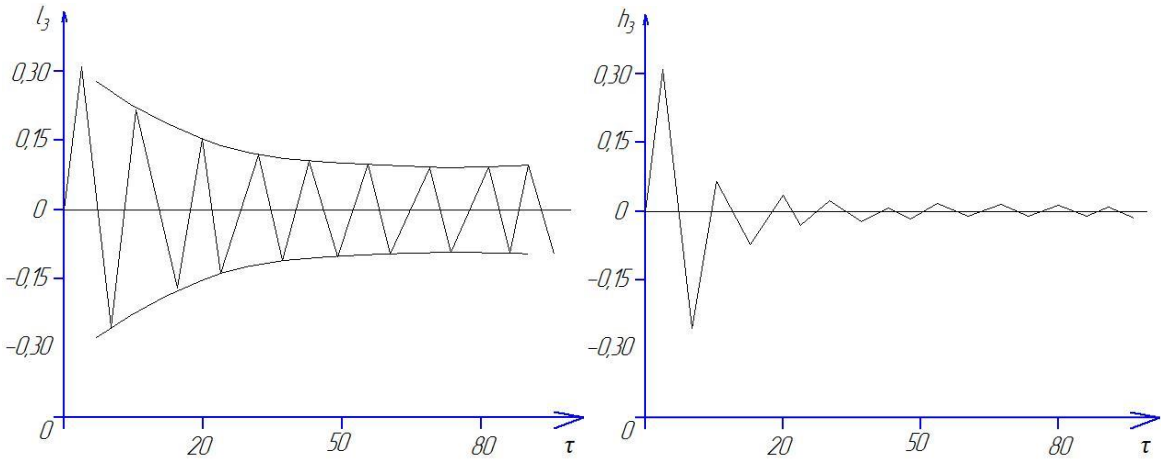
1. В усіх точках, де $\tau = \eta$ (при $z=ct$), значення функції Ψ_q (12) складають:

$$\Psi_{q/\tau=\eta} = 0 (q > 0), \Psi_{0/\tau=\eta} = 1. \tag{19}$$

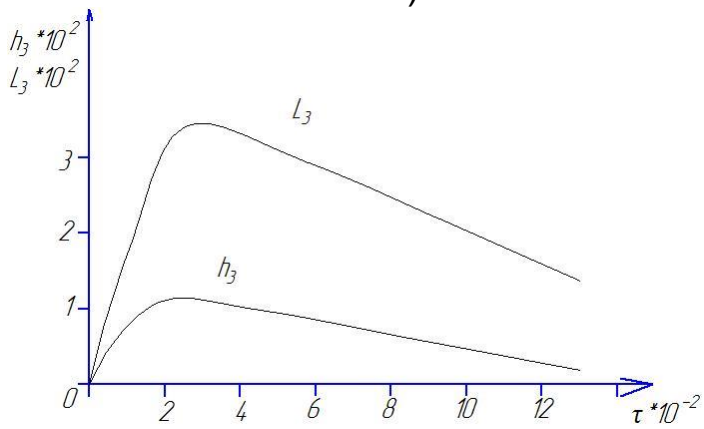
Користуючись (19), можна знайти огинаючі гармонік e_q та h_q при $\tau = \eta$:

$$e_{q/\tau=\eta} = h_{q/\tau=\eta} = 0 (q > 2) \qquad e_{2/\tau=\eta} = h_{2/\tau=\eta} = \frac{1}{4}. \tag{20}$$

Таким чином, фронти всіх гармонік e_q та h_q при $q \succ 2$ рухаються зі швидкістю світла c.



а)



б)

Рис. 1. Огинаючі нероздільних гармонік електричної (e_3) та магнітної (h_3) складових поля у «плазмі» ГСП у перерізах $\eta = 0(a)$ й $\eta = 3(\delta)$; $\tau = \Omega \cdot t$.

2. Огинаючі коливань Ψ_q (12) у будь-якій точці η необмежено зменшуються при $\tau \to \infty$:

$$\lim_{\tau \to \infty} \Psi_{q/\eta=const} = 0. \qquad (21)$$

Значення функції Ψ_q при $\tau = \eta$ (19) й $\tau \to \infty$ (21) дозволяють встановити важливу інтегральну властивість полів E_x, H_y та f, поданих через нестаціонарні гармоніки (15) й (18). Запишемо вирази для гармонік поля й струму, користуючись рекурентними формулами (13), (14), у вигляді похідних:

$$j_q = \frac{\partial \Psi_q}{\partial \tau}, \qquad e_q = \frac{\partial^2 \Psi_q}{\partial \tau^2}, \qquad h_q = \frac{\partial^2 \Psi_q}{\partial \tau \partial \eta}. \qquad (22)$$

Підставляючи (22) у представлення полів (15) й (18) і враховуючи границі (19) та (21), отримуємо для довільної точки η:

$$\int_{\eta}^{\infty} \mathrm{E_X} dt = \int_{\eta}^{\infty} \mathrm{H}_y dt = \int_{\eta}^{\infty} j_{\mathrm{X}} dt = 0. \qquad (23)$$

3. Асимпточні вирази для гармонік поля e_q та h_q, що відповідають «периферичним» частинам огинаючих при $\tau >> \eta (\tau >> 1)$, утворюються з (16), (17) за допомогою відповідної асимптотики функцій Бесселя:

$$Jq(\tau)\Big/ \tau >> 1 = \sqrt{\frac{2}{\pi \cdot \tau}} \cdot \left\{ \cos(\alpha_q) - \frac{4q^2 - 1}{8\pi} \cdot \sin(\alpha_q) + \mathrm{O}(\tau^{-2}) \right\}; \qquad (24)$$

$$\alpha_q = \tau - \frac{\pi}{4} - \frac{\pi \cdot q}{2}.$$

Користуючись розкладом $Jq(\tau)/\tau >> 1$ у (24), можна подати «хвіст» гармоніки e_q (як h_q) у кожній точці η у вигляді:

$$e_q / \tau >> 1 = -\sqrt{\frac{2}{\pi \cdot \tau}} \cdot \cos\left\{ \Omega \cdot t - \frac{\pi}{4} - \frac{\pi q}{2} \right\}, \qquad (25),$$

$$hq\Big/ \tau >> 1 = -\frac{1}{\tau} \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi \cdot \tau}} \cdot \{ \eta \cdot \cos(\alpha_q) + q \cdot \sin(\alpha_q) \}. \qquad (26)$$

Таким чином, еволюція гармонік поля призводить до формування у глибині «плазми» ГСП синусоїдальних коливань, амплітуда котрих складає з плином часу, а часова дорівнює частоті відсікання гармонічних хвиль. Електричні гармоніки у кожному перерізі спадають з плином часу як $\tau^{-1/2}$; магнітні гармоніки спадають швидше – як $\tau^{-3/2}$. Слід зазначити, що збудження коливань (25), (26) за допомогою синусоїдальних хвиль з частотою $\omega = \Omega$, які падають на границю ГСП (його «плазми») зовні, є доволі важким завдяки відбиттю цих хвиль на границі. Цікавим результатом формул (25), (26) є поява у них частоти відсікання як природного масштабу часу диспергуючого середовища.

Розглянемо відбиття відео імпульсів від поверхні ГСП як провідника. Гармоніки e_q та h_q можна подати на границі $\eta = 0$ через модифіковані функції Бесселя $I_q(r)$:

$$e_q = \frac{\exp(-\tau)}{4} \cdot \{ \mathrm{I}_{q-2} - 4\mathrm{I}_{q-1} + 6 \cdot \mathrm{I}_q - 4\mathrm{I}_{q+1} + \mathrm{I}_{q+2} \}, \qquad (27)$$

$$h_q = \frac{\exp(-\tau)}{4} \cdot \{ \mathrm{I}_{q-2} - 2\mathrm{I}_{q-1} + 2 \cdot \mathrm{I}_{q+1} - \mathrm{I}_{q+2} \}. \qquad (28)$$

Використовуючи формулу з [10]:

$$\int_0^\infty \exp(-px) \cdot \mathrm{I}_{q+1}(\beta x) dx = \beta \cdot Д \cdot \int_0^\infty \exp(-px) \mathrm{I}q(\beta x) dx \qquad (29)$$

$$Д = \left(\rho + \sqrt{\rho^2 - \beta^2} \right)^{-1}, \qquad \rho = \beta + \frac{1}{2}, \quad \beta = \frac{t_\mathrm{O}}{T},$$

де: t_o – часовий масштаб сигналу, T – тривалість сигналу електромагнітного поля (на вході у ГСП), можна отримати для компонент заломленої у ГСП хвилі (на межі середовища Z-0):

$$\mathrm{E_X} = -\frac{\mathrm{A_O}\cdot\Omega}{c}\cdot\sum_{q=3}^{\infty} a_q\cdot\frac{1}{4}\cdot\left[J_{q-2}(\tau)-2J_q(\tau)+J_{q+2}(\tau)\right], \tag{30}$$

$$\mathrm{H}_y = -\frac{\mathrm{A_O}\cdot\Omega}{c}\cdot\sum_{q=3}^{\infty} a_q\cdot\frac{1}{4}\cdot\left[J_{q-2}(\tau)-J_{q+2}(\tau)\right], \tag{31}$$

запис цих компонент через функції Лагерра $L_m(x)$:

$$L_m(x) = \frac{\exp(x/2)}{m!}\cdot\frac{d^m}{dx^m}\left[\exp(-x)\cdot x^m\right],\ x = \frac{t - z*c^{-1}}{t_0} \tag{32}$$

Матимемо:

$$\mathrm{E_X} = -\frac{\mathrm{A_O}\cdot\Omega}{c}\cdot\sum_{m=0}^{\infty}\mathrm{T}_{1m}\cdot L_m(x), \qquad x=t*t_0^{-1}, \tag{33}$$

$$\mathrm{H}_y = -\frac{\mathrm{A_O}\cdot\Omega}{c}\cdot\sum_{m=0}^{\infty}\mathrm{T}_{2m}\cdot L_m(x), \tag{34}$$

$$\mathrm{T}_{1m} = \sum_{q=3}^{\infty} a_q\cdot\mathrm{P}_{mq}(\alpha),\ \ \mathrm{T}_{2m} = \sum_{q=3}^{\infty} a_q\cdot Q_{mq}(\alpha),\ \ \alpha = t_0\cdot\Omega \tag{35}$$

Матричні елементи P_{mq} й Q_{mq} зв'язані зі збудженням m-м лагерровим імпульсом q-ої гармоніки несинусоїдального поля:

$$\mathrm{P}_{mq}(\alpha) = \int_0^{\infty} L_m(x)\cdot e_q(x\alpha)dx, \tag{36}$$

$$Q_{mq}(\alpha) = \int_0^{\infty} L_m(x)\cdot h_q(x\alpha)dx. \tag{37}$$

Якщо розглядати падаючий відео імпульс електромагнітного поля у вигляді:

$$F_0(x) = \mathrm{B}\cdot\left[L_0(x)-L_2(x)\right], \tag{38}$$

тоді коефіцієнт відбиття R_m можна подати наступним чином:

$$R_m(\alpha) = \frac{1-\mathrm{T}_{2m}/\mathrm{T}_{1m}}{1+\mathrm{T}_{2m}/\mathrm{T}_{1m}}. \tag{39}$$

Для сум T_{10} й T_{20} (35) можна отримати:

$$\mathrm{T}_{10} = (1-\beta\cdot Д)^4\cdot\sum_{q=3}^{\infty} a_q\cdot\mathrm{M}_q, \tag{40}$$

$$\mathrm{T}_{20} = (1-\beta\cdot Д)^3\cdot(1+\beta\cdot Д)\cdot\sum_{q=3}^{\infty} a_q\cdot\mathrm{M}_q, \tag{41}$$

$$\mathrm{M}_q = \frac{1}{4}\cdot\int_{\mathrm{O}}^{\infty}\exp(-px)\cdot\mathrm{I}_{q-1}(\beta x)dx. \tag{42}$$

Тоді для коефіцієнту відбиття R_m (39) маємо:

$$R = -\frac{2\beta}{1+2\beta+\sqrt{1+4\beta}}. \tag{43}$$

Залежність коефіцієнту відбиття ГСП відео імпульсів електромагнітного поля як відношення характерних часів (тривалостей t_0,T) зображена на рис. 2. Як видно, відбиття імпульсів посилюється зі зростанням відношення t_0*T^{-1}, при чому: -1<R<0.

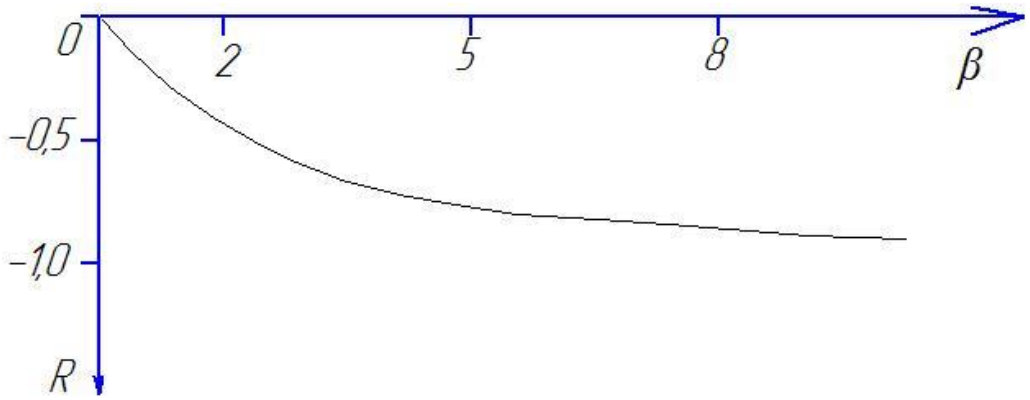


Рис. 2. Залежність коефіцієнта відбиття R відеоімпульса F_0 (38) від ГСП (як провідника) при нормальному падінні від відношення характерних часів імпульсу й середовища $\beta = t_o \cdot T^{-1}$.

Висновки

1. Розв'язки рівнянь Максвелла для коротких (відео-) імпульсів електромагнітних полів, які взаємодіють з ГСП як з провідником, виявляють суттєві відмінності у динаміці електричних і магнітних складових неперіодичних хвиль (15) у моделі ГСП у вигляді прозорого диспергуючого середовища (рис. 1).

2. На відміну від повільного дисперсійного розпливання квазімонохроматичного імпульсу з вузькою смугою (частот коливань), що описується зазвичай у межах теорії збурень за допомогою розкладу за ступенями малого параметру $\Delta\omega/\omega$, точні розв'язки (16), (17) не пов'язані з поняттями частоти й фази хвилі й не обмежені змін огинаючих. Ці розв'язки, які описують поля у «плазмі» ГСП, є: а) несинусоїдальними; б) нестаціонарними; в) нероздільними.

3. Використання відомих у літературі поліномів Лагерра дозволяє встановити залежності коефіцієнтів відбиття електромагнітних імпульсів від поверхні ГСП q k провідника, а використання модифікованих функцій Бесселя – аналітичні вирази для заломленої у ГСП хвилі.

4. Отриманні у даному дослідженні результати можуть у подальшому слугувати для уточнення й вдосконалення існуючих електромагнітних полів та приладів призначених для діагностування й моніторингу ГСП як на стадіях проектування (конструювання), так і у рамках реальної експлуатації.

Список літератури

1. *Бахрах Л. Д., Блискавицкий А. А.* Успехи физических наук. 1993. Т. 162. № 2. С. 160.

2. *Ландау Л. Д., Лифиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. Москва. Наука. 1982. 624.

3. *Sun E., Rusch W.* IEEE Transactions. Antennas & Propagation. 1994. V. 42. №1. P. 9.
4. *Kaizer G. A.* Friendly Gnide to Wavelets. N.Y. Birkhanser. 1994. 480 p.
5. *Shvartsburg A. B.* Time – Domain Optics of Ultrashort Waveforms. Oxford Univercity Press. 1996. 510 p.
6. *Shvartsburg A. B.* Non – Sinear Pulses in Integrated and Waveguide Optics. Oxford Univercity Press. 1993. 360 p.
7. *Шварцбург А. Б.* Видеоимпульсы и непериодические волны диспергирующих средах (точно решаемые модели). Успехи физических наук. 1998. Т. 168. №1. С. 85—103.
8. *Данилов В. А.*, *Шварцбург А. Б.* Негармонические электромагнитные импульсы в проводящей среде. Доклады Академии наук. 1995. Т. 341. №3. С. 330—333.
9. *Harmuth H. F., Hussain G. M.* Propagation of Electromagnetic Signals. Singapore. World Scientigic. 1994. 400 p.
10. *Диктин В. А., Прудников А. П.* Интегральные преобразования и операционное исчисление. Москва. Физматгиз. 1961. 360 с.

References

1. *Bakhrakh L. D., Bliskavice A. A.* (1993). Advances in physical Sciences. Vol. 162. No. 2. 160.
2. *Landau L. D., Lipitz E. M.* (1982). Electrodynamics of continuous media. Moscow. Science. 624.
3. *Sun E., Rusch W.* (1994). IEEE Transactions. Antennas Propagation. V. 42. No. 1. 9.
4. *Kaizer G. A.* (1994). Friendly Gnide to Wavelets. N. Y. Birkhanser. 480.
5. *Shvartsburg A. B.* (1996). Time – Domain Optics of Ultrashort Waveforms. Oxford Univercity Press. 510.
6. *Shvartsburg A. B.* (1993). Non – Sinear Pulses in Integrated and Waveguide Optics. Oxford Univercity Press. 360.
7. *Shvartsburg A. B.* (1998). The video pulses and non-periodic waves dispersive media (exactly solvable models). Advances in physical Sciences. T. 168. No. 1. 85-103.
8. *Danilov A. V., Shvartsburg A. B.* (1995). Non-harmonic electromagnetic pulses in a conducting medium. Reports of the Academy of Sciences. T. 341. No. 3. 330-333.
9. *Harmuth H. F., Hussain G. M.* (1994). Propagation of Electromagnetic Signals. Singapore. World Scientigic. 400.
10. *Dickin V. A., Prudnikov A. P.* (1961). Integral transforms and operational calculus. Moscow. Fizmatgiz. 360.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ АГРОБИОЛОГИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ ПОЧВЕННОЙ СРЕДЫ СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННЫХ УГОДИЙ

А. А. Броварець

Аннотация. *Воплощение современных технологий земледелия позволяет планировать расходы семенного материала, удобрений, пестицидов и других технологических материалов, в том числе топлива, определять общую стратегию управления агробиологическим потенциалом поля и*

тому подобное. Однако, на сегодняшний день при реализации данных технологий не хватает эффективных систем сбора и регистрации (мониторинга) мисцевизначенои информации (агробиологической и фитосанитарной) о состоянии сельскохозяйственных угодий в технологиях точного земледелия. Существующие способы и средства реализации этого процесса несовершенны.

Развитые точные модели импульсивной оптики диспергирующих сред таких, как почвы сельскохозяйственного назначения (ГСП), во временном измерении такие модели описывают взаимодействие ультракоротких видео импульсов, которые состоят только из одного или нескольких колебаний поля, с некоторыми классами диэлектриков и проводников (ГСП). Поля, возбуждаются видео импульсами в этих средах можно подать и аналитически благодаря точным непериодическим и нестационарным решениям уравнений Максвелла. Такие решения получены непосредственно во временном измерении, вне фурье - расписаний и без традиционного разделения полей на части / составляющие которые зависят от времени или от координат (т. Н. Неразделимы развязки). Эти неразделимы решения образуют математическую основу анализа несинусоидальных волн. Гибкое моделирование формы видео импульсов с помощью функций Лаггера позволяет подать в явном виде зависимости процессов отражения и преломления видео импульсов электромагнитных полей от их форм и продолжительности при взаимодействии с ГПС.

Ключевые слова: *моделирование, анализ, электромагнитные параметры, капиллярная система, электропроводность, грунты сельскохозяйственного предназначения, нестационарная электродинамика, дисперсия, проводимость, нефурье-анализ*

MODELING AND ANALYSIS OF CONDUCTIVE PROPERTIES AGROBIOLOGICAL CONDITION OF SOIL ENVIRONMENT OF FARMLAND

O. O. Brovarets

Abstract. *The implementation of modern agricultural technologies allows planning the costs of seed material, fertilizers, pesticides and other technological materials, including fuel, to determine the overall strategy for managing agrobiological potential of the field, etc. However, at present, the implementation of these technologies lacks effective systems for collecting and registering (monitoring) localized information (agrobiological and phytosanitary) on the state of agricultural lands in precision farming technologies. Existing ways and means of implementing this process are imperfect.*

Developed exact models of impulsive optics of dispersing media such as agricultural soils (GSP), in the time dimension such models describe the interaction of ultrashort video pulses, which consist of only one or several field fluctuations, with some classes of dielectrics and conductors (GSP). Fields that are excited by video pulses in these environments can be presented analytically thanks to precise non-periodic and non-stationary solutions of the Maxwell equations. Such solutions are obtained directly in the time dimension, outside of the Fourier – schedules and without the traditional separation of fields into parts/components which depend on time or coordinates (ie, inseparable solutions). These inseparable solutions form the mathematical basis for the analysis of non-sinusoidal waves. Flexible simulation of the form of video pulses with the help of Lagger's functions allows explicitly to explicitly represent the processes of reflection and refraction of the video pulses of electromagnetic fields from their forms and duration when interacting with the GPS.

Key words: ***modeling, analysis, electromagnetic parameters, capillary system, electrical conductivity, agricultural soils, non-stationary electronics, dispersion, conductivity, non-fluorine analysis***

УДК 631.47.2

ЗАГАЛЬНІ ЗАКОНОМІРНОСТІ ВИЗНАЧЕННЯ ТЕХНІЧНОГО РІВНЯ СІЛЬСЬКОГОСПОДАРСЬКИХ МАШИН В ПРОЦЕСІ ЕКСПЛУАТАЦІЇ

В. Г. Опалко, здобувач*
e-mail: opalko_viktoriya@ukr.net

Анотація. *Ефективність використання техніки при якісному виконанні покладених функцій визначається їх технічним рівнем. Аналіз літературних джерел і нормативних документів свідчить про різний підхід при визначенні технічного рівня.*
Застосований системний підхід при визначенні технічного рівня сільськогосподарської техніки вітчизняного виробництва. Питання оцінки технічного рівня техніки виникають на всіх етапах життєвого циклу. Залежно від розглянутого етапа змінюється обсяг інформації, використовуваної для опису стану техніки. Для опису кожного етапу використовуються певні характеристики і відповідні їм показники, які досліджуються

***Науковий керівник – доктор технічних наук В. Д. Войтюк**

© В. Г. Опалко, 2017