

УДК 338.242 : 664.72

МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ФОНУ У ЗАМКНЕНОМУ ПРОСТОРИ СТИМУЛЯТОРІВ ЗЕРНОВОГО МАТЕРІАЛУ

Діордієв В. Т., д.т.н.,

Кашкар'єв А. О., к.т.н.,

Новіков Г. В., інж.

Таврійський державний агротехнологічний університет

Тел.: 0619-42-57-97

Анотація – проаналізовані методи моделювання електромагнітного фону у замкненому просторі, запропонований променевий метод для визначення просторового розподілу потужності у камерах для передпосівної обробки зернових, що у подальшому дозволить обґрунтувати положення магнетронів.

Ключові слова – магнетрон, розташування, електромагнітний фон, електромагнітне випромінювання, передпосівна обробка, НВЧ.

Постановка проблеми. Останнім часом, у зв'язку із доступністю магнетронів, набувають все більшого розповсюдження передпосівного обробітку насінневого матеріалу електромагнітними хвилями (ЕМХ) надвисокої частоти. Доступність технологічного обладнання для виконання такої обробки призводить до не обґрунтованого вибору місця розташування та способу монтажу хвильоводів. Складні форми камер обробки, різні матеріали камери та сам об'єкт утворює складну середу для розповсюдження ЕМХ. Основним ефектом, який спостерігається при розгляді ЕМХ у замкненому просторі, є багатопроменістість, що обумовлено багатократним відбиттям хвиль від стін та інших об'єктів, дифракція на гострих кромках технологічного обладнання та розсіювання [1]. Ці ефекти утворюють складну інтерференційну структуру електромагнітного поля, яке може суттєво змінюватись при переміщенні об'єкту опромінення. Саме тому математичне моделювання електромагнітного фону набуває актуальності.

Аналіз останніх досліджень. На сьогоднішній день, запропоновані моделі розповсюдження сигналів у будівлях можна умовно поділити на такі групи: статистичні, емпіричні, променеві та числові. Статистичні методи не потребують повної інформації про структуру та

вид обмеженого простору, окрім загального опису [1]. Такий спосіб підходить при статичному розташуванні монолітного об'єкту.

Емпіричні одно- та багатопрореністі моделі базуються на аналізі одного або кількох променів, які з'єднують генератор та приймач, для оцінки рівня опроміненості [2]. Моделі даного типу отримані шляхом узагальнення великого об'єму результатів вимірювань потужності на об'єкті у різних умовах. Застосувати такий підхід в умовах сільського господарства дуже складно, оскільки вимагає унікального підходу до конструкції камер обробки зернових.

У променистих моделях використовуються квазіоптичне представлення процесів розповсюдження сигналів та враховуються відбиття від стін обмеженого простору та дифракція на межах завад [3]. Моделі даного типу базуються на наближеннях геометричної оптики, у рамках якого можливо максимально точно відобразити інформацію про план обмеженого простору. При використанні таких моделей визначаються усі можливі шляхи опромінення об'єкту. Моделювання багато променевого характеру розповсюдження дозволяють отримати інформацію про дрібно-масштабну структуру електромагнітного поля, обумовлену інтерференцією хвиль, які попадають на насіннєвий матеріал різними шляхами. Розроблені моделі, які дозволяють врахувати дифракцію хвиль на різних об'єктах у рамках геометричної теорії дифракції. Як правило кількість врахованих ітерацій (відбиття, завад) залежить від потужності комп'ютера. Більшість моделей мають обмеження у шість ітерацій, враховуючи не більше двох завад. Дифракційні втрати сигналу вздовж кожного шляху розраховуються з використанням геометричної теорії дифракції, а коефіцієнти відбиття – за допомогою формул Френеля [4]. Основним недоліком променистих моделей є їх чутливість до точності вхідних даних [2]. У випадках, коли не точно вказані дані про межі робочої камери або їх місце розташування [4], результати розрахунку суттєво погіршуються.

Найбільш точними є числові моделі, засновані на різних методах рішення рівняння Максвелла у диференційній або інтегральній формах [5]. Однак, високі розрахункові потужності цих методів призводить до їх рідкого використання на практиці. Ці методи в основному використовуються для моделювання у малих просторах – визначення коефіцієнтів проникнення/відбиття крізь об'єкти з невизначеною структурою. Збільшення розрахункових потужностей та оптимізація алгоритмів роботи методів у майбутньому дозволять застосовувати тримірні методи численного методу рішення рівнянь Максвелла для практичних розрахунків [1].

Мета статті. Розробка математичної моделі просторового розподілу потужності електромагнітного випромінювання, яка дозво-

лить проаналізувати електромагнітний фон та обґрунтувати місце розташування джерела випромінювання.

Основні матеріали дослідження. Для розрахунку структури електромагнітного поля у замкненому просторі (при виконання умов $k \cdot L \gg 1$, де $k = 2 \cdot \pi / \lambda$, λ - довжина хвилі; L - характерний розмір простору) зазвичай використовують наближення геометричної оптики або наближення променів [1]. При використанні магнетронів промислової частоти $f = 2450$ МГц довжина хвилі складатиме $\lambda = 0,1212$ м. Тоді умова використання наближень геометричної оптики матиме вигляд $52 \cdot L \gg 1$. При середній довжині камер передпосівного обробітку зернового матеріалу 0,4 м, ця умова буде виконуватись з достатнім ступенем точності, що дозволить використати одну з модифікацій метода променів – метод уявних джерел.

Розглянемо алгоритм розрахунку електромагнітних полів заданого джерела у замкненому просторі, обмеженого шістьма плоскими поверхнями у декартовій системі координат (x, y, z) . Простір має форму паралелепіпеду обмеженого наступними площинами: $x=0$, $x=L_x$, $y=0$, $y=L_y$ (бокові грані), $z=L_z$ (верхня грань), $z=0$ (нижня грань).

Електричні властивості різних ділянок поверхонь, які характеризуються значеннями відносної діелектричної проникності ϵ та питомою провідністю σ , можуть суттєво відрізнятись. Тому виникає задача визначення координат точки відбиття від поверхні, кутів падіння та відбиття, розрахунок коефіцієнтів відбиття ТЕ- та ТМ-хвиль від відповідної ділянки. Визначимо координати точки відбиття хвилі від нижньої горизонтально поверхні $z=0$ [1]. Припустимо, що координати джерела (x_0, y_0, z_0) та точки спостереження (x, y, z) задані (рис. 1).

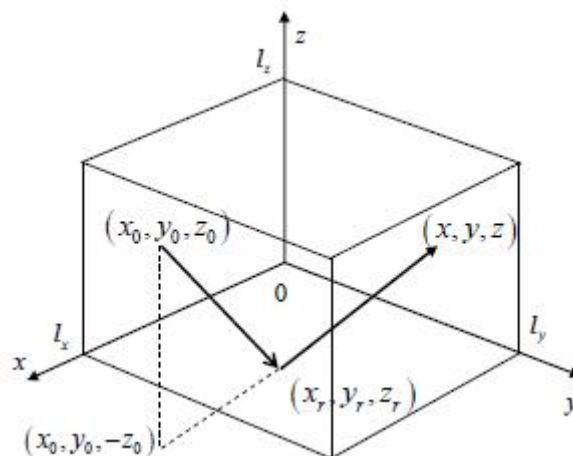


Рис. 1. Схематичне відображення координат джерела та точки відбиття хвилі у просторі

Відбиту хвилю представимо як хвилю, що випромінюється уявним джерелом, розташованим у деякій точці з координатами $(x_0, y_0, -z_0)$. Координати точки відбиття $(x_r, y_r, z_r=0)$ визначаємо з умови пере-

тину відрізка прямої, який з'єднує уявне джерело із точкою спостереження, за рівнянням прямої

$$\frac{x_r - x_0}{x - x_0} = \frac{y_r - y_0}{y - y_0} = \frac{z_0}{z + z_0} \quad (1)$$

визначаємо координати точки відбиття

$$\begin{aligned} x_{r1} &= x_0 + \frac{z_0}{z + z_0}(x - x_0), \\ y_{r1} &= y_0 + \frac{z_0}{z + z_0}(y - y_0), \\ z_{r1} &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Визначимо направляючі косинуси відбитого променя:

$$\cos \alpha_{r1} = \frac{x_{r1} - x_0}{r_1}, \quad \cos \beta_{r1} = \frac{y_{r1} - y_0}{r_1}, \quad \cos \gamma_{r1} = \frac{z_0}{r_1}. \quad (3)$$

де r_1 – відстань від уявного джерела до точки спостереження.

$$r_1 = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}. \quad (4)$$

Аналогічним чином можуть бути знайдені координати точок відбиття та направляючі косинуси променів однократно відбитих від інших поверхонь. Таким чином, якщо обмежитись врахуванням тільки однократно відбитих хвиль, то поле у точці спостереження буде складати суму прямої хвилі та п'яти хвиль після однократного відбиття від різних поверхонь.

Розглянемо хвилі двократно відбиті від різних поверхонь. У якості прикладу розглянемо промінь, відбитий від поверхні $y=0$ та $z=0$. Геометрія променів у проекції на площину (y, z) показана на рисунку 2.

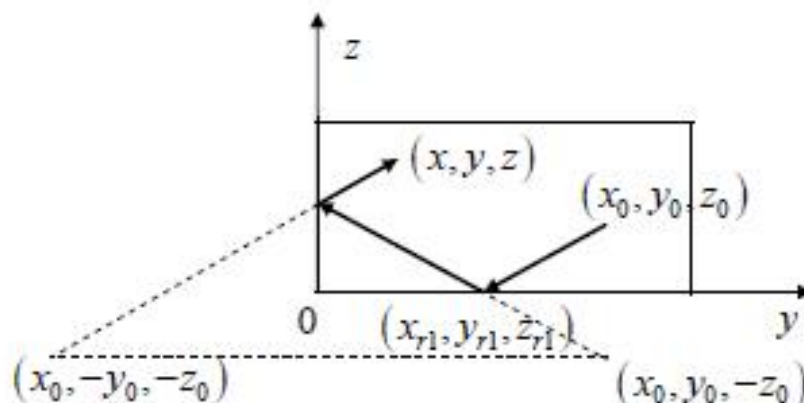


Рис. 2. Схематичне зображення координат точок двократного відбиття хвиль.

З приведенного рисунку видно, що промінь, відбитий від поверхні $z=0$, можна розглядати як промінь з уявним джерелом, розташованим

ним у точці $(x_0, y_0, -z_0)$. Відбитий від площини $y=0$ промінь може розглядатись як промінь з уявного джерела у точці $(x_0, -y_0, -z_0)$.

Визначимо координати точок відбиття на площинах $y=0$ та $z=0$. Координати точки відбиття від площини $y=0$ визначаються з рівняння

$$\frac{x_{r13}^{(2)} - x_0}{x - x_0} = \frac{y_0}{y + y_0} = \frac{z_{r13}^{(2)} + z_0}{z + z_0}, \quad (5)$$

з якого знаходимо

$$\begin{aligned} x_{r13}^{(2)} &= x_0 + \frac{y_0}{y + y_0}(x - x_0), \\ y_{r13}^{(2)} &= 0, \\ z_{r13}^{(2)} &= z_0 + \frac{y_0}{y + y_0}(z - z_0). \end{aligned} \quad (6)$$

Координати точки відбиття від площини $z=0$ визначаються з

$$\frac{x_{r13}^{(2)} - x_0}{x_{r13}^{(1)} - x_0} = \frac{y_{r13}^{(2)} - y_0}{y_{r13}^{(1)} - y_0} = \frac{z_0}{z_{r13}^{(1)} + z_0}, \quad (7)$$

з якого знаходимо

$$\begin{aligned} x_{r13}^{(1)} &= x_0 + \frac{z_0}{z + z_0}(x_{r13}^{(2)} - x_0), \\ y_{r13}^{(1)} &= y_0 + \frac{z_0}{z + z_0}(y_{r13}^{(2)} - y_0), \\ z_{r13}^{(1)} &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

У формулах нижній індекс координати точки відбиття вказує на номер поверхні, від якої відбувається відбиття, а верхній індекс (у дужках) відповідає порядковому номеру відбиття. Аналогічно обчислюються координати точок відбиття від інших поверхонь.

Вектор напруженості електричного поля \vec{E} сферичної монохроматичної хвилі можна представити у вигляді

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \frac{r_0}{r} e^{i(kr - \omega t)} \quad (9)$$

де \vec{E}_0 - значення напруженості на відстані $r=r_0$ від джерела;

$k=2\pi/\lambda$ - хвильове число;

λ - довжина хвилі;

ω - кругова частота;

t - час.

Внесемо вектор поляризації хвилі \vec{a} з співвідношення

$$\vec{E}_0 = A \cdot \vec{a}, \quad (10)$$

де A - амплітуда хвилі.

При падінні хвилі на плоску межу розділу двох середовищ відбувається відбиття від межі та проходження через неї. Коефіцієнти відбиття та проходження залежать від поляризації хвилі, яка спадає. Якщо джерело віддалено від стіни на відстань, яка перевищує довжину хвилі, точніше виконується нерівність $k \cdot r \gg 1$, кривизною фазового фронту біля межі розділу можна знехтувати. При цьому для обчислення коефіцієнтів відбиття та проходження сферичної хвилі можна використовувати формули Френеля для плоскої хвилі. Це дозволяє розглянути плоскі хвилі від на півпростору, електричні властивості якого характеризуються комплексною діелектричною проникністю

$$\varepsilon' = \varepsilon + i \frac{\sigma}{\omega \cdot \varepsilon_0}, \quad (11)$$

де ε - відносна діелектрична проникність середовища, яке заповнює напівпростір;

σ - питома електрична провідність;

ε_0 - електрична проникність вакууму.

Значення коефіцієнтів відбиття плоских хвиль ТЕ- та ТМ-поляризацій, спадаючих на межу розділу двох середовищ під кутом ϑ , визначаються наступними відомими співвідношеннями:

$$R_{\parallel} = \frac{\varepsilon' \cos \vartheta - \sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \vartheta}}{\varepsilon' \cos \vartheta + \sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \vartheta}}, \quad \text{для ТМ - хвиль}; \quad (12)$$

$$R_{\perp} = \frac{\cos \vartheta - \sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \vartheta}}{\cos \vartheta + \sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \vartheta}}, \quad \text{для ТЕ - хвиль}.$$

Для обчислення поля відбитої хвилі поле спадаючої зручно представити у вигляді суми ТЕ- та ТМ-хвиль. Хвилі ТЕ-поляризації має відмінну від нуля компоненту вектора напруженості електричного поля, перпендикулярну площі спадання. Напрявленню цієї компоненти визначається одиничним вектором \vec{a}_{\perp}

$$\vec{a}_{\perp} = [\vec{k}_i, \vec{n}], \quad (13)$$

де \vec{k}_i - хвильовий вектор спадаючої хвилі;

\vec{n} - вектор нормалі до межі розділу (рис. 3).

Таким чином, поле спадаючої хвилі приймає вигляд

$$\vec{E}_i = \vec{E}_{i\perp} + \vec{E}_{i\parallel}, \quad (14)$$

де

$$\vec{E}_{i\perp} = (\vec{E}_i \cdot \vec{a}_{\perp}) \vec{a}_{\perp}, \quad \text{тоді} \quad \vec{E}_{i\parallel} = \vec{E}_i - (\vec{E}_i \cdot \vec{a}_{\perp}) \vec{a}_{\perp}. \quad (15)$$

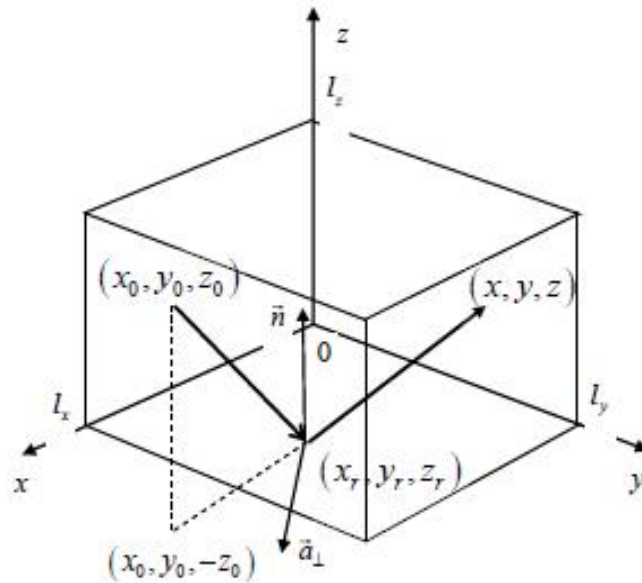


Рис. 3. Схематичне відображення векторів поля спадаючої та відбитої хвиль

В якості прикладу розглянемо обчислення вектора $\vec{a}_{1\perp}$ при відбитті хвилі від нижньої грані. У цьому випадку вектор нормалі має $\vec{n} = (0, 0, 1)$. Якщо проекція хвильового вектора спадаючої хвилі на вісі декартової системи координат (x, y, z) дорівнюють відповідно (k_x, k_y, k_z) , то

$$\vec{a}_{1\perp} = \begin{vmatrix} \vec{e}_x & \vec{e}_y & \vec{e}_z \\ k_x & k_y & k_z \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} = \frac{k_y \cdot \vec{e}_x - k_x \cdot \vec{e}_y}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}. \quad (16)$$

Аналогічно можна обчислити вектори \vec{a}_{\perp} для відбиття від верхньої та вертикальних граней.

$$\begin{aligned} \vec{a}_{2\perp} &= \frac{k_x \cdot \vec{e}_y - k_y \cdot \vec{e}_x}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}, & \vec{a}_{3\perp} &= \frac{k_x \cdot \vec{e}_z - k_z \cdot \vec{e}_x}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}}, \\ \vec{a}_{4\perp} &= \frac{k_z \cdot \vec{e}_y - k_y \cdot \vec{e}_z}{\sqrt{k_y^2 + k_z^2}}, & \vec{a}_{5\perp} &= \frac{k_z \cdot \vec{e}_x - k_x \cdot \vec{e}_z}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}}, \\ \vec{a}_{6\perp} &= \frac{k_y \cdot \vec{e}_z - k_x \cdot \vec{e}_y}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}. \end{aligned} \quad (17)$$

Поле відбитої хвилі з урахуванням приведених раніше співвідношень матиме вид

$$\vec{E}_r = \vec{E}_{r\perp} + \vec{E}_{r\parallel}, \quad (18)$$

де

$$\vec{E}_{r\perp} = R_{\perp}(\vec{E}_i \vec{a}_{\perp}) \vec{a}_{\perp}, \quad \text{тоді} \quad \vec{E}_{r\parallel} = R_{\parallel}[\vec{E}_i - (\vec{E}_i \vec{a}_{\perp}) \vec{a}_{\perp}]. \quad (19)$$

Остаточно отримаємо наступний вираз для поля відбитої хвилі, відбитої від стін камери обробки.

$$\vec{E}_r = R_{\parallel} \vec{E}_i + (R_{\perp} - R_{\parallel}) (\vec{E}_i \vec{a}_{\perp}) \vec{a}_{\perp}. \quad (20)$$

Отримана формула дозволяє розрахувати амплітуду і фазу хвилі, відбитої від вертикальних та горизонтальних поверхонь, з урахуванням поляризації. Необхідно зазначити, що задача оптимізації розташування джерел електромагнітних хвиль надвисокої частоти є задачею оптимізації за такими умовами

$$\left\{ \begin{array}{l} f(E) \rightarrow \max \in [(x_m - \Delta m_x, y_m - \Delta m_y, z_m - \Delta m_z) \cup (x_m + \Delta m_x, y_m + \Delta m_y, z_m + \Delta m_z)] \\ [(x_d^{(i)} - \Delta x, y_d^{(i)} - \Delta y, z_d^{(i)} - \Delta z) \cup (x_d^{(i)} + \Delta x, y_d^{(i)} + \Delta y, z_d^{(i)} + \Delta z)] \cap (x_0^{(j)}, y_0^{(j)}, z_0^{(j)}) \\ i, j \in N. \end{array} \right. \quad (21)$$

- де x_m, y_m, z_m – координати геометричного центру потоку матеріалу;
 x_d, y_d, z_d – координати геометричного центру хвильоводів джерела опромінення;
 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ – геометричний розмір хвильоводів джерела опромінення;
 $\Delta m_x, \Delta m_y, \Delta m_z$ – геометричний розмір потоку матеріалу;
 i – порядковий номер відбиття;
 j – кількість джерел електромагнітного опромінення.

Висновки. На основі методу уявних джерел розроблена математична модель електромагнітного фону у замкненому просторі стимуляторів зернових. Модель дозволяє визначити просторовий розподіл потужності електромагнітного випромінювання. Запропонована цільова функція оптимального вибору положення джерел електромагнітної енергії надвисокої частоти, яка враховує її максимальне значення потужності поля на потоці або зосередженні матеріалу, а також умову мінімізації потрапляння відбитих хвиль на точку джерела випромінювань.

Література

1. Катин С.В. Математическая модель электромагнитной обстановки внутри ограниченного пространства / С.В. Катин, Е.А. Шорохова, В.А. Яшинов // Труды Нижегородского государственного технического университета им. Р.Е. Алексеева. – 2013, № 1(98). – С. 18-27.
2. Motley A.J. Radio Coverage in building / A.J. Motley, J.M. Keenan // Bell System Technical Journal. – 1990. – Vol.8. – P. 19-24.
3. Cariofi C. Fast Field Prediction Techniques for indoor Communication Systems / C. Carciofi, A. Cotina, C. Passerini, S. Salviatti // The 2nd

European Personal and Mobile Communications Conference (EPMCC). Bonn, 1997. – P. 37-42

4. *Gibson T.B.* Prediction and Measurement of Wall Insertion Loss / *T.B. Gibson, D.C. Jenn* // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 1999. – Vol. 47. – P/ 55-57.

5. *Talbi L.* Finite difference time domain characterization of indoor radio propagation / *L. Talbi, G.Y. Dalisle* // PIER. – 1996. - № 12. – P. 251-275.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ФОНА В ЗАМКНУТОМ ПРОСТРАНСТВЕ СТИМУЛЯТОРОВ ЗЕРНОВОГО МАТЕРИАЛА

В.Т. Диордиев, А.А. Кашкарёв, Г.В. Новиков

Аннотация - проанализированы методы моделирования электромагнитного фона в замкнутом пространстве, предложенный лучевой метод для определения пространственного распределения мощности в камерах для предпосевной обработки зерновых, что в дальнейшем позволит обосновать положение магнетронов.

MATHEMATICAL MODELING ELECTROMAGNETIC BACK- GROUND IN A CONFINED SPACE OF STIMULANTS GRAIN MATERIAL

V. Diordiev, A. Kashkarov, G. Novikov

Summary

The analysis methods for modeling electromagnetic background in a confined space. proposed ray method for determining the spatial distribution of the cells for processing cereal before planting, which will justify the position of the magnetrons.