

## Висновки

За допомогою програми MATLAB та пакета Symbolic Math Toolbox побудовано ДС провідних антен. Пакет RF Toolbox не передбачає можливостей для побудови діаграм спрямованості провідних антен. Розроблені m-файли доповнюють пакет RF Toolbox. Це дає змогу отримати повний пакет програм для аналізу високочастотних блоків, включаючи антени.

На основі розроблених m-файлів і програми Notebook отримано електронний документ для побудови та дослідження ДС провідних антен.

1. Бова Г. Т., Резников Г. Б. *Антенны и устройства СВЧ*. – К.: Вища шк., 1982. – 228 с. 2. Кочержевский Г. Н., Ерохин Г. А., Козырев Н. Д. *Антенно-фидерные устройства*. – М.: Радио и связь, 1989. – 351 с. 3. Марков Г. Т., Сазонов Д. М. *Антенны. Учебник для студентов радиотехнических специальностей вузов*. – Изд. 2-е, перераб. и доп. – М.: Энергия, 1975. – 528 с. 4. Прудюс І. Н. *Основи антенної техніки: Навч. посібник*. – Львів: Вид-во Держ. ун-ту "Львівська політехніка", 2000. – 224 с.

УДК 537.874

А.Т. Синявський\*, Ю. Модельський#

\*Фізико-Механічний Інститут ім. Г.В.Карпенка НАН України

#Варшавська політехніка, Інститут радіоелектроніки, Польща

## ІДЕНТИФІКАЦІЯ ПЛОСКОЇ СТРУКТУРИ З НЕПЕРЕРВНИМ ПРОФІЛЕМ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ ПРОНИКНОСТІ ЗА КУТОВОЮ ЗАЛЕЖНІСТЮ ЇЇ КОЕФІЦІЄНТА ВІДБИТТЯ

© Синявський А.Т., Модельський Ю., 2006

Розглянуто проблему розв'язання зворотної задачі дифракції плоских електромагнітних хвиль для випадку їх похилого падіння на плоску структуру з змінною діелектричною проникністю. Вихідними даними для зворотної задачі є кутова залежність коефіцієнта відбиття. Розв'язання поставленої задачі полягає у приведенні рівнянь електромагнітного поля до рівняння Шредінгера окремо для горизонтальної та вертикальної поляризації падаючої плоскої хвилі. Визначення невідомої функції діелектричного профілю здійснено на основі процедури розв'язання зворотної задачі дифракції для системи диференціальних рівнянь типу Захарова-Шабата, яка безпосередньо пов'язана з рівнянням Шредінгера.

The solution of the inverse scattering problem (ISP) for oblique incidence of the electromagnetic plane wave on a dielectric layered structure is presented in the paper. The investigation covers a case, where angular dependence of the reflection coefficient is used as initial data. Solution of this problem involves reducing the electromagnetic field equations to a Schrödinger's one in both cases: the perpendicular and parallel polarized incidence. The determination of unknown permittivity profile is performed by implementation of the Zakharov-Shabat's inverse scattering procedure to the Schrödinger's equation inversion.

Можливість забезпечення хороших селективних властивостей в часовій та частотній області є одною з переваг застосування багат шарових структур в оптиці та мікрохвильовій техніці. Проблему синтезу багат шарових структур можна трактувати як проблему ідентифікації її параметрів, що зводиться до розв'язання одновимірної зворотної задачі дифракції, в якій вихідні дані визначено кутовою залежністю коефіцієнта відбиття (або залежністю від кута падіння плоскої хвилі на поверхню структури). Вибір такого підходу до синтезу багат шарових структур можна

строго обґрунтувати. Наприклад, електромагнітне поле, що випромінюється джерелом в багат шаровій структурі, можна зобразити сумою плоских хвиль, які розсіюються на поверхнях розділення шарів досліджуваної структури. Характеристики такої взаємодії можна описати математично через кутову залежність коефіцієнта відбиття. У цьому випадку функція Гріна джерела в багат шаровій структурі має інтегральну форму зображення типу інтеграла Зомерфельда. Підінтегральна функція інтеграла Зомерфельда містить в явному вигляді коефіцієнт відбиття, який подано як функцію кута падіння плоскої хвилі на багат шарову структуру [1], [2].

Основну увагу в роботі приділено зворотній задачі дифракції для похилого падіння плоскої хвилі на плоску структуру з неперервно змінною функцією діелектричної проникності. Метою роботи є встановлення взаємозв'язку між невідомою функцією діелектричного профілю і заданою залежністю коефіцієнта відбиття, як функцією кута падіння. Синтез багат шарової структури можна здійснити послідовним розв'язанням вищезгаданої зворотньої задачі дифракції і кусково-лінійною апроксимацією її розв'язання. Оскільки попередня стаття [3] містить опис методу апроксимації, це питання опущено в подальшому викладі.

### I. Розв'язання прямої задачі розсіювання

Досліджуваний процес взаємодії електромагнітної хвилі і середовища можна уявно зобразити як похиле падіння плоскої хвилі на поверхню плоскої структури з діелектричним профілем  $\epsilon(\vec{r}) = \epsilon(z)$  в правій частині півпростору  $z > 0$  (для ТМ поляризації процес схематично зображено на рис. 1). Тут введено припущення про безвтратність, ізотропність та бездисперсійність середовища. Розв'язок рівнянь електромагнітного поля для електричної компоненти  $\vec{E}(\vec{r})$  в будь-якій точці  $\vec{r} = (x\vec{e}_x + z\vec{e}_z)$  подано сумою двох компонент [1]  $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_{TM}(\vec{r}) + \vec{E}_{TE}(\vec{r})$ :

$$\vec{E}_{TE}(\vec{r}) = \vec{e}_y \left( B_+ e^{-i(\vec{k}_+ \cdot \vec{r})} + B_- e^{-i(\vec{k}_- \cdot \vec{r})} \right) \quad \text{та} \quad (1)$$

$$\vec{E}_{TM}(\vec{r}) = (\vec{e}_x \cos \theta(\vec{r}) - \vec{e}_z \sin \theta(\vec{r})) A_+ e^{-i(\vec{k}_+ \cdot \vec{r})} + (\vec{e}_x \cos \theta(\vec{r}) + \vec{e}_z \sin \theta(\vec{r})) A_- e^{-i(\vec{k}_- \cdot \vec{r})}. \quad (2)$$

Подібні вирази можна отримати для магнітної компоненти поля  $\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}_{TM}(\vec{r}) - \vec{H}_{TE}(\vec{r})$ :

$$\vec{H}_{TM}(\vec{r}) = \vec{e}_y \left( A_+ e^{-i(\vec{k}_+ \cdot \vec{r})} - A_- e^{-i(\vec{k}_- \cdot \vec{r})} \right) / \eta(\vec{r}) \quad \text{та} \quad (3)$$

$$\vec{H}_{TE}(\vec{r}) = \left[ -(\vec{e}_x \cos \theta(\vec{r}) - \vec{e}_z \sin \theta(\vec{r})) B_+ e^{-i(\vec{k}_+ \cdot \vec{r})} + (\vec{e}_x \cos \theta(\vec{r}) + \vec{e}_z \sin \theta(\vec{r})) B_- e^{-i(\vec{k}_- \cdot \vec{r})} \right] / \eta(\vec{r}), \quad (4)$$

де  $\eta(\vec{r})$  і  $\theta(\vec{r})$  – характеристичний імпеданс та кут, що визначає напрямок поширення хвилі;  $|\vec{k}_\pm| = k_0 \sqrt{\epsilon(\vec{r})}$  – хвильове число в будь-якій точці досліджуваної структури;  $k_0$  – хвильове число для вакууму;  $\vec{e}_x$ ,  $\vec{e}_y$  і  $\vec{e}_z$  – одиничні вектори ортогонального базису.

Для встановлення просторово-часової аналогії розсіювання введено поняття просторової частоти  $\kappa = k_0 \cos \theta_1$ , де  $\theta_1$  є позначенням кута падіння плоскої хвилі на поверхню шаруватої структури. Таке позначення зручно використовувати при визначенні кутової залежності коефіцієнта відбиття.

Відношення коефіцієнтів  $A$  та  $B$  у виразах (1) і (2), яке визначено в точці  $z = 0$ , є коефіцієнтом відбиття плоскої хвилі для ТМ поляризації  $R_{TM}(\omega, \kappa) = A_- / A_+$  та ТЕ поляризації  $R_{TE}(\omega, \kappa) = B_- / B_+$ . У разі дослідження багат шарової структури для числового знаходження цих коефіцієнтів відбиття використовується метод рекурсії. Для середовищ, в яких діелектрична проникність є неперервно змінною функцією, рівняння Максвелла можна переписати у вигляді диференціального рівняння Рікати, в якому невідомою функцією є безпосередньо коефіцієнт відбиття плоскої хвилі. Основну увагу подальшого дослідження зосереджено на функції коефіцієнта відбиття, яка приймає зміст вихідних даних в зворотній задачі розсіювання та може бути обчислена як результат розв'язання прямої задачі.

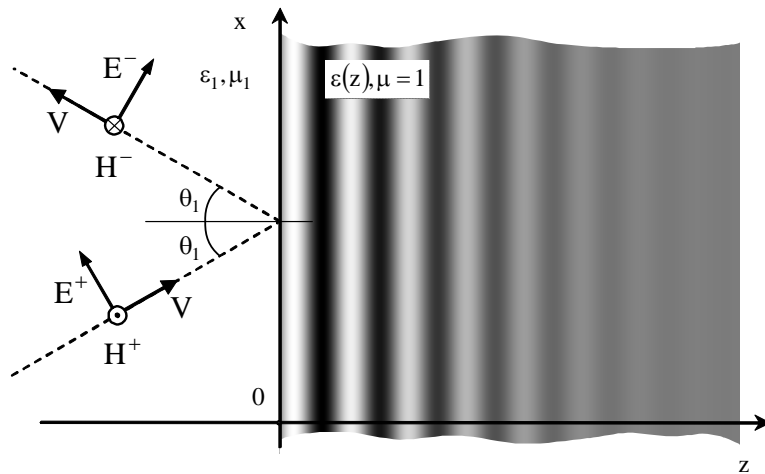


Рис. 1. Похиле падіння ТМ-поляризованої плоскої хвилі на поверхню середовища з змінною діелектричною проникністю  $\epsilon(z)$

## II. Приведення рівнянь електромагнітного поля до рівняння Шредінгера

Одновимірні зворотні задачі дифракції електромагнітних хвиль всесторонньо досліджено [4] для випадків, в яких вихідні дані подано у вигляді коефіцієнта відбиття як функції частоти  $R(\omega)$ . Відомі точні розв'язки такої задачі дають можливість знайти шукані матеріальні параметри шаруватої структури у вигляді функції заглиблення. У літературі суттєво менше уваги приділено сформульованій зворотній задачі розсіювання, особливість якої полягає у тому, що вихідними даними є кутова залежність коефіцієнта відбиття для плоскої хвилі.

Ідеєю більшості відомих методів розв'язання зворотної задачі розсіювання електромагнітних хвиль (для частотно залежних вихідних даних  $R(\omega)$ ) є використання перетворення Ліувілля з метою приведення рівняння Гельмгольца до одновимірного рівняння Шредінгера, яке є фундаментальним в квантовій механіці [5]:

$$d^2f(z)/dz^2 + f(z)(k^2 - V(z)) = 0, \quad (5)$$

де  $k^2$  є енергією, яку прийнято вважати змінною величиною при визначенні характеристик розсіювання елементарних частинок;  $V(z)$  є розсіюючим потенціалом, який характеризує величину радіально симетричної взаємодії двох частинок. Асимптотичну поведінку  $z \rightarrow -\infty$  розв'язку рівняння (5) можна визначити через спектральні коефіцієнти  $a(k)$  і  $b(k)$  для  $k \in \mathbf{R}$ :

$$f^-(z, k) = a(k)\exp(-ikz) + b(k)\exp(ikz), \quad (6)$$

де відношення  $R(k) = b(k)/a(k)$  має зміст коефіцієнта відбиття.

Відомо, що зворотна задача розсіювання для рівняння (5) має строгий розв'язок щодо потенціалу  $V(z)$ . Його вдається обчислити завдяки відомим аналітичним властивостям матриці розсіювання і коефіцієнта відбиття  $R(k)$ , зокрема. Це є основною мотивацією приведення рівнянь Максвелла до рівняння Шредінгера, враховуючи кутову залежність коефіцієнта відбиття, як форми визначення вихідних даних. Для досягнення цієї мети використано метод розділення змінних при розв'язанні рівнянь Максвелла для двох випадків: ТЕ і ТМ поляризації плоских хвиль, що падають під кутом на поверхню плоскої шаруватої структури.

### Випадок ТЕ поляризації

Приведену нормалізовану складову  $\phi(z)$  електромагнітного поля, що збігається з орієнтацією вектора  $\vec{e}_x$  в плоскій шаруватій структурі, можна зобразити рівнянням Гельмгольца:

$$\frac{d^2\phi(z)}{dz^2} + k_z^2(z)\phi(z) = 0, \quad (7)$$

де  $k_z(z)$  є хвильовим числом для хвилі, що поширюється вздовж вектора  $\vec{e}_z$ . Беручи до уваги закон Сенеліуса  $k_1 \sin \theta_1 = k(z) \sin \theta(z)$ , шуканий хвильовий коефіцієнт  $k(z) = k_0 \sqrt{\varepsilon(z)}$  можна виразити як

$$k_z^2(z) = k^2(z)(\cos \theta(z))^2 = k^2(z) - k_1^2 + (k_1 \cos \theta_1)^2. \quad (8)$$

Для випадку розсіювання плоскої хвилі на поверхні розділення середовищ між вакуумом  $\varepsilon_1 = 1$  та неоднорідним напівпростором  $z > 0$  з неперервно змінною величиною хвильового числа  $k(z) = k_0 \sqrt{\varepsilon(z)}$ , хвильове рівняння (7) можна подати виразом

$$\frac{d^2\phi(z)}{dz^2} + \phi(z) \left[ (k_0 \cos \theta_1)^2 - (k_0^2 - k^2(z)) \right] = 0. \quad (9)$$

У поданій формі хвильове рівняння можна трактувати як рівняння Шредінгера. Як видно з виразу (9), складова  $k_0 \cos(\theta) = \kappa$  має сенс просторової частоти падаючої хвилі, в той час як інша складова виразу (9) відповідає функції розсіюючого потенціалу  $(k_0^2 - k^2(z)) = V_{TE}(z)$ .

Задачу визначення діелектричного профілю  $\varepsilon(z)$  при відомому розсіюючому потенціалі можна подати у простій алгебраїчній формі

$$\varepsilon(z) = 1 - V_{TE}(z)/k_0^2. \quad (10)$$

*Випадок ТМ поляризації*

Безпосереднє застосування методу розділення змінних дає змогу записати рівняння Максвелла для ТМ поляризації плоскої хвилі у вигляді

$$\frac{d^2\gamma(z)}{dz^2} - \frac{d \ln(\varepsilon(z))}{dz} \frac{d\gamma(z)}{dz} + (k^2(z) - (k_0 \sin \theta_1)^2) \gamma(z) = 0, \quad (11)$$

де  $\gamma(z)$  є нормалізованою складовою поля, що збігається з вектором  $\vec{e}_x$ . З метою усунення з рівняння (11) члена з похідною першого порядку запропоновано здійснити заміну змінних  $\phi(z) = \sqrt{\varepsilon(z)} \gamma(z)$ . Беручи до уваги припущення про компактний носій функції  $(\varepsilon(z) - 1)$ , можна зробити висновок про те, що асимптотична поведінка розв'язків рівняння (11) є аналогічною до асимптотичної поведінки розв'язків нового рівняння

$$\frac{d^2\phi(z)}{dz^2} + (k_0 \cos \theta_1)^2 \phi(z) + \left[ \frac{1}{2\varepsilon(z)} \frac{d^2\varepsilon(z)}{dz^2} - \frac{3}{4\varepsilon^2(z)} \left( \frac{d\varepsilon(z)}{dz} \right)^2 + k_0^2\varepsilon(z) - k_0^2 \right] \phi(z) = 0. \quad (12)$$

Це рівняння є не що інше, як рівняння Шредінгера з розсіюючим потенціалом

$$\frac{3}{4\varepsilon^2(z)} \left( \frac{d\varepsilon(z)}{dz} \right)^2 - \frac{1}{2\varepsilon(z)} \frac{d^2\varepsilon(z)}{dz^2} - k_0^2\varepsilon(z) + k_0^2 = V_{TM}(z). \quad (13)$$

Для того, щоб знайти функцію діелектричної проникності  $\varepsilon(z)$  необхідно розв'язати нелінійне диференціальне рівняння (13) з граничною умовою  $d\varepsilon(z)/dz = 0$  в  $z = 0$ , беручи до уваги те, що функція розсіюючого  $V_{TM}(z)$  потенціалу є відомою, або обчисленою згідно з розв'язком зворотної задачі розсіювання для рівняння Шредінгера. Введена гранична умова для рівняння (13) впливає з того, що розсіюючий потенціал  $V(z)$  повинен мати компактний носій в правому напівпросторі.

Асимптотичний розв'язок  $\phi(z)$  для рівняння (7) та  $\phi(z)$  для рівняння (11) можна також подати виразом (6). Саме відношення його спектральних коефіцієнтів визначає коефіцієнти відбиття  $R_{TE}(\kappa)$  для  $R_{TM}(\kappa)$ , відповідно до розв'язків рівнянь (7) та (11). Тому, як результат попередньо проведеного аналізу, зроблено висновок про те, що, задовольнивши умову  $V_{TE}(z) = V_{TM}(z)$ , маємо змогу забезпечити однакові властивості відбиття у різних поляризаціях від двох діелектричних структур, що охарактеризовано розсіюючими потенціалами  $V_{TE}(z)$  та  $V_{TM}(z)$ .

### III. Розв'язання зворотної задачі

Відомо багато методів розв'язання зворотної задачі розсіювання для рівняння Шредінгера з радіальним потенціалом. Так-званий формалізм Гельфанда-Левітана-Марченко, а також задача Рімана-Гільберта прийнято за основу найрозвинутіших підходів до розв'язання одновимірних зворотних задач розсіювання [6, 7]. Завдяки особливостям операторів перетворення [7], зворотні задачі розсіювання приведені до розв'язку інтегрального рівняння другого роду з невідомим ядром. В цій статті розвинуто інше положення теорії зворотних задач розсіювання. Воно ґрунтується на тому, що система диференціальних рівнянь типу Захарова-Шабата [8] є за певних умов еквівалентною рівнянню Шредінгера (5). Досліджуване рівняння Захарова-Шабата можна подати у формі

$$\begin{cases} \frac{dv_1(z, \kappa)}{dz} + i\kappa v_1(z, \kappa) = q(z)v_2(z, \kappa) \\ \frac{dv_2(z, \kappa)}{dz} - i\kappa v_2(z, \kappa) = q(z)v_1(z, \kappa) \end{cases}, \quad (14)$$

де  $v_1(z, \kappa) = df(z)/dz + (q(z) + j\kappa)f(z)$  і  $v_2(z, \kappa) = df(z)/dz + (q(z) - j\kappa)f(z)$  є так звані зв'язані моди. Їх відношення в асимптотичному наближенні визначено коефіцієнтом відбиття  $R(\kappa)$ . Функцію  $q(z)$  в рівнянні (14) можна поставити у відповідність розсіюючому потенціалу  $V(z)$  в рівнянні Шредінгера (5)

$$V(z) = (q(z))^2 - dq(z)/dz. \quad (15)$$

Зворотню задачу розсіювання для рівняння Захарова-Шабата (14) можна сформулювати за аналогією до рівняння Шредінгера. Вона полягає у визначенні функції  $q(z)$  за відомою функцією коефіцієнта відбиття  $R(\kappa)$ . Процедура розв'язання зворотної задачі розсіювання для рівняння (14) можна також звести до задачі знаходження невідомого ядра  $K_1(x, y)$  в системі інтегральних рівнянь типу Марченко [8]

$$\begin{cases} G(x, y) = K_2^*(x, y) + \int_{-y}^x K_1(x, t)G(x, t)dt \\ K_1^*(x, y) = \int_{-y}^x K_2(x, t)G(x, t)dt \end{cases} \quad (x \geq |y|), \quad (16)$$

Тоді шукану функцію  $q(x)$ , як розв'язок зворотної задачі розсіювання, можна просто обчислити згідно з виразом

$$q(z) = -2K_2^*(z, z). \quad (17)$$

В системі рівнянь (16) ядро  $G(x, y)$  пов'язане безпосередньо з характеристиками розсіювання. У задачі синтезу багаточислової структури вихідні дані можна підібрати, виконуючи умову відсутності в них зв'язаних станів [5]. Тоді для розв'язку зворотної задачі розсіювання на півосі ядро  $G(x, y) = G(x + y)$  в системі рівнянь (16) прийнято обчислювати як Фур'є перетворення функції коефіцієнта відбиття  $R(\kappa)$ :

$$G(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} R(\kappa) \exp(-i\kappa(x + y)) d\kappa, \quad (x \geq |y|), \quad (18)$$

Необхідність визначити функцію коефіцієнта відбиття для всіх  $\kappa$  свідчить про те, що цей коефіцієнт повинен бути заданий як для всіх дійсних  $-1 \leq \cos(\theta) \leq 1$ , так і для всіх уявних  $|\cos(\theta)| > 1$  кутів падіння плоскої хвилі при сталій частоті або з сталим хвильовим коефіцієнтом ( $k_0 = \text{const}$ ). Можливість отримання експериментальних даних про розсіювання тільки в діапазоні дійсних кутів свідчить про існування обмежень на безпосереднє застосування цього методу до реконструкції діелектричного профілю згідно з результатами реальних вимірювань.

Серед великої кількості підходів до розв'язання зворотної задачі для системи рівнянь типу Захарова-Шабата (16) варто відмітити два взаємодоповнюючі числові алгоритми її розв'язання [9, 10]. Саме ці числові алгоритми використано для перевірки сформульованих теоретичних положень.

Як було попередньо зазначено, першим етапом розв'язання зворотної задачі розсіювання є приведення вихідних даних до необхідної форми. У цьому випадку коефіцієнт відбиття апроксимовано раціональною функцією

$$R(k_0 \cos \theta_1) = R(\kappa) = r_0 \prod_{i=1}^m (\kappa - \mu_i) / \prod_{j=1}^n (\kappa - \lambda_j), \quad (19)$$

де  $r_0$ ,  $\mu_i$  і  $\lambda_j$  є комплексними величинами і для цілих чисел  $n$  та  $m$  виконується умова  $n \geq m + 1$ .

Мотивацію такого підходу до визначення вихідних даних у вигляді (19) можна знайти в теорії синтезу фільтрів. Як відомо, теорія фільтрів охоплює підходи до синтезу частотних характеристик з заданими параметрами, що відповідають порядку та типу фільтра, його частотам зрізу, а також величинам нерівномірностей частотної характеристики в смугах пропускання та запирання. Більше того, зворотну задачу розсіювання для рівняння (16) можна привести до скінченновимірної системи лінійних алгебраїчних рівнянь, у випадку, коли накладаються додаткові умови щодо параметрів раціональної функції (19) коефіцієнта відбиття.

Для підтвердження достовірності запропонованого підходу до розв'язання зворотної задачі розсіювання наведено результати ідентифікації діелектричного профілю для заданої кутової залежності коефіцієнта відбиття, що має смугозапираючу форму. Прийнято, що хвильовий коефіцієнт для вільного простору визначено відповідно до частоти коливань 5 ГГц. Для знаходження розсіюючого потенціалу використано описану числову процедуру розв'язання зворотної задачі розсіювання (15)–(18) для системи рівнянь типу Захарова-Шабата. Етап визначення діелектричного профілю реалізовано на основі встановлених взаємозв'язків (13) і (10) для ТМ-поляризації та ТЕ-поляризації, відповідно (рис. 2. а, б). Цей результат демонструє випадок, де дві синтезовані структури мають ідентичні характеристики розсіювання в різних поляризаціях. Для порівняння на рис. 3 зображено кутові залежності коефіцієнта відбиття цих двох структур (пунктирною та точковою лінією). Суцільною лінією на цьому ж рисунку зображено вихідну функцію коефіцієнта відбиття, що задано згідно з умовою задачі. Як видно, зображені функції збігаються в області сильного розсіювання. Порівняно невеликий рівень розсіювання в областях пропускання спричинений обмеженням глибини синтезованого діелектричного профілю, тоді як неперервна функція діелектричної проникливості повинна бути визначена на всій півосі.

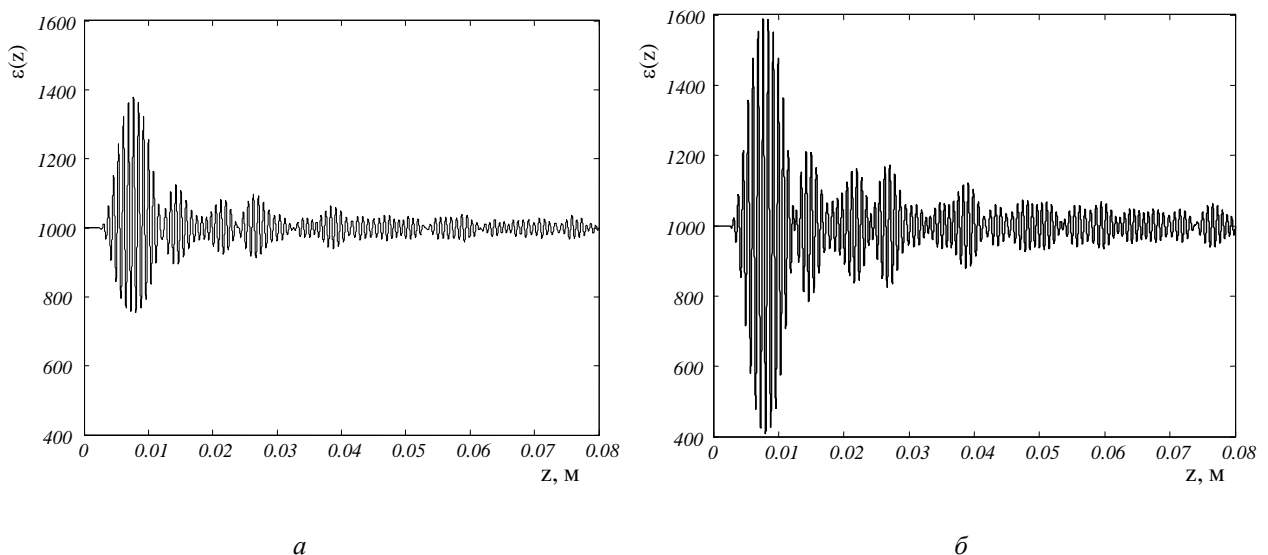


Рис. 2. Неперервно змінні функції діелектричної проникності, які отримано за допомогою розв'язання зворотної задачі розсіювання, для якої вихідними даними є кутова залежність коефіцієнта відбиття: а – для ТМ поляризації; б – і для ТЕ поляризації

#### IV. Висновок

Запропонований підхід до інтерпретації рівнянь електромагнітного поля, а також використання системи інтегральних рівнянь типу Марченко дає можливість розв'язання зворотної задачі дифракції у випадку, коли вихідні дані задані у вигляді кутової залежності коефіцієнта відбиття як для ТМ, так і для ТЕ поляризації.

Будучи простим і теоретично обґрунтованим, числовий метод розв'язання зворотної задачі дифракції дає змогу використати запропонований підхід до синтезу розсіюючих та випромінюючих структур, які побудовані за багатошаровою технологією. Принципи синтезу багатошарових елементів можуть бути застосовані як в мікрохвильовому діапазоні радіохвиль, так і в оптичному. Стосовно оптичного діапазону, запропонований метод відкриває перспективи створення нових типів діелектричних дзеркал, відкритих резонаторів, тонкоплівкових покриттів, а також високоселективних інтерферометричних фільтрів. Сфера застосування отриманих результатів у мікрохвильовій техніці є суттєво більшою. Насамперед, це створення плоских діаграмоформуючих елементів, які здатні забезпечувати необхідний розподіл поля завдяки заданим властивостям розсіювання багатошарової структури. Керамічні елементи з високою діелектричною проникністю (приклад на рис. 2 показано саме для структури з високою діелектричною проникністю) дозволяє будувати компактні мікрополоскові антени. По-друге, запропонований підхід дає можливість створювати нові рефлекторні та лінзові антени, в яких апертурою слугує плоска багатошарова структура. Створення багатошарових покриттів з малою розсіюючою здатністю є іншою сферою застосування розвинутого підходу.

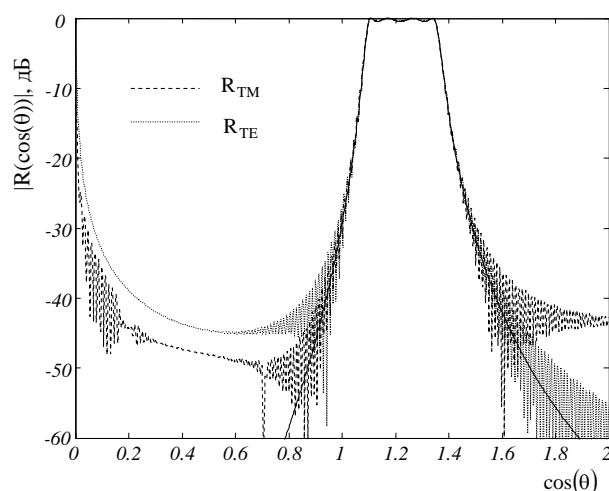


Рис. 3. Порівняння заданої функції коефіцієнта відбиття (суцільна лінія) з функціями відбиття (пунктирна лінія – для ТМ поляризації та точкова лінія – для ТЕ поляризації) синтезованих структур, діелектричний профіль яких зображено на рис. 2

1. L.B.Felsen, N.Marcuvitz, *Radiation and Scattering of Waves*, Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice Hall, 1973.
2. W.C. Chew, J.S. Zhao, T.J. Cui, "The layered medium Green's function – a new look," *Microwave and optical technology letters*, vol. 31, no. 4, pp. 252-255, Nov. 2001.
3. J.Modelski, A.Synyavskyy, "Inversion based approach to synthesis of plane multilayered structures with specified scattering pattern" in *Proc. 34 th European Microwave Conf.*, Amsterdam, Netherlands, October 2004.
4. E.Ya. Khruslov, D.G. Shepelsky, "Review article: Inverse scattering method in electromagnetic sounding theory," *Inverse problem*, vol. 10, no. 1, pp. 1-37, Feb. 1994.
5. M. Reed, B. Simon, *Methods of modern mathematical physics. III Scattering theory*, New York: Academic Press, 1979.
6. I.M. Gel'fand, B.M. Levitan, "On the determination of a differential equation by its spectral function," *Izvestiya AN SSSR, ser. mathem.*, vol. 15, no. 4, pp. 309-360, 1951.
7. V.A. Marchenko, "Reconstruction of the potential energy from the phase of scattered waves," *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, vol. 104, pp. 695-698, 1955.
8. V.E. Zakharov, A.B. Shabat, "Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-

*modulation of waves in nonlinear media*” *J. Exp.Theor. Physics*, vol. 61, no. 1(7), pp.118-134, 1971.  
9. P.V. Frangos, D.L. Jaggard, “A numerical solution to the Zakharov-Shabat inverse scattering problem,” *IEEE Trans. on Antennas and propagation*, vol.39, pp.74-79, Jan 1991. 10. Gaobiao Xiao, Ken’ichiro Yashiro, “An Efficient Algorithm for Solving Zakharov-Shabat Inverse scattering Problem,” *IEEE Trans. on Antennas and Prop.*, vol. 50, pp.807-811, June 2002.

УДК 614.875

В.О. Нічога<sup>1,2</sup>, П.Б. Дуб<sup>1</sup>, Е. Грудзінський<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Фізико-механічний інститут НАН України,

<sup>2</sup>Національний університет “Львівська політехніка”,

<sup>3</sup>Технічний університет “Вроцлавська політехніка”

## ГРАНИЧНОДОПУСТИМИ РІВНІ ТЕХНОГЕННИХ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПОЛІВ КРАЇН ЄВРОПЕЙСЬКОГО СОЮЗУ І УКРАЇНИ

© Нічога В.О., Дуб П.Б., Грудзінський Е., 2006

**Наведено характеристику нормативів країн Європейського Союзу і України стосовно граничнодопустимих рівнів напруженості техногенних електромагнітних полів для охорони працівників.**

**The characteristic of European Union’s and Ukraine’s standards concerning acceptable levels of technogenic electromagnetic field strength for protection of workers is given in the article.**

### Вступ

Зростання за останні десятиріччя систем електроенергетики, телекомунікацій, радіолокації, а також значної кількості електронних пристроїв у медицині, промисловості та в домашньому господарстві спричинило поступове зростання інтенсивності техногенних електромагнітних полів (ЕМП) на робочих місцях, у побуті та довкіллі. У діапазоні частот 0,1 – 300 МГц головними джерелами електромагнітного випромінювання є пристрої радіозв’язку, такі як радіо- і телепередавачі, радіотелефони і їх базові підстанції, а також промислові пристрої, такі як нагрівачі, зокрема високочастотні, установки для діатермії тощо. Але найбільшими джерелами випромінювання, зважаючи на широку смугу, є мікрохвильові випромінювання (300 МГц ÷ 300 ГГц): телепередавачі, радіолінії, радіотелефони, мобільний зв’язок, мікрохвильові печі, УВЧ нагрівачі і радіолокаційні станції.

У статті розглянуто і проаналізовано нормативи безпеки і гігієни праці в техногенних ЕМП країн Європейського Союзу, Польщі й України.

### Основні технічні параметри, які нормують опромінення техногенними ЕМП

Тепер в нормативній документації нормують такі параметри:

– граничнодопустимі рівні (ГДР) електричних  $E$  і магнітних  $H$  полів, які виражаються у В/м и А/м відповідно;

– граничнодопустиме енергетичне навантаження (енергетична експозиція) електричного поля  $D_E(f)$ , що дорівнює добутку квадрата напруженості електричного поля і часу його впливу та виражається в (В/м)<sup>2</sup>·год;

– граничнодопустиме енергетичне навантаження (енергетична експозиція) магнітного поля  $D_H(f)$ , що дорівнює добутку квадрата напруженості магнітного поля і часу його впливу та виражається в (А/м)<sup>2</sup>·год;