

ВІДНОВЛЕННЯ ПАРАМЕТРІВ БІОЛОГІЧНИХ СЕРЕДОВИЩ ЗА ФУНКЦІЮ КОЕФІЦІЄНТА ВІДБИТТЯ

(Представлено д.т.н., проф. Манойловим В.П.)

Стаття присвячена проблемі контролю однорідності різноманітних матеріалів, а також дослідженню структури матеріалів та біологічних об'єктів. Показано можливість відновлення комплексних діелектричних параметрів біоб'єктів за їх коефіцієнтом відбиття, а саме за екстремальними частотами залежності коефіцієнта відбиття у визначеному частотному діапазоні $[f_1, f_2]$.

Постановка задачі. Дослідження, присвячені НВЧ-діагностиці біологічних середовищ, активно проводяться протягом двох десятиліть [1], [2]. Суттєво більш висока проникна здатність хвиль НВЧ в тіло людини порівняно з хвилями оптичного та інфрачервоного діапазонів робить відповідні методи особливо перспективними для визначення різноманітних підповерхневих аномалій [4]–[6]. В наш час діелектричні властивості біологічних середовищ в НВЧ-діапазоні знаходяться в стадії інтенсивних досліджень [1]–[3]. Вимірювання діелектричних проникностей біологічних середовищ широко використовується в різноманітних галузях медицини, оскільки запалювальні процеси в організмі людини часто носять локальний характер та супроводжуються підвищенням температури в зоні запалення та зміною діелектричної проникності. Для розв'язку розглядуваної задачі досліджуються перспективи застосування методів пасивної та активної радіолокації. Пасивна радіометрія НВЧ побудована на прийомі власного теплового випромінювання, що випромінюється з глибини тіла. При цьому вимірюваний радіояскравісний контраст обумовлений підвищеною температурою аномалії відносно здорової тканини. Пасивна НВЧ-томографія дозволяє локалізувати по глибині область з підвищеною температурою за рахунок керування рівнем виходу випромінювання. Суттєвий прогрес за останні роки досягнутий в розробці активних методів визначення температурних аномалій. Такі методи використовують той факт, що пухлина являє собою сильну локальну неоднорідність діелектричної проникності у відносно однорідному навколишньому середовищі та є джерелом розсіяних хвиль [1], [2].

Серед дистанційних методів термометрії в наш час відомі інфрачервоне теплобачення, НВЧ-радіометрія, метод ядерного магнітного резонансу [4]–[6]. При діагностиці злоякісних новоутворень за допомогою радіотермометрії або інфрачервоної термографії апріорне уявлення про структуру поля внутрішніх температур сприяє оцінці діагностичних можливостей методів, а також може допомогти в діагностичній практиці. Але жоден з методів не отримав широкого практичного застосування в силу своїх суттєвих недоліків. Через незначну глибину проникнення інфрачервоних хвиль (менше 1 мм) теплобачення може використовуватися тільки для дослідження шкіри. НВЧ-радіометрія чутлива до зовнішніх завад та потребує контролю розподілу поля та поглинаючої енергії в поглинаючих тканинах. Складність цієї задачі обумовлюється рядом причин. По-перше, опромінюючі об'єкти розміщуються безпосередньо в ближній зоні випромінювача. По-друге, при дії електромагнітного випромінювання міліметрового діапазону на людину енергія поглинається в поверхневому шарі шкіри, яка є складною динамічною системою. По-третє, діелектричні параметри біологічних тканин можуть бути частотно залежними в широкому діапазоні індивідуальних параметрів організму.

Однією з основних задач теорії розповсюдження радіохвиль є задача про відновлення діелектричних властивостей середовища, з яким ці хвилі взаємодіють [7], [8]. Дана робота присвячена методиці знаходження електрофізичних та діелектричних параметрів біологічних середовищ, яка побудована на контролі частотної залежності коефіцієнта відбиття радіохвиль у визначеному діапазоні $[f_1, f_2]$.

Метою роботи є відновлення діелектричних параметрів середовищ (комплексної діелектричної проникності) за допомогою аналізу функції комплексного коефіцієнта відбиття. Показано можливість знаходження даних параметрів за екстремальними частотами залежності коефіцієнта відбиття у визначеному частотному діапазоні $[f_1, f_2]$.

Викладення основного матеріалу. Для визначення частотної залежності комплексного коефіцієнта відбиття у фіксованому діапазоні частот $[f_1, f_2]$ розглянемо випадки падіння під довільним кутом на тришарову структуру електромагнітної хвилі з перпендикулярною та паралельною поляризаціями (рис. 1).

Розглянемо випадок довільного падіння на тришарову структуру електромагнітної хвилі з перпендикулярною поляризацією (рис. 1, а).

Розглядаючи тільки абсолютні величини векторів складових електромагнітних хвиль, тобто проекції векторів електромагнітних хвиль на вісь Oy , запишемо вирази для падаючої та відбитої хвиль у першому середовищі:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{1m} e^{\gamma_1 y \cos a_1}, & H_1 &= \cos a_1 \frac{E_{1m}}{Z'_1} e^{\gamma_1 y \cos a_1}, \\ E_2 &= E_{2m} e^{-\gamma_1 y \cos a_1}, & H_2 &= \cos a_1 \frac{E_{2m}}{Z'_1} e^{-\gamma_1 y \cos a_1}, \end{aligned} \quad (1)$$

де E_{im} – комплексні амплітуди векторів електромагнітного поля; $\gamma_i = -\alpha_i - i\beta_i$ – комплексна постійна розповсюдження в середовищі; α_i – коефіцієнт затухання хвилі в середовищі; β_i – коефіцієнт фази; $i = \sqrt{-1}$ – комплексна одиниця; $Z'_i = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_i}}$ – комплексний хвильовий опір середовища; $\epsilon_i = \epsilon'_i + i\epsilon''_i$ – комплексні відносні діелектричні проникності середовищ; $Z_0 = 377 \text{ Ом}$ – хвильовий опір вільного простору.

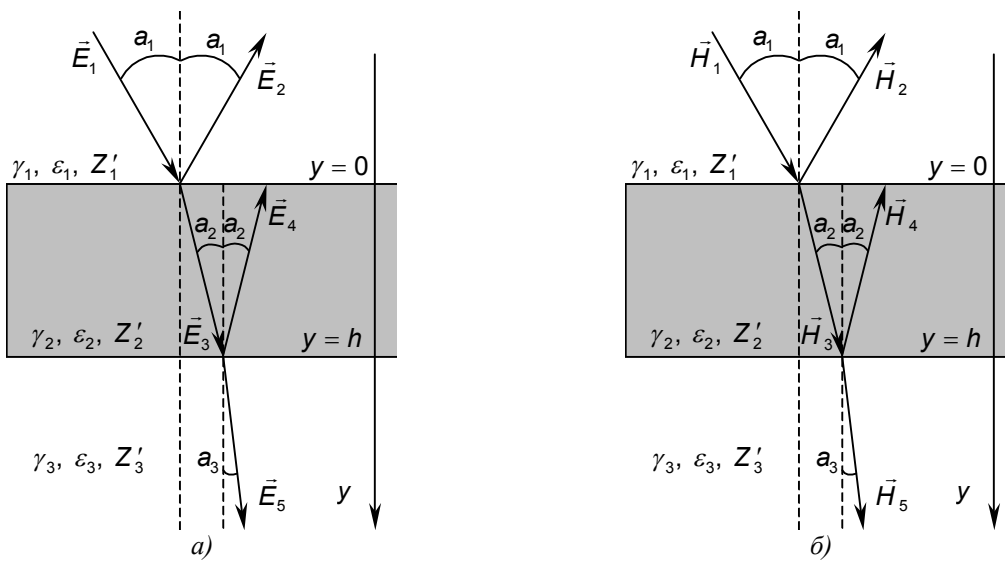


Рис. 1. Падиння електромагнітної хвилі під довільним кутом a_1 до границі розподілу середовищ на тришарову структуру: а) перпендикулярна поляризація, б) паралельна поляризація; $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ – комплексні постійні розповсюдження в середовищі; $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ – комплексні відносні діелектричні проникності середовищ; Z'_1, Z'_2, Z'_3 – комплексні хвильові опори середовищ; h – товщина внутрішнього шару

Електромагнітне поле всередині першого шару повинно виражатися через падаючу та відбиту хвилі:

$$\begin{aligned} E(1) &= E_1 + E_2 = E_{1m} e^{\gamma_1 y \cos a_1} + E_{2m} e^{-\gamma_1 y \cos a_1}, \\ H(1) &= H_1 - H_2 = \cos a_1 \frac{E_{1m}}{Z'_1} e^{\gamma_1 y \cos a_1} - \cos a_1 \frac{E_{2m}}{Z'_1} e^{-\gamma_1 y \cos a_1}. \end{aligned} \quad (2)$$

Вирази для заломленої та відбитої хвиль у другому середовищі будуть мати вигляд:

$$\begin{aligned} E_3 &= E_{3m} e^{\gamma_2 y \cos a_2}, & H_3 &= \cos a_2 \frac{E_{3m}}{Z'_2} e^{\gamma_2 y \cos a_2}, \\ E_4 &= E_{4m} e^{-\gamma_2 y \cos a_2}, & H_4 &= \cos a_2 \frac{E_{4m}}{Z'_2} e^{-\gamma_2 y \cos a_2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Електромагнітне поле всередині другого шару буде виражатися таким чином:

$$\begin{aligned} E(2) &= E_3 + E_4 = E_{3m} e^{\gamma_2 y \cos a_2} + E_{4m} e^{-\gamma_2 y \cos a_2}, \\ H(2) &= H_3 - H_4 = \cos a_2 \frac{E_{3m}}{Z'_2} e^{\gamma_2 y \cos a_2} - \cos a_2 \frac{E_{4m}}{Z'_2} e^{-\gamma_2 y \cos a_2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Запишемо рівняння електромагнітного поля в третьому шарі:

$$E(3) = E_5 = E_{5m} e^{\gamma_3 y \cos a_3}, \quad H(3) = H_5 = \cos a_3 \frac{E_{5m}}{Z'_3} e^{\gamma_3 y \cos a_3}. \quad (5)$$

Користуючись граничними умовами неперервності електромагнітного поля на границі розподілу середовищ [4]:

$$\text{при } y = 0 \quad \begin{cases} \varepsilon_1 E(1) = \varepsilon_2 E(2), \\ H(1) = H(2), \end{cases} \quad \text{при } y = h \quad \begin{cases} \varepsilon_2 E(2) = \varepsilon_3 E(3), \\ H(2) = H(3), \end{cases} \quad (6)$$

записуємо систему рівнянь відносно комплексних амплітуд електромагнітного поля

$$\begin{cases} \varepsilon_1(E_{1m} + E_{2m}) = \varepsilon_2(E_{3m} + E_{4m}), \\ \cos a_1(E_{1m} - E_{2m}) = \cos a_2 Z'_{12}(E_{3m} - E_{4m}), \\ \varepsilon_2(E_{3m} e^{\gamma_2 h \cos a_2} + E_{4m} e^{-\gamma_2 h \cos a_2}) = \varepsilon_3 E_{5m} e^{\gamma_3 h \cos a_3}, \\ \cos a_2(E_{3m} e^{\gamma_2 h \cos a_2} - E_{4m} e^{-\gamma_2 h \cos a_2}) = \cos a_3 Z'_{23} E_{5m} e^{\gamma_3 h \cos a_3}, \end{cases} \quad (7)$$

де $Z'_{12} = \frac{Z'_1}{Z'_2} = \frac{\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1}}$, $Z'_{23} = \frac{Z'_2}{Z'_3} = \frac{\sqrt{\varepsilon_3}}{\sqrt{\varepsilon_2}}$ – хвильові опори середовищ.

Розв'язуючи систему (7) відносно співвідношення комплексних амплітуд електромагнітного поля E_{2m} / E_{1m} , отримаємо вираз для комплексного коефіцієнта відбиття:

$$R(f) = \frac{E_{2m}}{E_{1m}} = \frac{(\varepsilon_2 - a\varepsilon_1 Z'_{12})(\varepsilon_3 + \varepsilon_2 b Z'_{23}) + e^{2\gamma_2 h \cos a_2} (\varepsilon_2 + a\varepsilon_1 Z'_{12})(\varepsilon_3 - \varepsilon_2 b Z'_{23})}{(\varepsilon_2 + a\varepsilon_1 Z'_{12})(\varepsilon_3 + \varepsilon_2 b Z'_{23}) + e^{2\gamma_2 h \cos a_2} (\varepsilon_2 - a\varepsilon_1 Z'_{12})(\varepsilon_3 - \varepsilon_2 b Z'_{23})}, \quad (8)$$

де $a = \frac{\cos a_2}{\cos a_1}$, $b = \frac{\cos a_3}{\cos a_2}$; $Z'_{12} = \frac{\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1}}$, $Z'_{23} = \frac{\sqrt{\varepsilon_3}}{\sqrt{\varepsilon_2}}$; a_1 – кут падіння; $a_2 = \arccos \sqrt{1 - \frac{\sin^2 a_1}{\varepsilon_2}}$,

$a_3 = \arccos \sqrt{1 - \frac{\sin^2 a_1}{\varepsilon_3}}$ – кути заломлення; $\varepsilon_1 = \varepsilon'_1 + i\varepsilon''_1$, $\varepsilon_2 = \varepsilon'_2 + i\varepsilon''_2$, $\varepsilon_3 = \varepsilon'_3 + i\varepsilon''_3$ – комплексні відносні діелектричні проникності середовищ.

При $\varepsilon_1 = 1$ (перше середовище є повітрям) комплексний коефіцієнт відбиття (8) приймає вигляд:

$$R(f) = \frac{E_{2m}}{E_{1m}} = \frac{(\varepsilon_2 - a Z'_{12})(\varepsilon_3 + \varepsilon_2 b Z'_{23}) + e^{2\gamma_2 h \cos a_2} (\varepsilon_2 + a Z'_{12})(\varepsilon_3 - \varepsilon_2 b Z'_{23})}{(\varepsilon_2 + a Z'_{12})(\varepsilon_3 + \varepsilon_2 b Z'_{23}) + e^{2\gamma_2 h \cos a_2} (\varepsilon_2 - a Z'_{12})(\varepsilon_3 - \varepsilon_2 b Z'_{23})}. \quad (9)$$

Перетворимо вираз для комплексного коефіцієнта відбиття $R(f)$, отримаємо

$$R(f) = \frac{x + y(f)}{1 + xy(f)}, \quad (10)$$

де $x = r_{12} = \frac{\varepsilon_2 - a\varepsilon_1 Z'_{12}}{\varepsilon_2 + a\varepsilon_1 Z'_{12}} = \frac{\sqrt{\varepsilon_2} - a\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2} + a\sqrt{\varepsilon_1}}$, $y(f) = r_{23} e^{2\gamma_2 h \cos a_2}$, $r_{23} = \frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2 b Z'_{23}}{\varepsilon_3 + \varepsilon_2 b Z'_{23}} = \frac{\sqrt{\varepsilon_3} - \sqrt{\varepsilon_2} b}{\sqrt{\varepsilon_3} + \sqrt{\varepsilon_2} b}$, при $\varepsilon_1 = 1$:

$$x = r_{12} = \frac{\varepsilon_2 - a Z'_{12}}{\varepsilon_2 + a Z'_{12}} = \frac{\sqrt{\varepsilon_2} - a}{\sqrt{\varepsilon_2} + a}.$$

Розглянемо постійну розповсюдження $\gamma_2 = -\alpha - i\beta$. Оскільки хвиля розповсюджується в додатному напрямку, то постійну розповсюдження γ_2 беремо зі знаком (-), який вказує на затухання в речовині [5]:

$$\gamma_2 = -\alpha - i\beta, \quad (11)$$

де $\alpha = \frac{2\pi f}{c} \sqrt{\varepsilon_2''}$ – коефіцієнт затухання; $\beta = \frac{2\pi f}{c} \sqrt{\varepsilon_2'}$ – коефіцієнт фази; $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ – швидкість

світла; ε_0, μ_0 – діелектрична постійна та магнітна постійна; f – частота коливань.

Таким чином, вираз для постійної розповсюдження буде мати вигляд:

$$\gamma_2 = -\alpha - i\beta = -\frac{2\pi f}{c} \sqrt{\varepsilon_2''} - i \frac{2\pi f}{c} \sqrt{\varepsilon_2'}. \quad (12)$$

Розглянемо функцію $e^{2\gamma_2 h \cos a_2}$. Підставимо у функцію значення γ_2 та представимо її у тригонометричному вигляді:

$$e^{2\gamma_2 h \cos a_2} = e^{-\cos a_2 \frac{4\pi fh}{c} \sqrt{\varepsilon_2''}} \left(\cos(-\cos a_2 \frac{4\pi fh}{c} \sqrt{\varepsilon_2'}) + i \sin(-\cos a_2 \frac{4\pi fh}{c} \sqrt{\varepsilon_2'}) \right). \quad (13)$$

З виразу (13) видно, що осциляції графіка $R(f)$ залежать від $\cos(-\cos a_2 \frac{4\pi fh}{c} \sqrt{\varepsilon_2'}) + i \sin(-\cos a_2 \frac{4\pi fh}{c} \sqrt{\varepsilon_2'})$, а $e^{-\cos a_2 \frac{4\pi fh}{c} \sqrt{\varepsilon_2'}}$ регулює їх амплітуду. Умовою максимуму функції (13) є рівність:

$$\cos(-\cos a_2 \frac{4\pi fh}{c} \sqrt{\varepsilon_2'}) = 1, \quad \sin(-\cos a_2 \frac{4\pi fh}{c} \sqrt{\varepsilon_2'}) = 0. \quad (14)$$

Розв'язуючи рівняння (14), отримаємо співвідношення для екстремальних частот функції (13):

$$f_0 = \frac{nc}{4 \cos a_2 h \sqrt{\varepsilon_2'}}, \text{ де } n = 1, 2, 3 \dots \quad (15)$$

Період повторення екстремальних частот буде мати вигляд:

$$\tau = \frac{c}{4 \cos a_2 h \sqrt{\varepsilon_2'}}. \quad (16)$$

Якщо $f_1 = \frac{c}{4 \cos a_2 h \sqrt{\varepsilon_2'}}$ – критична точка функції при $n = 1$, то $f_2 = f_1 + \tau = \frac{c}{2 \cos a_2 h \sqrt{\varepsilon_2'}}$ – наступна критична точка функції. Виходячи з цього, можемо записати такі співвідношення:

$$y(f) = r_{23} e^{2\gamma_2 h \cos a_2} = r_{23} e^{-\cos a_2 \frac{4\pi fh}{c} \sqrt{\varepsilon_2'}} e^{-i \cos a_2 \frac{4\pi fh}{c} \sqrt{\varepsilon_2'}}, \quad y(f_1) = w r_{23}, \quad w = -e^{-\frac{\pi \sqrt{\varepsilon_2'}}{\sqrt{\varepsilon_2'}}}, \quad (17)$$

$$y(f_2) = w y(f_1), \quad y(f_3) = w y(f_2),$$

де w – дійсне число.

Розглянемо систему трансцендентних рівнянь над полем комплексних чисел для $x, y(f_i), w$. Вважаємо, що відомі будь-які три послідовні екстремальні точки f_i та відповідні їм значення комплексних коефіцієнтів відбиття $R(f_i)$. Тоді з виразів (17) випливає:

$$R(f_1) = \frac{x + y(f_1)}{1 + x y(f_1)}, \quad R(f_2) = \frac{x + w y(f_1)}{1 + w x y(f_1)}, \quad R(f_3) = \frac{x + w^2 y(f_1)}{1 + w^2 x y(f_1)}. \quad (18)$$

Для спрощення розв'язання системи рівнянь (18) введемо позначення $R(f_1) \rightarrow R_1, R(f_2) \rightarrow R_2, R(f_3) \rightarrow R_3, y(f_1) \rightarrow y_1$. Тоді система рівнянь (18) переписеться у такому вигляді:

$$R_1 = \frac{x + y_1}{1 + x y_1}, \quad R_2 = \frac{x + w y_1}{1 + w x y_1}, \quad R_3 = \frac{x + w^2 y_1}{1 + w^2 x y_1}. \quad (19)$$

Розв'язуємо систему рівнянь (19) відносно невідомих x, y_1, w та отримуємо розв'язки:

$$y_1 = \frac{-L - \sqrt{L^2 - 4}}{2}, \quad x = \frac{R_1 - y_1}{1 - R_1 y_1}, \quad w = \frac{(R_2 - R_1) + y_1(1 - R_2 R_1)}{y_1(R_2 - R_1) + y_1(1 - R_2 R_1)}, \quad (20)$$

$$\text{де } L = 2a + b - ab^2, \quad a = \frac{R_2 - R_1}{1 - R_2 R_1}, \quad b = \frac{R_3 - R_2}{1 - R_3 R_2}, \quad L = \frac{2(R_2 - R_1)}{1 - R_2 R_1} + \frac{R_3 - R_2}{1 - R_3 R_2} - \frac{R_2 - R_1}{1 - R_2 R_1} \left(\frac{R_3 - R_2}{1 - R_3 R_2} \right)^2.$$

Таким чином, знаючи значення невідомих x, y_1, w можна визначити параметри досліджуваного середовища. Знаходимо відносну діелектричну проникність другого шару $\varepsilon_2 = \varepsilon_2' + i\varepsilon_2''$ з такого співвідношення:

$$x = r_{12} = x' + i x'' = \frac{\sqrt{\varepsilon_2} - a}{\sqrt{\varepsilon_2} + a}. \quad (21)$$

Виділяючи дійсну та уявну частини виразу (21), отримуємо систему рівнянь відносно невідомих складових діелектричної проникності $\varepsilon_2', \varepsilon_2''$.

$$x' = \text{Re} \left[\frac{\sqrt{\varepsilon_2} - a}{\sqrt{\varepsilon_2} + a} \right], \quad x'' = \text{Im} \left[\frac{\sqrt{\varepsilon_2} - a}{\sqrt{\varepsilon_2} + a} \right]. \quad (22)$$

Розв'язками даної системи є тільки додатні значення відносної діелектричної проникності $\varepsilon_2 = \varepsilon_2' + i\varepsilon_2''$. Знаходимо відносну діелектричну проникність третього шару $\varepsilon_3 = \varepsilon_3' + i\varepsilon_3''$ з таких співвідношень:

$$y_1 = wr_{23}, \quad r_{23} = \frac{y_1}{w} = r'_{23} + i r''_{23} = \frac{\sqrt{\varepsilon_3} - b\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_3} + b\sqrt{\varepsilon_2}}. \quad (23)$$

Виділяючи дійсну та уявну частини виразу (23), отримуємо систему рівнянь відносно невідомих складових діелектричної проникності $\varepsilon'_3, \varepsilon''_3$:

$$r'_{23} = \operatorname{Re} \left[\frac{\sqrt{\varepsilon_3} - b\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_3} + b\sqrt{\varepsilon_2}} \right], \quad r''_{23} = \operatorname{Im} \left[\frac{\sqrt{\varepsilon_3} - b\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_3} + b\sqrt{\varepsilon_2}} \right]. \quad (24)$$

Розв'язками даної системи є тільки додатні значення відносної діелектричної проникності $\varepsilon_3 = \varepsilon'_3 + i\varepsilon''_3$. Глибину другого шару знаходимо зі співвідношення:

$$h = \frac{c}{4 \cos a_2 \tau \sqrt{\varepsilon'_2}}. \quad (25)$$

Розглянемо випадок довільного падіння на тришарову структуру електромагнітної хвилі з паралельною поляризацією (рис. 1, б).

Розглядаючи тільки абсолютні величини векторів складових електромагнітних хвиль, тобто проекції векторів електромагнітних хвиль на вісь Oy , запишемо вирази для падаючої та відбитої хвиль у першому середовищі:

$$\begin{aligned} E_1 &= \cos a_1 E_{1m} e^{\gamma_1 y \cos a_1}, & H_1 &= \frac{E_{1m}}{Z'_1} e^{\gamma_1 y \cos a_1}, \\ E_2 &= \cos a_1 E_{2m} e^{-\gamma_1 y \cos a_1}, & H_2 &= \frac{E_{2m}}{Z'_1} e^{-\gamma_1 y \cos a_1}. \end{aligned} \quad (26)$$

Електромагнітне поле всередині першого шару повинно виражатися через падаючу та відбиту хвилі:

$$\begin{aligned} E(1) &= E_1 - E_2 = \cos a_1 E_{1m} e^{\gamma_1 y \cos a_1} - \cos a_1 E_{2m} e^{-\gamma_1 y \cos a_1}, \\ H(1) &= H_1 + H_2 = \frac{E_{1m}}{Z'_1} e^{\gamma_1 y \cos a_1} + \frac{E_{2m}}{Z'_1} e^{-\gamma_1 y \cos a_1}. \end{aligned} \quad (27)$$

Вирази для заломленої та відбитої хвиль у другому середовищі будуть мати вигляд:

$$\begin{aligned} E_3 &= \cos a_2 E_{3m} e^{\gamma_2 y \cos a_2}, & H_3 &= \frac{E_{3m}}{Z'_2} e^{\gamma_2 y \cos a_2}, \\ E_4 &= \cos a_2 E_{4m} e^{-\gamma_2 y \cos a_2}, & H_4 &= \frac{E_{4m}}{Z'_2} e^{-\gamma_2 y \cos a_2}. \end{aligned} \quad (28)$$

Електромагнітне поле всередині другого шару буде виражатися таким чином:

$$\begin{aligned} E(2) &= E_3 - E_4 = \cos a_2 E_{3m} e^{\gamma_2 y \cos a_2} - \cos a_2 E_{4m} e^{-\gamma_2 y \cos a_2}, \\ H(2) &= H_3 + H_4 = \frac{E_{3m}}{Z'_2} e^{\gamma_2 y \cos a_2} + \frac{E_{4m}}{Z'_2} e^{-\gamma_2 y \cos a_2}. \end{aligned} \quad (29)$$

Запишемо рівняння електромагнітного поля в третьому шарі:

$$E(3) = E_5 = \cos a_3 E_{5m} e^{\gamma_3 y \cos a_3}, \quad H(3) = H_5 = \frac{E_{5m}}{Z'_3} e^{\gamma_3 y \cos a_3}. \quad (30)$$

Користуючись граничними умовами (6) неперервності електромагнітного поля на границі розподілу середовищ, запишемо систему рівнянь відносно комплексних амплітуд електромагнітного поля:

$$\begin{cases} \varepsilon_1 \cos a_1 (E_{1m} - E_{2m}) = \varepsilon_2 \cos a_2 (E_{3m} - E_{4m}), \\ E_{1m} + E_{2m} = Z'_{12} (E_{3m} + E_{4m}), \\ \varepsilon_2 \cos a_2 (E_{3m} e^{\gamma_2 h \cos a_2} - E_{4m} e^{-\gamma_2 h \cos a_2}) = \varepsilon_3 \cos a_3 E_{5m} e^{\gamma_3 h \cos a_3}, \\ E_{3m} e^{\gamma_2 h \cos a_2} + E_{4m} e^{-\gamma_2 h \cos a_2} = Z'_{23} E_{5m} e^{\gamma_3 h \cos a_3}. \end{cases} \quad (31)$$

Розв'язуючи систему (31) відносно співвідношення комплексних амплітуд електромагнітного поля E_{2m} / E_{1m} , отримаємо вираз для комплексного коефіцієнта відбиття:

$$R(f) = \frac{E_{2m}}{E_{1m}} = - \frac{(a\varepsilon_2 - \varepsilon_1 Z'_{12})(b\varepsilon_3 + \varepsilon_2 Z'_{23}) + e^{2\gamma_2 h \cos a_2} (a\varepsilon_2 + \varepsilon_1 Z'_{12})(b\varepsilon_3 - \varepsilon_2 Z'_{23})}{(a\varepsilon_2 + \varepsilon_1 Z'_{12})(b\varepsilon_3 + \varepsilon_2 Z'_{23}) + e^{2\gamma_2 h \cos a_2} (a\varepsilon_2 - \varepsilon_1 Z'_{12})(b\varepsilon_3 - \varepsilon_2 Z'_{23})}. \quad (32)$$

При $\varepsilon_1 = 1$ комплексний коефіцієнт відбиття приймає вигляд:

$$R(f) = \frac{E_{2m}}{E_{1m}} = - \frac{(a\varepsilon_2 - Z'_{12})(b\varepsilon_3 + \varepsilon_2 Z'_{23}) + e^{2\gamma_2 h \cos a_2} (a\varepsilon_2 + Z'_{12})(b\varepsilon_3 - \varepsilon_2 Z'_{23})}{(a\varepsilon_2 + Z'_{12})(b\varepsilon_3 + \varepsilon_2 Z'_{23}) + e^{2\gamma_2 h \cos a_2} (a\varepsilon_2 - Z'_{12})(b\varepsilon_3 - \varepsilon_2 Z'_{23})}. \quad (33)$$

Перетворимо вираз для комплексного коефіцієнта відбиття $R(f)$, отримаємо:

$$R(f) = -\frac{x + y(f)}{1 + xy(f)}, \quad (34)$$

де $x = r_{12} = \frac{a\sqrt{\varepsilon_2} - \sqrt{\varepsilon_1}}{a\sqrt{\varepsilon_2} + \sqrt{\varepsilon_1}}$, $r_{23} = \frac{b\sqrt{\varepsilon_3} - \sqrt{\varepsilon_2}}{b\sqrt{\varepsilon_3} + \sqrt{\varepsilon_2}}$, при $\varepsilon_1 = 1$: $x = r_{12} = \frac{a\sqrt{\varepsilon_2} - 1}{a\sqrt{\varepsilon_2} + 1}$.

Екстремальні частоти дійсної та уявної частини виразу (34) будуть описуватися рівністю (15), а період повторення екстремальних частот – формулою (16). Враховуючи вирази (17), розглянемо систему трансцендентних рівнянь для невідомих x , $y(f_i)$, w :

$$-R(f_1) = \frac{x + y(f_1)}{1 + xy(f_1)}, \quad -R(f_2) = \frac{x + wy(f_1)}{1 + wx y(f_1)}, \quad -R(f_3) = \frac{x + w^2 y(f_1)}{1 + w^2 x y(f_1)}. \quad (35)$$

Після позначення $-R(f_1) \rightarrow R_1$, $-R(f_2) \rightarrow R_2$, $-R(f_3) \rightarrow R_3$, $y(f_1) \rightarrow y_1$ для спрощення розв'язання система рівнянь (35) зводиться до системи (19), розв'язки якої описуються виразами (20). Таким чином, знаючи значення невідомих x , y_1 , w , визнаємо параметри досліджуваного середовища. Знаходимо відносну діелектричну проникність другого шару $\varepsilon_2 = \varepsilon_2' + i\varepsilon_2''$ із співвідношення:

$$x = r_{12} = x' + i x'' = \frac{a\sqrt{\varepsilon_2} - 1}{a\sqrt{\varepsilon_2} + 1}. \quad (36)$$

Виділяючи дійсну та уявну частини виразу (36), отримуємо систему рівнянь відносно невідомих складових діелектричної проникності ε_2' , ε_2'' :

$$x' = \operatorname{Re} \left[\frac{a\sqrt{\varepsilon_2} - 1}{a\sqrt{\varepsilon_2} + 1} \right], \quad x'' = \operatorname{Im} \left[\frac{a\sqrt{\varepsilon_2} - 1}{a\sqrt{\varepsilon_2} + 1} \right]. \quad (37)$$

Знаходимо відносну діелектричну проникність третього шару $\varepsilon_3 = \varepsilon_3' + i\varepsilon_3''$ з таких співвідношень:

$$y_1 = w r_{23}, \quad r_{23} = \frac{y_1}{w} = r_{23}' + i r_{23}'' = \frac{b\sqrt{\varepsilon_3} - \sqrt{\varepsilon_2}}{b\sqrt{\varepsilon_3} + \sqrt{\varepsilon_2}}. \quad (38)$$

Виділяючи дійсну та уявну частини виразу (38), отримуємо систему рівнянь відносно невідомих складових діелектричної проникності ε_3' , ε_3'' :

$$r_{23}' = \operatorname{Re} \left[\frac{b\sqrt{\varepsilon_3} - \sqrt{\varepsilon_2}}{b\sqrt{\varepsilon_3} + \sqrt{\varepsilon_2}} \right], \quad r_{23}'' = \operatorname{Im} \left[\frac{b\sqrt{\varepsilon_3} - \sqrt{\varepsilon_2}}{b\sqrt{\varepsilon_3} + \sqrt{\varepsilon_2}} \right]. \quad (39)$$

Глибину другого шару знаходимо зі співвідношення (25).

Розглянемо випадок падіння під прямим кутом на тришарову структуру електромагнітної хвилі з перпендикулярною поляризацією (рис. 2, а).

Розглядаючи тільки абсолютні величини векторів складових електромагнітних хвиль, тобто проекції векторів електромагнітних хвиль на вісь Oy , запишемо вирази для падаючої та відбитої хвиль у першому середовищі:

$$E_1 = E_{1m} e^{\gamma_1 y}, \quad H_1 = \frac{E_{1m}}{Z_1'} e^{\gamma_1 y}, \quad E_2 = E_{2m} e^{-\gamma_1 y}, \quad H_2 = \frac{E_{2m}}{Z_1'} e^{-\gamma_1 y}. \quad (40)$$

Електромагнітне поле всередині першого шару повинно виражатися через падаючу та відбиту хвилі:

$$E(1) = E_1 + E_2 = E_{1m} e^{\gamma_1 y} + E_{2m} e^{-\gamma_1 y}, \quad H(1) = H_1 - H_2 = \frac{E_{1m}}{Z_1'} e^{\gamma_1 y} - \frac{E_{2m}}{Z_1'} e^{-\gamma_1 y}. \quad (41)$$

Вирази для заломленої та відбитої хвиль у другому середовищі будуть мати вигляд:

$$E_3 = E_{3m} e^{\gamma_2 y}, \quad H_3 = \frac{E_{3m}}{Z_2'} e^{\gamma_2 y}, \quad E_4 = E_{4m} e^{-\gamma_2 y}, \quad H_4 = \frac{E_{4m}}{Z_2'} e^{-\gamma_2 y}. \quad (42)$$

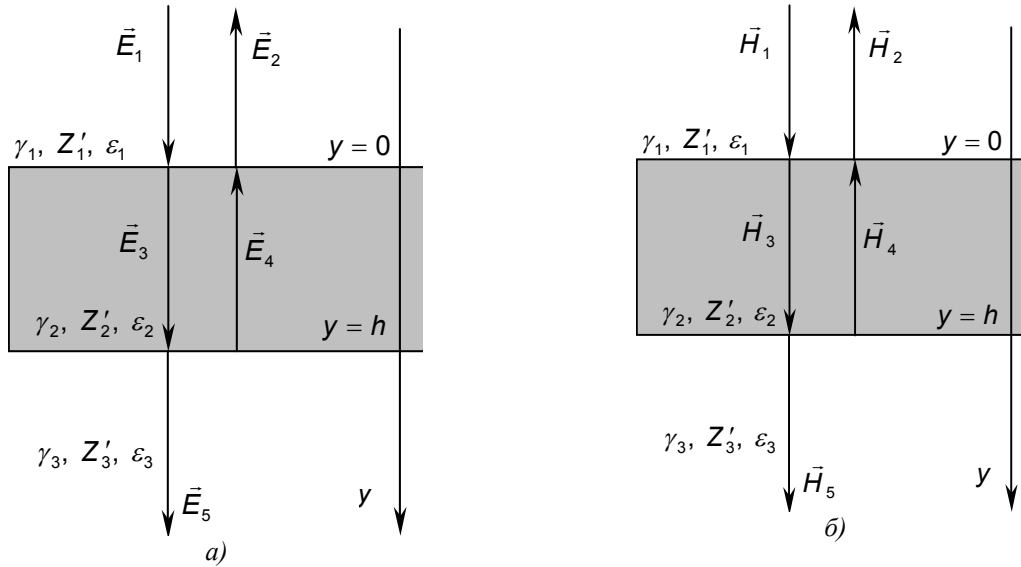


Рис. 2. Падіння електромагнітної хвилі під прямим кутом до границі розподілу середовищ на тришарову структуру: а) перпендикулярна поляризація, б) паралельна поляризація

Електромагнітне поле всередині другого шару буде виражатися таким чином:

$$E(2) = E_3 + E_4 = E_{3m} e^{\gamma_2 y} + E_{4m} e^{-\gamma_2 y}, \quad H(2) = H_3 - H_4 = \frac{E_{3m}}{Z_2'} e^{\gamma_2 y} - \frac{E_{4m}}{Z_2'} e^{-\gamma_2 y}. \quad (43)$$

Запишемо рівняння електромагнітного поля в третьому середовищі:

$$E(3) = E_5 = E_{5m} e^{\gamma_3 y}, \quad H(3) = H_5 = \frac{E_{5m}}{Z_3'} e^{\gamma_3 y}. \quad (44)$$

Користуючись граничними умовами (6) неперервності електромагнітного поля на границі розподілу середовищ, запишемо систему рівнянь відносно комплексних амплітуд електромагнітного поля:

$$\begin{cases} \varepsilon_1(E_{1m} + E_{2m}) = \varepsilon_2(E_{3m} + E_{4m}), \\ E_{1m} - E_{2m} = Z_{12}'(E_{3m} - E_{4m}), \\ \varepsilon_2(E_{3m} e^{\gamma_2 h} + E_{4m} e^{-\gamma_2 h}) = \varepsilon_3 E_{5m} e^{\gamma_3 h}, \\ E_{3m} e^{\gamma_2 h} - E_{4m} e^{-\gamma_2 h} = Z_{23}' E_{5m} e^{\gamma_3 h}. \end{cases} \quad (45)$$

Розв'язуючи систему (45) відносно співвідношення комплексних амплітуд електромагнітного поля E_{2m} / E_{1m} , отримаємо вираз для комплексного коефіцієнта відбиття:

$$R(f) = \frac{E_{2m}}{E_{1m}} = \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 Z_{12}')(\varepsilon_3 + \varepsilon_2 Z_{23}') + e^{2\gamma_2 h} (\varepsilon_2 + \varepsilon_1 Z_{12}')(\varepsilon_3 - \varepsilon_2 Z_{23}')}{(\varepsilon_2 + \varepsilon_1 Z_{12}')(\varepsilon_3 + \varepsilon_2 Z_{23}') + e^{2\gamma_2 h} (\varepsilon_2 - \varepsilon_1 Z_{12}')(\varepsilon_3 - \varepsilon_2 Z_{23}')}. \quad (46)$$

При $\varepsilon_1 = 1$ комплексний коефіцієнт відбиття приймає вигляд:

$$R(f) = \frac{E_{2m}}{E_{1m}} = \frac{(\varepsilon_2 - Z_{12}')(\varepsilon_3 + \varepsilon_2 Z_{23}') + e^{2\gamma_2 h} (\varepsilon_2 + Z_{12}')(\varepsilon_3 - \varepsilon_2 Z_{23}')}{(\varepsilon_2 + Z_{12}')(\varepsilon_3 + \varepsilon_2 Z_{23}') + e^{2\gamma_2 h} (\varepsilon_2 - Z_{12}')(\varepsilon_3 - \varepsilon_2 Z_{23}')}. \quad (47)$$

Перетворимо вираз для комплексного коефіцієнта відбиття $R(f)$, отримаємо:

$$R(f) = \frac{x + y(f)}{1 + xy(f)}, \quad x = r_{12} = \frac{\sqrt{\varepsilon_2} - \sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2} + \sqrt{\varepsilon_1}}, \quad y(f) = r_{23} e^{2\gamma_2 h}, \quad r_{23} = \frac{\sqrt{\varepsilon_3} - \sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_3} + \sqrt{\varepsilon_2}}. \quad (48)$$

При $\varepsilon_1 = 1$: $x = r_{12} = \frac{\sqrt{\varepsilon_2} - 1}{\sqrt{\varepsilon_2} + 1}$.

Екстремальні частоти дійсної та уявної частини виразу (48) будуть описуватися рівнянням

$$f_0 = \frac{nc}{4h\sqrt{\varepsilon_2'}}, \quad \text{де } n = 1, 2, 3 \dots, \quad (49)$$

а період повторення екстремальних частот – таким виразом:

$$\tau = \frac{c}{4h\sqrt{\varepsilon_2'}}. \quad (50)$$

Тоді $f_1 = \frac{c}{4h\sqrt{\varepsilon_2'}}$ – критична точка при $n = 1$, а $f_2 = f_1 + \tau = \frac{c}{2h\sqrt{\varepsilon_2'}}$ – наступна критична точка.

Враховуючи вирази (17), розглянемо систему трансцендентних рівнянь для невідомих x , $y(f_1)$, w , яка в загальному випадку зводиться до системи рівнянь (19). Розв'язуючи дану систему рівнянь відносно невідомих x , y_1 , w , отримуємо розв'язки системи, які описуються виразами (20). Визначаємо параметри досліджуваного середовища. Знаходимо відносну діелектричну проникність другого шару $\varepsilon_2 = \varepsilon_2' + i\varepsilon_2''$ із співвідношення:

$$x = r_{12} = x' + i x'' = \frac{\sqrt{\varepsilon_2} - 1}{\sqrt{\varepsilon_2} + 1}. \quad (51)$$

Виділяючи дійсну та уявну частини виразу (51), отримуємо систему рівнянь відносно невідомих складових діелектричної проникності ε_2' , ε_2'' :

$$x' = \operatorname{Re} \left[\frac{\sqrt{\varepsilon_2} - 1}{\sqrt{\varepsilon_2} + 1} \right], \quad x'' = \operatorname{Im} \left[\frac{\sqrt{\varepsilon_2} - 1}{\sqrt{\varepsilon_2} + 1} \right]. \quad (52)$$

Знаходимо відносну діелектричну проникність третього шару $\varepsilon_3 = \varepsilon_3' + i\varepsilon_3''$ з таких співвідношень:

$$y_1 = w r_{23}, \quad r_{23} = \frac{y_1}{w} = r_{23}' + i r_{23}'' = \frac{\sqrt{\varepsilon_3} - \sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_3} + \sqrt{\varepsilon_2}}. \quad (53)$$

Виділяючи дійсну та уявну частини виразу (3.53), отримуємо систему рівнянь відносно невідомих складових діелектричної проникності ε_3' , ε_3'' :

$$r_{23}' = \operatorname{Re} \left[\frac{\sqrt{\varepsilon_3} - \sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_3} + \sqrt{\varepsilon_2}} \right], \quad r_{23}'' = \operatorname{Im} \left[\frac{\sqrt{\varepsilon_3} - \sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_3} + \sqrt{\varepsilon_2}} \right]. \quad (54)$$

Глибину другого шару знаходимо зі співвідношення:

$$h = \frac{c}{4\tau\sqrt{\varepsilon_2'}}. \quad (55)$$

Розглянемо випадок падіння під прямим кутом на тришарову структуру електромагнітної хвилі з паралельною поляризацією (рис. 2, б).

Розглядаючи тільки абсолютні величини векторів складових електромагнітних хвиль, тобто проекції векторів електромагнітних хвиль на вісь Oy , запишемо вирази для падаючої та відбитої хвиль у першому середовищі:

$$E_1 = E_{1m} e^{\gamma_1 y}, \quad H_1 = \frac{E_{1m}}{Z_1'} e^{\gamma_1 y}, \quad E_2 = E_{2m} e^{-\gamma_1 y}, \quad H_2 = \frac{E_{2m}}{Z_1'} e^{-\gamma_1 y}. \quad (56)$$

Електромагнітне поле всередині першого шару повинно виражатися через падаючу та відбиту хвилі:

$$E(1) = E_1 - E_2 = E_{1m} e^{\gamma_1 y} - E_{2m} e^{-\gamma_1 y}, \quad H(1) = H_1 + H_2 = \frac{E_{1m}}{Z_1'} e^{\gamma_1 y} + \frac{E_{2m}}{Z_1'} e^{-\gamma_1 y}. \quad (57)$$

Вирази для заломленої та відбитої хвиль у другому середовищі будуть мати вигляд:

$$E_3 = E_{3m} e^{\gamma_2 y}, \quad H_3 = \frac{E_{3m}}{Z_2'} e^{\gamma_2 y}, \quad E_4 = E_{4m} e^{-\gamma_2 y}, \quad H_4 = \frac{E_{4m}}{Z_2'} e^{-\gamma_2 y}. \quad (58)$$

Електромагнітне поле всередині другого шару буде виражатися таким чином:

$$E(2) = E_3 - E_4 = E_{3m} e^{\gamma_2 y} - E_{4m} e^{-\gamma_2 y}, \quad H(2) = H_3 + H_4 = \frac{E_{3m}}{Z_2'} e^{\gamma_2 y} + \frac{E_{4m}}{Z_2'} e^{-\gamma_2 y}. \quad (59)$$

Запишемо рівняння електромагнітного поля в третьому середовищі:

$$E(3) = E_5 = E_{5m} e^{\gamma_3 y}, \quad H(3) = H_5 = \frac{E_{5m}}{Z_3'} e^{\gamma_3 y}. \quad (60)$$

Користуючись граничними умовами (6) неперервності електромагнітного поля на границі розподілу середовищ, запишемо систему рівнянь відносно комплексних амплітуд електромагнітного поля:

$$\begin{cases} \varepsilon_1(E_{1m} - E_{2m}) = \varepsilon_2(E_{3m} - E_{4m}), \\ E_{1m} + E_{2m} = Z'_{12}(E_{3m} + E_{4m}), \\ \varepsilon_2(E_{3m}e^{\gamma_2 h} - E_{4m}e^{-\gamma_2 h}) = \varepsilon_3 E_{5m} e^{\gamma_3 h}, \\ E_{3m}e^{\gamma_2 h} + E_{4m}e^{-\gamma_2 h} = Z'_{23} E_{5m} e^{\gamma_3 h}. \end{cases} \quad (61)$$

Розв'язуючи систему (61) відносно співвідношення комплексних амплітуд електромагнітного поля E_{2m} / E_{1m} , отримуємо вираз для комплексного коефіцієнта відбиття:

$$R(f) = \frac{E_{2m}}{E_{1m}} = -\frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 Z'_{12})(\varepsilon_3 + \varepsilon_2 Z'_{23}) + e^{2\gamma_2 h} (\varepsilon_2 + \varepsilon_1 Z'_{12})(\varepsilon_3 - \varepsilon_2 Z'_{23})}{(\varepsilon_2 + \varepsilon_1 Z'_{12})(\varepsilon_3 + \varepsilon_2 Z'_{23}) + e^{2\gamma_2 h} (\varepsilon_2 - \varepsilon_1 Z'_{12})(\varepsilon_3 - \varepsilon_2 Z'_{23})}. \quad (62)$$

При $\varepsilon_1 = 1$ комплексний коефіцієнт відбиття приймає вигляд:

$$R(f) = \frac{E_{2m}}{E_{1m}} = -\frac{(\varepsilon_2 - Z'_{12})(\varepsilon_3 + \varepsilon_2 Z'_{23}) + e^{2\gamma_2 h} (\varepsilon_2 + Z'_{12})(\varepsilon_3 - \varepsilon_2 Z'_{23})}{(\varepsilon_2 + Z'_{12})(\varepsilon_3 + \varepsilon_2 Z'_{23}) + e^{2\gamma_2 h} (\varepsilon_2 - Z'_{12})(\varepsilon_3 - \varepsilon_2 Z'_{23})}. \quad (63)$$

Перетворимо вираз для комплексного коефіцієнта відбиття $R(f)$, отримуємо:

$$R(f) = -\frac{x + y(f)}{1 + xy(f)}, \quad x = r_{12} = \frac{\sqrt{\varepsilon_2} - \sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2} + \sqrt{\varepsilon_1}}, \quad y(f) = r_{23} e^{2\gamma_2 h}, \quad r_{23} = \frac{\sqrt{\varepsilon_3} - \sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_3} + \sqrt{\varepsilon_2}}. \quad (64)$$

При $\varepsilon_1 = 1$: $x = r_{12} = \frac{\sqrt{\varepsilon_2} - 1}{\sqrt{\varepsilon_2} + 1}$.

Екстремальні частоти дійсної та уявної частини виразу (64) будуть описуватися рівнянням (49), а період повторення екстремальних частот – виразом (50). Враховуючи вирази (17), розглянемо систему трансцендентних рівнянь для невідомих x , $y(f_i)$, w , яка в загальному випадку зводиться до системи рівнянь (35). Розв'язуючи дану систему рівнянь відносно невідомих x , y , w , отримуємо розв'язки системи, які описуються виразами (20).

Визначаємо параметри досліджуваного середовища. Знаходимо відносну діелектричну проникність другого шару $\varepsilon_2 = \varepsilon'_2 + i\varepsilon''_2$ зі співвідношення (52), відносну діелектричну проникність третього шару $\varepsilon_3 = \varepsilon'_3 + i\varepsilon''_3$ з формули (54). Глибину другого шару знаходимо зі співвідношення (55).

Висновки. Таким чином, знаючи частотну залежність дійсної або уявної частини коефіцієнта відбиття у визначеному діапазоні частот, який включає в себе три послідовні екстремальні частоти, можна за отриманими формулами визначити усі параметри середовища, а саме ε'_2 , ε''_2 , ε'_3 , ε''_3 , h .

ЛІТЕРАТУРА

1. Резник А.Н., Юрасова Н.В. Ближнепольная СВЧ томография биологических сред // Журнал технической физики. – 2004. – Т. 74. – № 4. – С. 108–117.
2. Резник А.Н., Юрасова Н.В. Обнаружение контрастных образований внутри-биологических сред при помощи ближнепольной СВЧ-диагностики // Журнал технической физики. – 2006. – Т. 76. – № 4. – С. 90–104.
3. Маречек С.В., Поляков В.М. Возможности оценки приповерхностной структуры биологической ткани по измерению коэффициента отражения на отдельных частотах СВЧ-диапазона // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. – 2005. – № 11–12. – С. 4–11.
4. Вайсблат А.В., Адилханян А.Г. Влияние температуры кожи на яркостную температуру в клинической радиотермометрии // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. – 2002. – № 10–11. – С. 30–31.
5. Вайсблат А.В. Моделирование поля температур в зоне злокачественного новообразования // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. – 2001. – № 11. – С. 25–31.
6. Павлова Л.С., Поляков В.М. Оперативное дозирование нагрева биологических тканей в физиотерапии с использованием радиотермометрии // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. – 2002. – № 5–6. – С. 99–101.
7. Юшкова О.В. Восстановление параметров слоистой среды // Изв. ВУЗов Радиофизика. – 1995. – Т. 38. – № 7. – С. 648–652.
8. Лобач В.Т. Радиолокационные измерения параметров слоистой среды // Радиоэлектроника. – 2002. – № 3. – С. 71–77.

НАЗАРЧУК Леся Юріївна – аспірант кафедри електронних апаратів Житомирського державного технологічного університету.

Наукові інтереси:

- електродинаміка;
- фізика НВЧ.

Тел.: +38-050-66-94-127.

E-mail: Lnazarchuk@rambler.ru

Подано 16.01.2006

Назарчук Л.Ю. Відновлення параметрів біологічних середовищ за функцією коефіцієнта відбиття

Назарчук Л.Ю. Восстановление параметров биологических сред за функцией коэффициента отражения

Nazarchuk L.U. Reconstruction of parameters of biological tissues on function of amplification coefficient

УДК 621.372.8

Восстановление параметров биологических сред за функцией коэффициента отражения / **Л.Ю.**

Назарчук

Стаття посвящена проблеме контроля однородности разнообразных материалов, а также исследованию структуры материалов и биологических объектов. Показана возможность восстановления комплексных диэлектрических параметров биобъектов за их коэффициентом отражения, а именно за экстремальными частотами зависимости коэффициента отражения в определенном частотном диапазоне $[f_1, f_2]$.

УДК 621.372.8

Reconstruction of parameters of biological tissues on function of amplification coefficient / L.U.

Nazarchuk

Given work is devoted to a problem of uniformity of variety materials and research of a structure of materials and biological objects. A possibility of reconstruction of complex dielectric parameters of biological objects on amplification coefficient is shown.