

Ю.Є. ХОРОШАЙЛО, канд. техн. наук, Н.Я. ЗАЙЧЕНКО,
О.Б. ЗАЙЧЕНКО, канд. техн. наук

УДОСКОНАЛЕННЯ СПЕКТРОСКОПІЧНОГО МЕТОДУ ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ЗАЛОМЛЕННЯ МАТЕРІАЛУ ЗРАЗКА ФІЛАМЕНТУ ДЛЯ 3D ДРУКУ В ТЕРАГЕРЦОВОМУ ДІАПАЗОНІ

Вступ

Основною проблемою терагерцової спектроскопії та даного дослідження зокрема є протиріччя між швидким розвитком засобів терагерцової спектроскопії та відставанням моделей, що використовуються у терагерцевій спектроскопії, тоді як сусідня мікрохвильова область має набір готових моделей. У статті розглянуто актуальну проблему неруйнівної дефектоскопії філаменту для 3D друку. Предметом дослідження є процес визначення коефіцієнта заломлення матеріалу філаменту для 3D друку з урахуванням перевідбиттів від протилежних стінок, що досліджується методом терагерцової спектроскопії у часовій області. Перевідбиття від протилежних стінок називаються ефектом Фабрі – Перо, при цьому інтерференційні члени, що виникли через перевідбиття від стінок, традиційно враховуються додаванням і надаються у вигляді ряду. Недоліком моделі у вигляді простого додавання є відкидання членів ряду вище за четвертий, що призводить до неточності моделі. Моделі, побудовані на описі стоячої хвилі в мікрохвильовому тракті з уточненнями, перенесені на нову область терагерцової спектроскопії в часовій області. Наукова цінність полягає у підвищенні точності за рахунок обліку інтерференційних членів. Аналогія між ефектом Фабрі – Перо, що використовується в терагерцевій спектроскопії, з перевідбиттями в мікрохвильовому багатозондовому мультиметрі дозволила запропонувати такі рекомендації. По-перше, оскільки фазова відстань між датчиками в мікрохвильовому мультиметрі подібна до товщини досліджуваного зразка в терагерцовій спектроскопії, отже, можна підібрати таку товщину зразка, щоб інтерференційні члени компенсувалися; по-друге, можна просте підсумовування сигналів на виході зі зразка замінити алгоритмічною обробкою, умовою для цього є існування крім основного сигналу в часовій області реєстрованих сигналів відлуння значно меншої амплітуди, отже, можна побудувати систему рівнянь і шляхом її вирішення визначити шукані параметри коефіцієнта заломлення матеріалу зразка філаменту.

Аналіз останніх досліджень та публікацій

В статті [1] представлено метод максимальної правдоподібності для оцінки параметрів у терагерцовій часовій спектроскопії, отримано функцію імовірності для параметризованої функції частотної характеристики. Метод забезпечує оцінки параметрів, які перевищують інші широко використовувані методи, і забезпечує надійне вимірювання. Це відбувається завдяки статистичній обробці і використанню універсального методу найменших квадратів. Також розроблено просту модель шуму, яка параметризована трьома домінуючими джерелами. Продемонстровано метод із застосуванням до характеризування параметрів речовини.

Пористість та неоднорідність 3D-друкованих полімерних зразків досліджували за допомогою терагерцової спектроскопії у часовій області та аналізували вплив налаштувань 3D-принтера. Набір зразків PETG був надрукований на 3D-принтері шляхом систематичного зміни параметрів принтера, включаючи товщину шару, діаметр сопла, товщину нитки (рядка філаменту), екструзію та малюнок друку. Їх ефективні показники заломлення та коефіцієнти втрат були виміряні та порівняні з показниками твердого PETG. Пористість розраховували за показником заломлення. Дифракційна особливість спостерігалася в спектрі втрат усіх 3D-друкованих зразків і використовувалася як ознака неоднорідності. Було знайдено оптимальне співвідношення налаштувань принтера, де пористість і неоднорідність були зведені до мінімуму [2].

Терагерцова спектроскопія у часовій області (THz-TDS) є перевіреним методом, за допомогою якого можна отримати комплексні показники заломлення матеріалів оскільки інформацію про фазу та амплітуду можна отримати з вимірювань. Однак попередня обробка даних вручну все ще необхідна, а параметри матеріалу вимагають ітераційної підгонки, що призводить до складності, втрати точності та невідповідності між вимірюваннями. В якості альтернативи можна використовувати наближення, щоб уможливити аналітичне вилучення, але зі значною жертвою точності. Автори статті досліджують використання методів машинного навчання для інтерпретації спектроскопічних даних THz-TDS шляхом навчання з великими наборами даних змодельованих взаємодій світло-речова, що призводить до обчислювальної ефективної штучної нейронної мережі для вилучення параметрів матеріалу. Навчена модель покращує точність аналітичних методів, які потребують наближення, при цьому її легше реалізувати та швидше запускати, ніж ітераційні методи пошуку кореня. Ми припускаємо, що нейронні мережі можуть усунути багато поширених перешкод, пов'язаних з аналізом даних THz-TDS, таких як розгортання фази, вікно часової області, повільний час обчислень і точність вилучення в діапазоні низьких частот [3].

Метод терагерцової спектроскопії у часовій області

Оскільки терагерцова спектроскопія у часовій області використовується в основному для характеристики матеріалів, велика кількість літератури присвячено питанням виділення параметрів, тобто розрахунку оптичних параметрів досліджуваних матеріалів за їх терагерцовими спектрами пропускання. Як і інші спектрометри, вимірювання терагерцової спектроскопії у часовій області вимагають порівняння між даними, записаними зі зразком, розміщеним на шляху променя, та еталонними даними, записаними з вилученим зразком. Перші вимірювання діелектричних проникностей матеріалів були продемонстровані незабаром після винаходу терагерцової спектроскопії у часовій області.

Принцип роботи терагерцового спектрометра показаний на рис.1

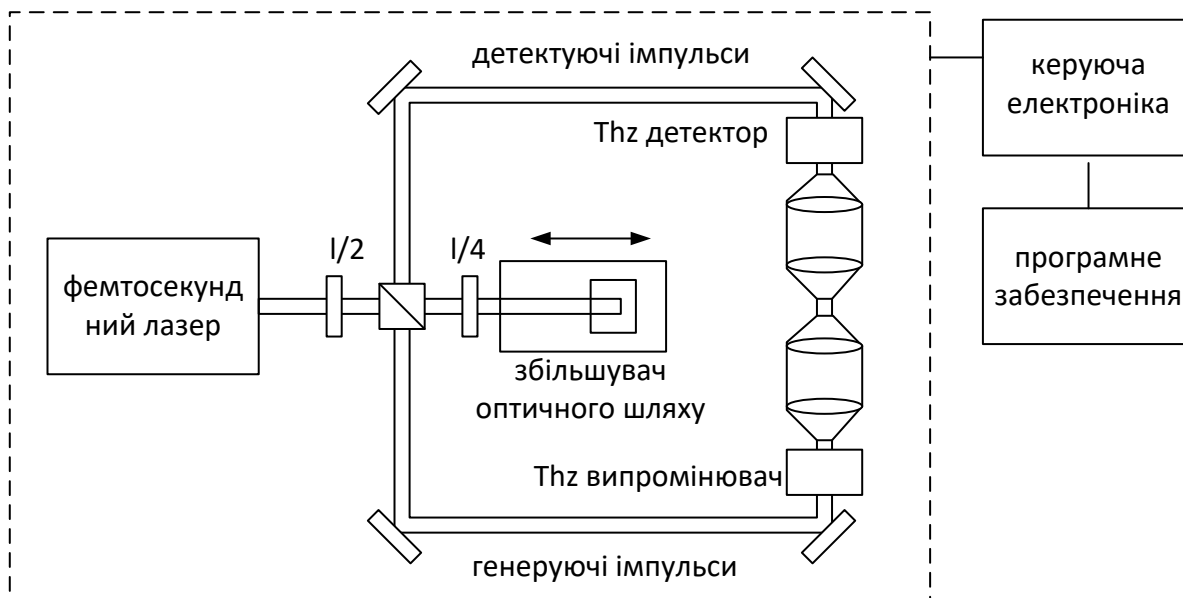


Рис. 1. Терагерцова спектрометрична установка

У цьому спектрометрі лазерний промінь поділяється на два промені: генеруючий і детектуючий. Ці промені проходять різні оптичні шляхи до випромінюючої та приймальної антен відповідно. Один оптичний тракт має змінну довжину для контролю затримки імпульсу, що надходить на відповідну антену (рис.1). Після того, як імпульс генерується в випромінюючій антені, «виявлений» імпульс дозволяє відповідній антені виміряти напруженість електричного поля. Змінюючи оптичну затримку, вимірювання проводяться в потрібний час.

Пізніше з цих моментів часу за допомогою перетворення Фур'є отримують частоти. Коли досліджуваний зразок поміщають в прилад, прийнятий сигнал змінюється. Для отримання інформації про властивості матеріалу порівнюють два отримані спектри.

Порівняльний аналіз графічних, аналітичних та метрологічних моделей для терагерцових та мікрохвильових вимірювальних приладів для визначення параметрів матеріалів

Звичайно терагерцові спектрометри порівнюють з векторними аналізаторами кіл. Відомо, що скалярні дванадцятиполюсні аналізатори кіл мають такий же функціонал, як векторні аналізатори кіл, але відрізняються принципом дії, більш прості, надійні та значно дешевші, що є їх перевагою. Багатозондовий мікрохвильовий мультиметр представляє з себе різновид скалярного аналізатора кіл.

Багатозондові мікрохвильові мультиметри крім потужності і коефіцієнта відбиття навантаження також використовуються для вимірювання діелектричної проникності і коефіцієнта заломлення діелектричних матеріалів. Спроби екстраполювати мікрохвильові мультиметри на терагерцовий діапазон не можна вважати вдалим, адже зменшення розмірів хвилеводних компонентів приладів є межею для просування мультиметрів у галузь терагерцових коливань. Але подібність тим не менше є. Мета цього підрозділу довести існування подібності між методами та моделям для обох частотних діапазонів терагерцового та мікрохвильового.

Основним рівнянням терагерцової спектроскопії є залежність показника заломлення від різних параметрів, у тому числі від товщини зразка:

$$n(\omega) = n_0 - \frac{c}{\omega l} \arg \{ H(\omega) \}, \quad (1)$$

де c – швидкість світла, l – товщина зразка, n_0 – коефіцієнт заломлення у повітрі, ω – кутова швидкість, H – співвідношення подане нижче [1]

$$H(\omega) = \frac{4n(\omega)n_0}{[n(\omega) + n_0]^2} \exp \left\{ -k(\omega) \frac{\omega l}{c} \right\} \exp \left\{ -j[n(\omega) - n_0] \frac{\omega l}{c} \right\}, \quad (2)$$

$k(\omega)$ – коефіцієнт згасання

$$\arg \{ H(\omega) \} = -[n(\omega) - n_0] \frac{\omega l}{c}. \quad (3)$$

Показники заломлення навколишнього вільного простору та діелектрика позначаються $\hat{n}_0 = 1$ і \hat{n}_s відповідно. Крім того, $E_0(\omega)$ – падаюча хвиля; θ_i – кут падіння; θ_t – кут заломлення. Відстань поширення l_θ визначається з товщини зразка l і дорівнює $l / \cos(\theta_t)$. Стрілки показують проміжні шляхи розповсюдження, згруповані в передачу, 1, 2, 3, ..., і відбиття, 1', 2', 3' ... (рис. 2).

На рис. 2 показано, що промінь $E_0(\omega)$, який входить справа зверху під деяким кутом до поверхні зразка, частково відбивається (1 на рисунку), а частково проходить крізь зразок до протилежної грані зразка, де він розділяється на два промені; той який відбився, йде в напрямку правої грані, другий промінь, який вийшов через напівпрозору стінку зразку наліво (1'), далі відбувається аналогічним чином розділення променя на правій грані з отриманням променя 2 і променя, який прямує до лівої грані, і т. ін.

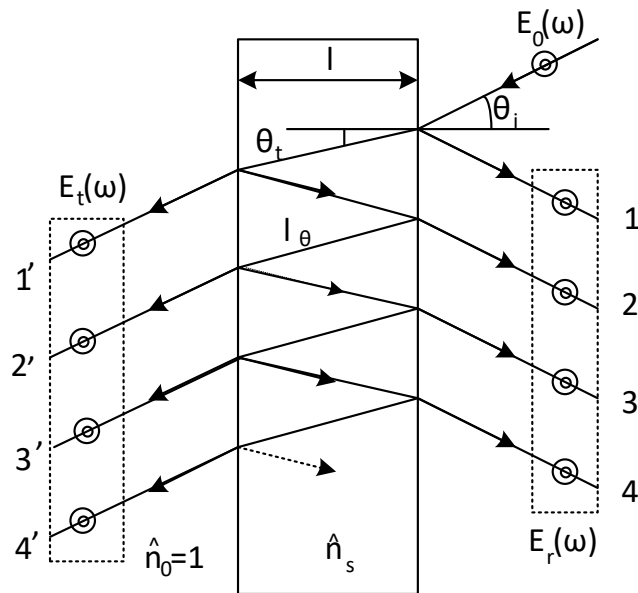


Рис. 2. Модель поширення хвилі в однорідній діелектричній пластинці

Під час просування шляхом відбиття накопичуються коефіцієнти відбиття коефіцієнти передавання. Визначення коефіцієнта передавання τ та відбиття ρ для хвилі яка падає з вільного простору

$$\tau = \frac{2}{1 + \hat{n}_s}, \quad \rho = \frac{1 - \hat{n}_s}{1 + \hat{n}_s}$$

Визначення коефіцієнта передавання τ' та відбиття ρ' для хвилі яка падає та відбивається від другого боку зразка

$$\tau' = \frac{2\hat{n}_s}{\hat{n}_s + 1}, \quad \rho' = \frac{\hat{n}_s - 1}{\hat{n}_s + 1}$$

Таким чином,

шлях відбиття

множник

1

ρ

2

$$\tau\tau'\rho' \exp\left[-2j\hat{n}_s \frac{\omega l}{c}\right]$$

3

$$\tau\tau'\rho'^3 \exp\left[-4j\hat{n}_s \frac{\omega l}{c}\right]$$

(4)

4

$$\tau\tau'\rho'^5 \exp\left[-6j\hat{n}_s \frac{\omega l}{c}\right]$$

5

...

Аналогічні формули існують для шляху передавання [4].

У випадку нормального падіння, де $\theta_i = 0$, всі шляхи передачі (відбиття) перекриваються і $l_\theta = l$. Таким чином, загальна передана хвиля є результатом складання хвиль всіх проміжних шляхів передачі.

$$\begin{aligned}
E_t(\omega) &= \tau\tau' \cdot \exp\left[-j\hat{n}_s(\omega) \frac{\omega c}{l}\right] \cdot \\
&\cdot \left\{1 + \rho'^2 \cdot \exp\left[-2j\hat{n}_s(\omega) \frac{\omega c}{l}\right] + \rho'^4 \cdot \exp\left[-4j\hat{n}_s(\omega) \frac{\omega c}{l}\right] + \dots\right\} \cdot E_0(\omega) = \\
&= \tau\tau' \cdot \exp\left[-2j\hat{n}_s(\omega) \frac{\omega c}{l}\right] \cdot FP(\omega) \cdot E_0(\omega)
\end{aligned} \tag{5}$$

де $FP(\omega)$ представляє ефект Фабрі – Перо як наслідок відбиття всередині зразка і подається як

$$\begin{aligned}
FP(\omega) &= \left\{1 + \rho'^2 \cdot \exp\left[-2j\hat{n}_s(\omega)\right] + \rho'^4 \cdot \exp\left[-4j\hat{n}_s(\omega)\right] + \dots\right\} = \\
&= \sum_{m=0}^{\infty} \left\{\rho'^2 \cdot \exp\left[-2j\hat{n}_s(\omega)\right]\right\}^m = \\
&= \left\{1 - \rho'^2 \cdot \exp\left[-2j\hat{n}_s(\omega)\right]\right\}^{-1}
\end{aligned} \tag{6}$$

Для товстих зразків часові криві демонструють добре розділені відлуння (рис. 3). Основна ідея методу полягає у часовому вікні принаймні двох ехо-сигналів терагерцового імпульсу, викликаних багаторазовими відбиттями в зразку, і для здійснення процесу визначення для кожного з цих відлунь, тоді у нас буде більше рівнянь, ніж невідомих. Цей метод передбачає, що поглинання зразка досить низьке, щоб дозволити існування кількох спостережуваних відлунь [5, 6]. Крім того в цих публікаціях представлено метод, який покращує визначення оптичних констант шляхом одночасного з визначенням коефіцієнта заломлення визначення товщини зразка також.

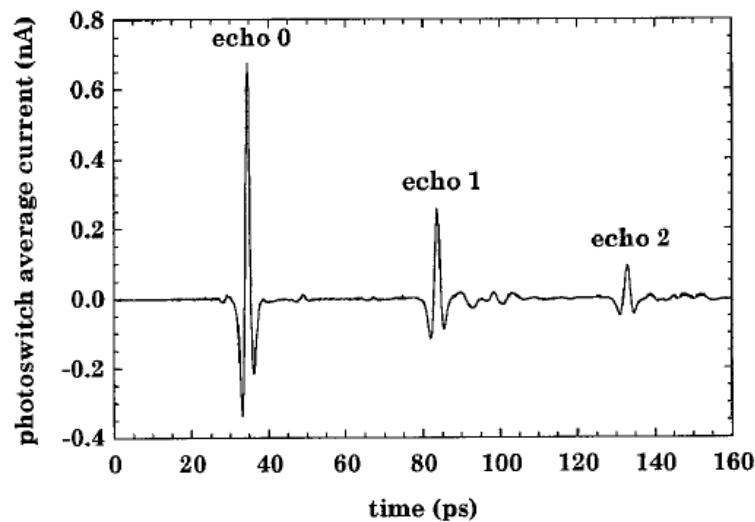


Рис. 3. Терагерцові імпульси, що передаються через пластину з LiNbO₃ товщиною 1,1 мм з поляризацією, паралельною повільній оптичній осі [6]

На рис. 3 показані відлуння, на рис. 4 – відлуння, які відповідають інтерференційним членам, тобто з цього можна зробити важливий висновок, що відлуння об'єктивно існують, їх можна виміряти і в подальшому використовувати в визначенні параметрів.

Для оптично тонких зразків накладання між послідовними відлуннями не дозволяє розбити терагерцовий сигнал, що передається через зразок, на його послідовні ехо-сигнали. Однак ефективну товщину зразка можна визначити з частотної кривої. Дійсно, коли визначається комплексний показник заломлення зразка за умов помилкової товщини, і показники

заломлення, і криві поглинання представляють штучні коливання в залежності від частоти. Такі коливання можна побачити на рис. 4.

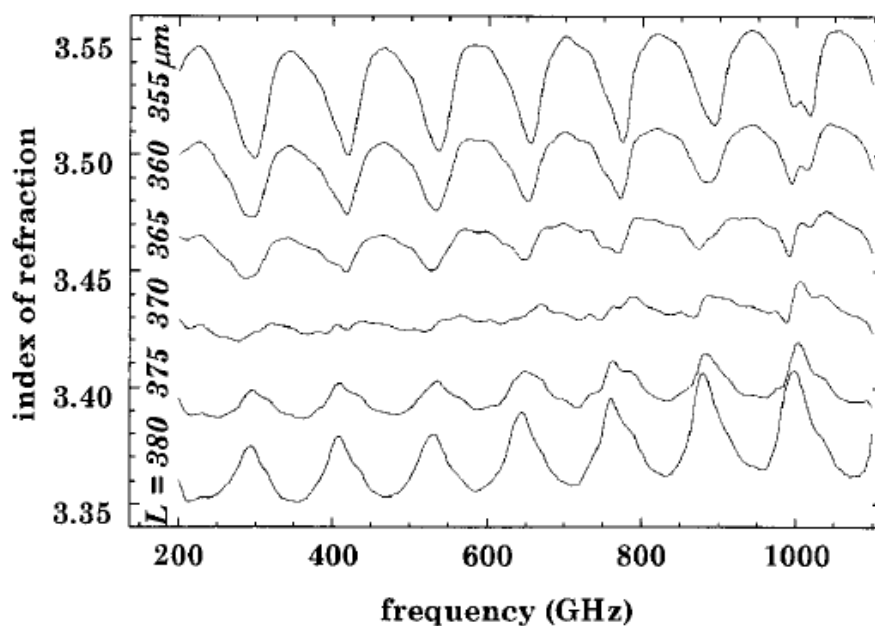


Рис. 4. Показник заломлення кремнію для різних розрахункових товщин зразка [6]

Оцінка похибки вимірювання коефіцієнта заломлення описується такими виразами:

$$\Delta n \cong (1 - n_0) \frac{\Delta L}{L} - \frac{c}{\omega L} \theta,$$

$$\theta = \arg\left(\frac{1 - N}{1 - D}\right),$$

$$N = \left(\frac{n_0 - 1}{n_0 + 1 + 2\Delta L / L_0}\right)^2$$

$$\times \exp\left(-2in_0 \frac{\omega L_0}{c}\right) \exp\left(-2i \frac{\omega \Delta L}{c}\right),$$

$$D = \left(\frac{n_0 - 1}{n_0 + 1}\right)^2 \exp\left(-2in_0 \frac{\omega L_0}{c}\right), \quad (7)$$

Перший доданок правої частини першого рядка відповідає за загальний зсув показника заломлення, вилученого зі зразка з помилковою товщиною. Штучні коливання кривих оптичних констант, побудовані в залежності від частоти рис. 4, обумовлені другим доданком першого рядка виразу (7). Проаналізуємо вплив другого доданка. Цей аналіз значно спрощується використанням представлення похибки на комплексній площині (рис. 5). Вектори OA і OB представляють 1-N і 1-D відповідно. Величина θ дорівнює $\arg(OA) - \arg(OB)$ і, таким чином, представляє кут між векторами OA і OB. Якщо припустити, що $\Delta L \ll L$, тоді точки A і B обертаються навколо точки I. Оскільки $N \cong D$, θ коливається між екстремальними значеннями θ_{\min} і θ_{\max} , як показано на рис. 5. Використовуючи елементарну тригонометрію в прямокутних трикутниках, можна показати, що

$$\begin{aligned} \min(\Delta n) &= (1 - n_0) \frac{\Delta L}{L} - \frac{c}{\omega L} \theta_{\max} \cong (1 - n_0) \frac{\Delta L}{L} \\ &- \frac{2c}{\omega L} \arctan \left[\frac{R |\sin(\omega \Delta L / c)|}{1 - R} \right], \\ R &= \frac{|N| + |D|}{2} = \left(\frac{n_0 - 1}{n_0 + 1 + \Delta L / L_0} \right)^2 \\ &\cong \left(\frac{n - 1}{n + 1 + \Delta L / L} \right)^2, \end{aligned} \quad (8)$$

Кут, який є мірою невизначеності, утворений векторами OA та OB. Вектори не мають фіксованого положення, а обертаються у зв'язку з невизначеністю кута. Кут буде мінімальним у місці перетину відрізка OI та кола зліва. Перетин продовження відрізка OI справа так само може використовуватися для розрахунку невизначеності, але розрахунок аналогічний розрахунку для перетину зліва і розглядатися окремо не буде. Позначимо усереднений радіус кола – R, тоді прилягаючий до кута θ катет – 1-R, протилежний катет визначається шляхом опускання перпендикуляру на OI. В трикутнику, що знаходиться в межах кола, R виступає гіпотенузою. Кут, який знаходиться в центрі кола визначається аргументом експоненціальної функції в виразах (7), отже значення кута $\omega \Delta L / c$. Тоді, користуючись визначенням синуса, знаходимо протилежний спільний катет двох трикутників, того, що знаходиться в межах кола і того, що містить кут θ . Переходячи до трикутника з кутом θ і користуючись визначенням тангенса, отримуємо вирази (8).

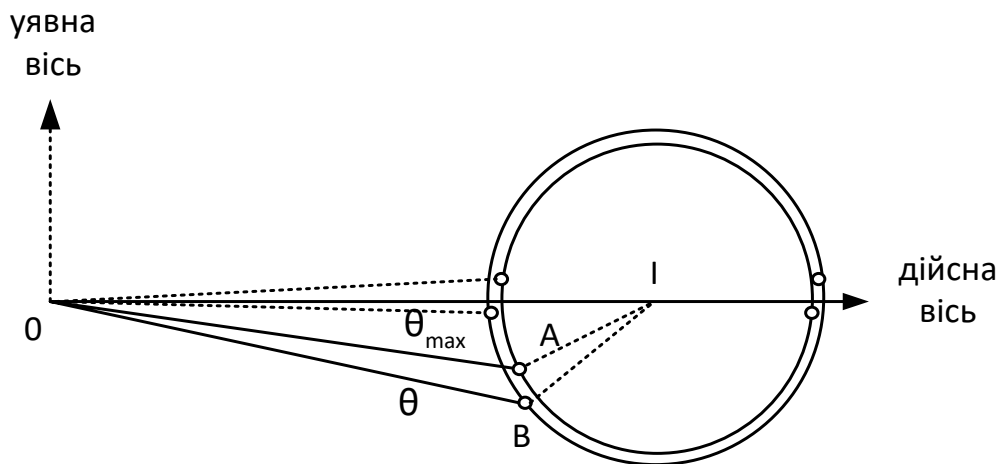


Рис. 5. Представлення осцилюючого члена рівняння ефекту Фабрі – Перо, що відповідає за штучні коливання комплексного показника заломлення [6]

Нехай наступний рис. 6 буде зв'язуючим ланцюгом між терагерцовими та мікрохвильовими моделями, адже вони схожі тим що уособлюють похибки, представлені на комплексних площинах, використовують тригонометрію, звичайно з деякими розбіжностями.

Точність вимірювання дванадцятиполюсного рефлектометра і також багатозондового хвильового мультиметра найкраще виражається через радіус невизначеності δ (рис. 6). Це радіус кола невизначеності з центром у вимірюваному комплексному коефіцієнті відбиття на комплексній площині, всередині кола невизначеності з високою ймовірністю (наприклад, 99 %) знаходиться справжній коефіцієнт відбиття. Він може поєднувати як систематичні, так і випадкові помилки [16]. Типове значення похибки становить від 0,01 до 0,03, що для вимірювання низького коефіцієнта відбиття відповідає ефективній спрямованості від 40 до 30 дБ.

Проте застосовувані в метрології рефлектометри досягають кращих значень δ від 10^{-3} до 10^{-4} .

На рис. 6 показана похибка визначення коефіцієнта відбиття навантаження, в даному випадку прямокутний трикутник в моделі використовується таким чином: кут відповідний за невизначеність $\Delta\phi$ відбудовується від центра великого кола, вектор Γ в напрямку радіуса великого кола є прилягаючим катетом прямокутного трикутника, протилежний катет є похибка, протилежний катет проходить через центр меншого кола, на відмінність від рис. 4, де прямокутний трикутник знаходиться в місті лівого перетину кола і відрізка, який з'єднує точки O та I , Γ є модулем коефіцієнта відбиття навантаження багатозондового мікрохвильового мультиметра.

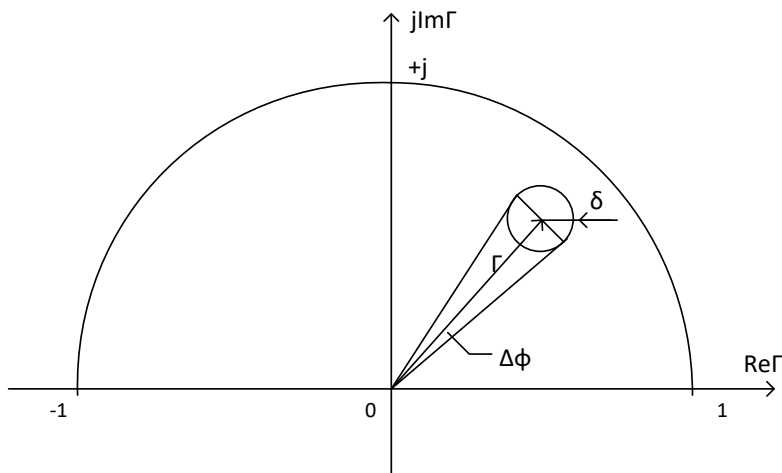


Рис. 6. Коло невизначеності вимірювання коефіцієнта відбиття навантаження [16]

Проведене порівняння метрологічних моделей доводить наявність спільних властивостей у мікрохвильових та терагерцових вимірювальних приладів.

Звернемося до графічних моделей рис. 2 та 7. Орієнтований граф багатозондового мікрохвильового мультиметра (рис. 7) складається з вузлів та гілок. Сигнал, що передається гілкою у вузол, до якого ця гілка підходить, дорівнює добутку вхідного сигналу, тобто сигналу відповідного вузла, з якого вона виходить, на її передачу. Під шляхом в теорії графів розуміють сукупність гілок, які проходять в прямому напрямку, та які не торкаються жодного з вузлів більш одного разу [9, 10].

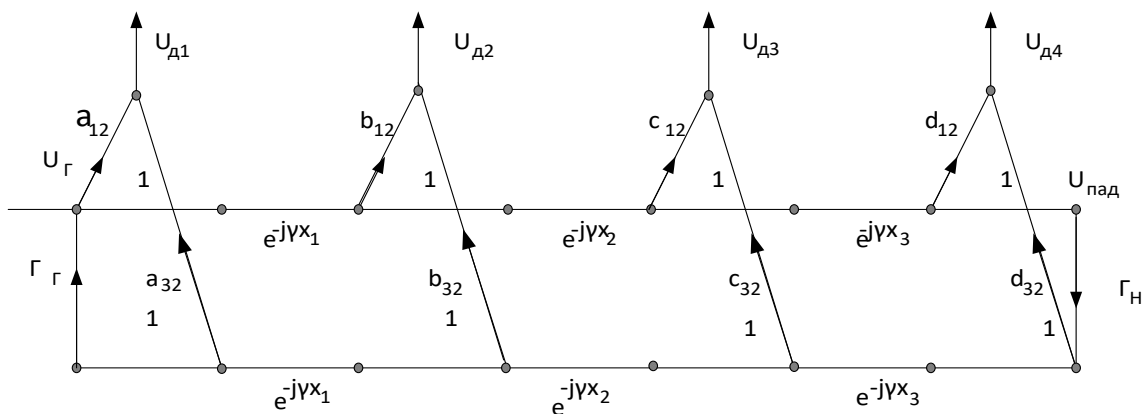


Рис. 7. Модель у вигляді орієнтованого графа в багатозондовому мікрохвильовому мультиметрі

Ефект Фабрі – Перо (рис. 2) одночасно схожий на парціальні хвилі у НВЧ передавальних трактах та на перевідбиття в багатозондовому мікрохвильовому мультиметрі. Парціальні хвилі, на перший погляд, краща фізична аналогія, але вони є моделлю дисперсійних властивостей хвилевода, тому ми змушені цю модель поки відкинути. Щодо моделі у вигляді орієнтованих графів спочатку відзначимо обмеження застосування та підкреслимо відмінності, які полягають в тому, що орієнтовані графи походять із каскадного з'єднання графічних еквівалентів матриць розсіювання [9], які описують датчики, а ефект Фабрі – Перо [4 – 6] фізично спостерігається у досліджуваному зразку. Тим не менш, аналогією точок 1, 2, 3 (рис. 2) є сигнали на датчиках (рис. 7). Привертає увагу подібність у тому, що сигнали є результатом накопичення коефіцієнтів передавання певних гілок. В орієнтовному графі більш складне математичне підґрунтя, тому що там за допомогою формули Мезона, яку ще називають формулою контурів, які не торкаються [9], розраховують сигнали на датчиках, і яка зайва для тегагерцової графічної моделі з рис. 2.

Нарешті, порівняємо аналітичні моделі. Чотирьохзондова секція в НВЧ блоці багатозондового мікрохвильового мультиметра описується рівняннями. З орієнтованого графу слідує система рівнянь [8]:

$$\begin{aligned}
 |U_{\partial 1}| &= a_{12}^2 |U_{nad}|^2 \left| 1 + \Gamma_n e^{-2j\gamma(x_1+x_2+x_3)} \right|^2 \\
 |U_{\partial 2}| &= a_{12}^2 |U_{nad}|^2 \left| 1 + \Gamma_n e^{-2j\gamma(x_2+x_3)} \right|^2 \\
 |U_{\partial 3}| &= a_{12}^2 |U_{nad}|^2 \left| 1 + \Gamma_n e^{-2j\gamma x_3} \right|^2 \\
 |U_{\partial 4}| &= a_{12}^2 |U_{nad}|^2 \left| 1 + \Gamma_n \right|^2 \\
 U_{nad} &= U_{zen} / \left(1 - \Gamma_n \Gamma_n e^{-2j\gamma(x_1+x_2+x_3)} \right)
 \end{aligned} \tag{9}$$

де Γ_n, Γ_2 – модулі коефіцієнта відбиття навантаження та генератора відповідно, γ – коефіцієнт розповсюдження, U_{nad} – напруга падаючої хвилі, a_{12}^2 – коефіцієнт перетворення датчика, однакові коефіцієнти перетворення датчиків є ідеалізацією з метою спростити модель, $a_{12} = b_{12} = c_{12} = d_{12}$, x_i – відстань між сусідніми датчиками, $U_{\partial i}$ – напруга на i -му датчику.

Вирази (9) подібні до виразів (4) – (6), тому що в виразі (9) показники експонент є результатом накопичення коефіцієнтів передач гілок орієнтованого графа на шляху від початкового вузла через проміжні до кінцевого, так само як і вираз (4).

Вираз (9) можна спростити і зробити більш придатним для подальших розрахунків таким чином. Експоненти можна перетворити за допомогою формул Ейлера $\cos(x) = (e^{ix} + e^{-ix}) / 2$ на тригонометричні функції, і тоді за умов спеціально обраного початку обліку фази можна отримати

$$\begin{cases}
 P_1 = P_{пад} (1 + \Gamma^2 + 2\Gamma \cos(\phi - \theta)) \\
 P_2 = P_{пад} (1 + \Gamma^2 + 2\Gamma \cos(\phi)) \\
 P_3 = P_{пад} (1 + \Gamma^2 + 2\Gamma \cos(\phi + \theta)) \\
 P_4 = P_{пад} (1 + \Gamma^2 + 2\Gamma \cos(\phi + 2\theta))
 \end{cases} \tag{10}$$

де Γ, ϕ – модуль та фаза коефіцієнта відбиття навантаження, θ – фазова відстань між сусідніми датчиками $\theta = \frac{4\pi x}{\lambda_{xв}}$, $\lambda_{xв}$ – довжина хвилі в хвилеводі, $P_{пад} = U_{пад}^2$ – потужність падаючої хвилі, P_i – потужність на i -му датчику.

Третій доданок в дужках – інтерференційний член рівняння.

Нехай фазова відстань θ дорівнює $\pi/2$, тоді використовуючи тригонометричні формули приведення отримаємо з виразу (6).

$$\begin{cases} P_1 = P_{пад}(1 + \Gamma^2 + 2\Gamma \sin(\phi)) \\ P_2 = P_{пад}(1 + \Gamma^2 + 2\Gamma \cos\phi) \\ P_3 = P_{пад}(1 + \Gamma^2 - 2\Gamma \sin(\phi)) \\ P_4 = P_{пад}(1 + \Gamma^2 - 2\Gamma \cos(\phi)) \end{cases} \quad (11)$$

Додавання чотирьох рівнянь (9) за умов, що θ дорівнює $\pi/2$ призводить до компенсації інтерференційних членів, а саме однакових тригонометричних функцій з протилежними знаками. Запропоноване удосконалення у терагерцовому діапазоні полягає у підборі фазової відстані проходження променя за рахунок варіювання на стадії створення товщини зразка, таким чином, щоб проміні в точках 1, 2, 3, 4... на рис. 2 мали інтерференційні члени пропорційні $\sin\alpha$, $\cos\alpha$, $-\sin\alpha$, $-\cos\alpha$ та при додаванні компенсувалися. Умовою і обмеженням застосування є рівність амплітуд, але співвідношення амплітуд в точках 1, 2, 3, 4... на рис. 2 є предметом подальших досліджень.

Аналіз графічних, аналітичних та метрологічних моделей для терагерцових та мікрохвильових приладів показав їх подібність та довів можливість перенесення доробок з мікрохвильового діапазону в терагерцовий.

Висновки

Удосконалення методу терагерцової спектроскопії за рахунок обліку інтерференційних складових стало можливим завдяки доказу аналогій моделі в терагерцовому та мікрохвильовому (гігагерцовому) діапазоні і можливості опису явища системою лінеаризованих рівнянь, тим самим з'являється можливість використання відомих авторам статті методів рішення систем лінійних рівнянь, яких існує багато [11 – 15], наприклад методи лінійної алгебри, метод найменших квадратів, процедура Робінса – Монро, фільтр Калмана, що частково співпадає з відомими рішеннями [1].

Перспективний напрямок досліджень пов'язаний з оптимізацією товщини зразка, що дозволить удосконалити модель і метод вимірювання в терагерцовій спектроскопії. Запропонований підхід використовує аналогію з мультиметрами в мікрохвильовому діапазоні, а саме фазова відстань між датчиками в мікрохвильовому блоці багатозондового мікрохвильового мультиметра подібна до електричного шляху променя від однієї до іншої грані зразка матеріала у терагерцовому спектрометрі.

Список літератури:

1. Mohtashemi L., Westlun, P., Sahota D. G., Lea G. B., Bushfield I., Mousavi P., Dodge J. S. Maximum-likelihood parameter estimation in terahertz time-domain spectroscopy // Optics Express. 2021. Vol. 29, No. 4. P. 4912-4926.
2. Naftaly M., Savvides G., Alsharee, F., Flanigan P., Lui G., Florescu M. Mullen R. A. Non-Destructive Porosity Measurements of 3D Printed Polymer by Terahertz Time-Domain Spectroscopy// Applied Sciences. 2022. Vol.12, No. 2. P. 927-938.
3. Klokou N., Gorecki J., Wilkinson J. S. Apostolopoulos V. Artificial neural networks for material parameter extraction in terahertz time-domain spectroscopy // Optics Express. 2022, Vol. 30, No. 9. P. 15583-15595.
4. Withayachumnankul W., Naftaly M. Fundamentals of measurement in terahertz time-domain spectroscopy // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2014. Vol. 35, No.8. P. 610-637.

5. Dorney T. D., Baraniuk R. G., Mittleman D. M. Material parameter estimation with terahertz time-domain spectroscopy // JOSA A. 2001. Vol. 18, No. 7. P.1562-1571.
6. Duvillaret L., Garet F., Coutaz J. L. Highly precise determination of optical constants and sample thickness in terahertz time-domain spectroscopy // Applied optics. 1999. 199938(2). P.409-415.
7. Obero L., Bisi M., Kazemipour A., Steiger A., Kleine-Ostmann T., Schrader T. Measurement comparison among time-domain, FTIR and VNA-based spectrometers in the THz frequency range // Metrologia. 2017. Vol.54, No.1. P. 77-84.
8. Билько М. И., Томашевский А. К. Измерение мощности СВЧ. Москва : Радио и связь, 1976. 168 с.
9. Силаев М. А., Брянцев С. Ф. Приложение матриц и графов к анализу СВЧ устройств. Москва : Сов. радио, 1970. 248 с.
10. Somlo P. I., Hunter J. D. Microwave impedance measurement. Peter Peregrinus Ltd. 1985 207 p.
11. Zaichenko O., Miroshnyk M., Galkin, P. Signal Flow Graph for Optimizing of Mutual Sensors Reflection in the Multiprobe Microwave Multimeter // 2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON). 2019. P. 200-203.
12. Zaichenko O., Galkin P., Zaichenko N., Miroshnyk M. Six-port Reflectometer with Kalman Filter Processing of Sensor Signals Proceedings / 15th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics // Telecommunications and Computer Engineering, TCSET 2020. 2020. P. 55–58.
13. Zaichenko O., Miroshnyk M., Zaichenko N., Miroshnyk A. A. Multiprobe microwave multimeter signals iterative processing // 30th International Scientific Symposium Metrology and Metrology Assurance, MMA. 2020. 2020. P. 1-4.
14. Zaichenko O., Galkin P., Miroshnyk M., Zaichenko N., Miroshnyk A. Application of Six-Port for Distance Measurement // 2020 IEEE International Conference on Problems of Infocommunications Science and Technology, PICST 2020 Proceedings. 2020. P. 97-100.
15. Zaichenko O. B., Zaichenko, N. Y. Systematization of the Formulas of Resonant Ferrite Isolator Loss // Radio Electronics, Computer Science, Control. 2022. Vol. 1. P.20-29.
16. Bilik V. Six-port measurement technique: principles, impact, applications // Invited paper at the International Conference Radioelectronika. 2002. P. 1-32.

Надійшла до редколегії 20.05.2022

Відомості про авторів:

Хорошайло Юрій Євгенійович – канд. техн. наук, професор, завідувач кафедри проектування та експлуатації електронних апаратів, Харківський національний університет радіоелектроніки, Україна, e-mail: yurii.khoroshailo@nure.ua, ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-4239-4357>

Зайченко Наталія Ярославівна – аспірант кафедри медіаінженерії та інформаційних радіоелектронних систем, Харківський національний університет радіоелектроніки, Україна, e-mail: nataliia.zaichenko@nure.ua, ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-9798-7136>

Зайченко Ольга Борисівна – канд. техн. наук, доцент, доцент кафедри проектування та експлуатації електронних апаратів Харківський національний університет радіоелектроніки, Україна, e-mail: olha.zaichenko@nure.ua, ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-4936-2785>