

КОНТРОЛЬ І ДІАГНОСТИКА ПРОЦЕСІВ ТА СИСТЕМ В ПРИЛАДОБУДУВАННІ

УДК 535.417 +53.082.5+531.7

ЗАСТОСУВАННЯ ТРИХВИЛЬОВОЇ ГЕТЕРОДИННОЇ ІНТЕРФЕРОМЕТРІЇ ДЛЯ ВИМІРЮВАННЯ ТОВЩИНИ НАНОРОЗМІРНИХ ШАРІВ У ПРОЦЕСІ ЇХ НАПИЛЕННЯ

¹⁾Лендєл В. В. ²⁾Степахно І. В., ¹⁾Яровою Л. К.¹⁾Київський національний університет імені Тараса Шевченка,

Київ, Україна

²⁾Національний технічний університет України

«Київський політехнічний інституту імені Ігоря Сікорського», Київ, Україна

E-mail: yarovoi@univ.kiev.ua

У роботі запропоновано новий метод поточного вимірювання товщини шару оптичних плівок у процесі їх нанесення, зокрема методом вакуумного напилення. Такі плівки серед іншого використовуються для створення різноманітних приладів оптоелектроніки, а також в оптичних наносенсорах для лабораторних досліджень у хімічній, фармацевтичній промисловості, для екологічного моніторингу оточуючого середовища.

Товщина шару оптичного матеріалу, так само, як і показник заломлення, впливають на фазовий зсув оптичного випромінювання. Обґрунтовано новий метод вимірювання фази лазерного променя, який базується на гетеродинній інтерферометрії. Запропонований нами підхід – це трихвильова гетеродинна інтерферометрія (ТГІ), інакше – TWI (three waves interference). Метод ТГІ розроблено для критичного збільшення чутливості до малих амплітуд коливань лазерних доплерівських віброметрів (ЛДВ) та підвищення їх заводо захищеності. В інтерференційних вимірювачах товщини оптичних плівок, в рефрактометрах так само, як і в ЛДВ, досліджуваним параметром є фазовий зсув $\delta\varphi$ зондувального оптичного випромінювання. Тому нароби ТГІ в ЛДВ можуть бути застосовані і при вимірюванні фазового зсуву.

На підставі аналізу математичної моделі ТГІ отримано аналітичні залежності вихідного сигналу трихвильового гетеродинного інтерферометра від фазового зсуву, зокрема, а також товщини шару оптичних плівок та показника їх заломлення. Результати моделювання показують, що для електроннооптичної апаратури, що забезпечує похибку лише до 10 % абсолютна похибка вимірювання фазового зсуву $\delta\varphi$, порівняно з класичним гетеродинним інтерферометром, може бути зменшена у 10^3 разів. Щодо товщини шару оптичного покриття, то теоретично абсолютна чутливість вимірювання може сягати лише кількох десятків ангстрем.

У роботі також проаналізовано результати експериментів із застосування ТГІ в ЛДВ. Висновки свідчать про чутливість до зміни товщини оптичного проміжку до 10^{-4} мкм. Недоліком пропонованого методу є його нелінійність, і, як наслідок, обмежений лінійний діапазон. Обговорюються напрями розширення лінійного діапазону.

Ключові слова: гетеродинна інтерферометрія; рефрактометрія; вимірювання товщини плівок; сенсори.

Вступ

Для розробки та технології виготовлення різноманітних приладів оптоелектроніки та оптичних наносенсорів важливо прецизійно контролювати товщину нанорозмірних плівок прозорих матеріалів під час їх нанесення на підкладку, або їх показник заломлення. Наприклад, лабораторні дослідження в хімічній і фармацевтичній промисловості та екології, зокрема для моніторингу якості повітря застосовують високочутливі прилади на основі явища поверхневого плазмонного резонансу (ППР) [1, 2] та газового аналізу [3]. Жорсткого контролю

за товщиною оптичних покриттів вимагають сучасні оптоелектроніка та сенсорика [1, 2].

Для контролю товщини оптичних покриттів у процесі їх нанесення в вакуумі використовуються різні методи, серед яких рентгеноскопічні, радіочастотні, еліпсометричні, фотометричні, інтерференційні та інші методи контролю [4–6].

Рентгенівський метод, який полягає в контрольному поглинанні X-променів тонкими металевими плівками, використовують для найбільш точних вимірювань. Але складність роботи з рентгенівським випромінюванням обмежує його використання.

Радіочастотний метод базується на вимірюванні частоти коливання кварцового резонатора при нанесенні на нього плівки речовини. Зміна частоти коливання кварцового резонатора пропорційна зміні його маси. Недоліком метода є те, що кварцовий резонатор чутливий до зміни температури, а при напорошенні випаровувачі виділяють значну кількість тепла, що вимагає використання системи охолодження.

Оптичні методи контролю є різноманітними. Зазвичай контроль товщини плівки виконують за допомогою фотометричного методу, заснованого на інтерференції хвиль в плівці без поглинання, товщина якої співрозмірна з довжиною хвилі. Фактично вимірюється оптична товщина шару, або фазовий зсув зондувального променя. У більшості випадків такі прилади працюють за режимом рефлектометра. У роботі [7] досліджено діапазон товщин 3,000-20,000 Å та похибку 40 Å. Еліпсометричні вимірювання дають можливість одночасного вимірювання товщини тонкого прозорого шару до 5 нм і його показника заломлення [6]. Крім згаданого вище [1, 2] методу вимірювання показника заломлення на базі ППР, слід згадати інтерференційні методи з низькокогерентним джерелом випромінювання [8]. Рефрактометр, побудований за схемою двопробного інтерферометра, в якості джерела використовує білий світлодіод. За даними авторів за товщини більше ніж 400 нм похибка складає $\pm 3.8\%$, але при зменшенні товщини менше 400 нм вона зростає в середньому до 12%.

Метод гетеродинної інтерферометрії не дуже розповсюджений [9], оскільки він конструктивно більш складний порівняно з інтерференційним методом за умови використання низькокогерентного джерела [8], або фотометричним методом [7]. В той же час він може дати кращі результати внаслідок винесення сигналу на частоті гетеродину з області низькочастотних завод.

Ми пропонуємо метод вимірювання фази лазерного променя, який також базується на гетеродинній інтерферометрії, але дозволяє критично підвищити чутливість цього методу.

Засади застосування методу вимірювання фази лазерного променя

Запропонований підхід – це (трихвильова) гетеродинна інтерферометрія (ТГІ) [10], що базується на багатохвильовому фотозмішуванні MWI (multy waves interference) [11]. Метод ТГІ розроблено для критичного збільшення чутливості до малих амплітуд коливань лазерних доплерівських віброметрів (ЛДВ) [12] та підвищення їх заводозахищеності [13]. В інтерференційних рефрактометрах так само, як і в ЛДВ, досліджуваним параметром є фаза оптичного випромінювання. Тому нароби ТГІ в ЛДВ можуть бути застосовані і в рефрактометричних вимірюваннях.

Принцип застосування методу пояснюється за допомогою рисунку 1, на якому умовно зображені три інтерферуючих промені, один з яких перетинає досліджуваний об'єкт S . У системі також присутні ще два оптичні елементи: фазовий модулятор PhM та оптичний атенюатор OA. Для контролю інтенсивності хвиль, що потрапляють на фотодетектор інтерферометра, в системі мають бути окремі фотодетектори.

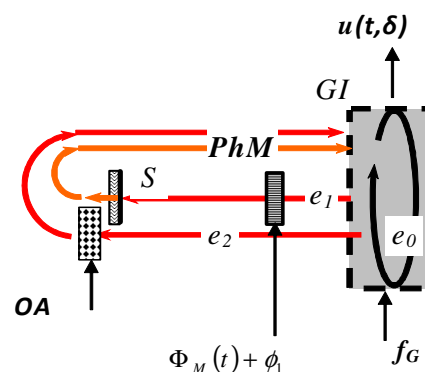


Рис. 1. Схема гетеродинного інтерферометра-рефрактометра (ГІ) з трьома каналами S – тестувальний зразок, PhM – фазовий модулятор, OA – оптичний атенюатор

Світло від лазерного джерела поділяється на три когерентні промені. Промінь e_0 , частота якого зсунута на частоту гетеродину f_G , залишається всередині інтерферометра, в той час як два інших промені – зондувальний e_1 та додатковий третій промінь e_2 , мають розповсюджуватися якомога ближче один до одного. Три зазначених хвилі інтерферують на фотодетекторі інтерферометра і результатом фотозмішування є фотострум, миттєва частота якого на частоті гетеродину f_G визначається співвідношенням [12]:

$$u(t) = \Omega m \eta \left[\frac{-\cos(\Phi_M - \varphi_2) - \eta}{2\eta \cdot \cos(\Phi_M - \varphi_2) + \eta^2 + 1} \right] \sin(\Omega t). \quad (1)$$

В (1) використовуються параметри зондувальної $e_1 = E_1 \exp(-i \cdot (\omega_{opt} t + \Phi_M(t) + \varphi_1))$ та додаткової хвилі $e_2 = E_2 \exp(-i \cdot (\omega_{opt} t + \varphi_2))$, а саме: $\Phi_M = m \cdot \cos(\Omega t) + \varphi_1$, φ_2 – їх фази; Ω , m – частота та індекс фазової модуляції зондувальної хвилі e_1 ; $\eta = E_1 / E_2$, E_1 , E_2 – амплітуди зондувальної та додаткової третьої хвилі.

Слід звернути увагу на те, що у співвідношенні (1) відсутні параметри хвилі e_0 , яка виконує роль сигналу гетеродина і лише зсуває спектр сигналу на частоті f_G .

Також зазначимо, що за відсутності третьої хвилі e_2 величина η прямує до нескінченності, а співвідношення (1) набуває вигляду для сигналу амплітуди частотної модуляції двопробеневого гетеродинного інтерферометра $U_{2w} = m\Omega$.

Інше зауваження стосується того, що $u(t)$ має розмірність частоти, а для отримання сигналу у вигляді напруги вимірювальної системи використовується частотний (фазовий) демодулятор. Тому задалегідь будемо вважати, що праворуч в (1) та подальших співвідношеннях для сигналів ТПІ знаходиться коефіцієнт 1 [v/Hz].

Проаналізуємо сигнал (1). Для цього позначимо $\varphi_2 - \varphi_1 = \pi - \delta\varphi_0 + \delta\varphi(x, n)$, де $\delta\varphi_0$ – контрольований фазовий зсув, $\delta\varphi(x, n)$ – результат впливу зміни показника заломлення n або/та товщини матеріалу x .

Розкладемо в ряд косинус у знаменнику (1), зважаючи на те, що його аргумент відповідає умові $\Phi_M - \varphi_2 = \pi + m \cos(\Omega t) + \varphi_1 \ll 1$. Продовжуючи далі перетворення, отримаємо сигнал на виході рефрактометра у вигляді гармонік та обмежимося першим членом:

$$u(\delta\varphi, t) = U1(\delta\varphi_0, \delta\varphi, \eta) \cdot \sin(\Omega t);$$

$$U \approx U1 = -m\Omega\eta \cdot \left(\frac{\eta - \cos(\delta\varphi_0 - \delta\varphi)}{1 - 2\eta \cdot \cos(\delta\varphi_0 - \delta\varphi) + \eta^2} \right). \quad (2)$$

Особливістю сигналу ТПІ $u(t)$ є наявність значного підвищення його амплітуди, коли хвилі e_1 та e_2 знаходяться в протифазі. Те саме стосується і основної гармоніки сигналу $U1(\delta\varphi, \eta)$.

Також зазначимо, що за відсутності третьої хвилі e_0 величина η прямує до нескінченності, а співвідношення (1), (2) набувають вигляду сигналу амплітуди частотної модуляції двопробеневого гетеродинного інтерферометра $U_{2w} = m\Omega$.

На рис. 2 представлено симуляції залежності амплітуди сигналу рефрактометра $U(\delta\varphi)$, нормовані на величину U_{2w} .

Для трьох випадків змінюються тільки параметри η і $\delta\varphi_0$. Усі інші параметри однакові. Залежності нормованих амплітуд побудовані для таких наборів параметрів:

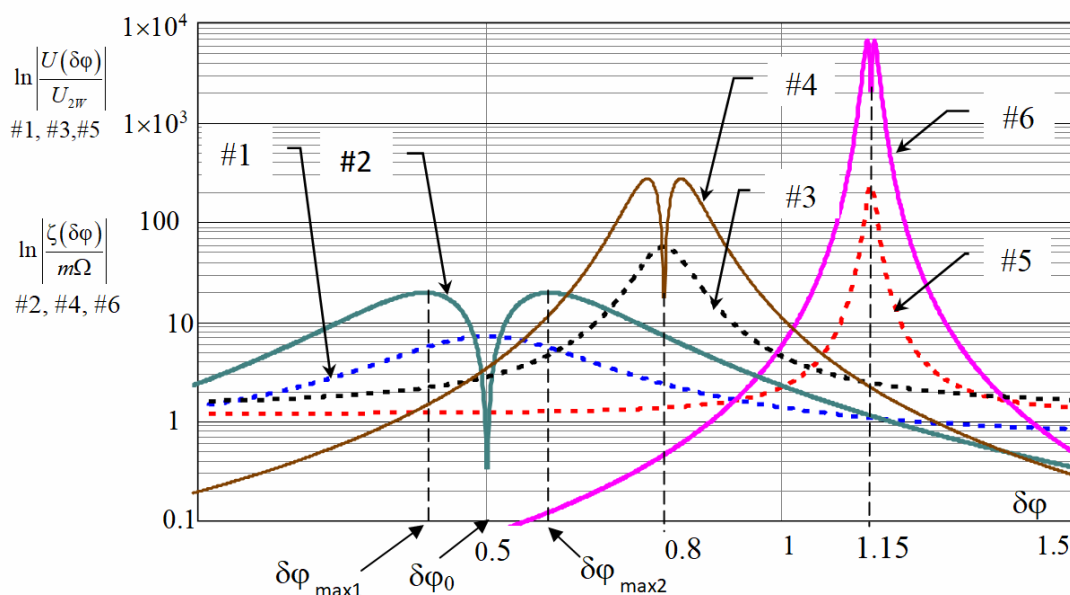


Рис. 2. Симуляція вихідних нормованих характеристик гетеродинного трихвильового інтерферометра $U1(\delta\varphi)/U1_{prol}$ – залежності #1, #3, #5, та відповідних диференціальних чутливостей $\zeta = \frac{d(U)}{d(\delta\varphi)}$ – залежності #2, #4, #6. Параметри наведені в тексті статті.

#1. $U(\delta\varphi)/U_{2w}$: $\Omega = 1kHz$, $m = 0.01$, $k = 10 \frac{1}{\mu}$,
 $\eta = 1.2$, $\Delta U = 0.01$, $\delta\varphi_0 = 0.5$.

#3. $U(\delta\varphi)/U_{2w}$: $\Omega = 1kHz$, $m = 0.01$, $k = 10 \frac{1}{\mu}$,
 $\eta = 1.1$, $\Delta U = 0.01$, $\delta\varphi_0 = 0.8$.

#5. $U(\delta\varphi)/U_{2w}$: $\Omega = 1\text{kHz}$, $m = 0.01$, $k = 10\frac{1}{\mu}$,
 $\eta = 1.01$, $\Delta U = 0.01$, $\delta\varphi_0 = 1.15$.

Вибір параметрів $\Delta U = 0.01$ та $\eta = 1.01$ обумовлено широкою доступністю електронних приладів, що можуть вимірювати сигнали з похибкою 1%. Індекс модуляції $m = 0.01$ забезпечує приблизно лінійний режим «аномального підсилення» при $\eta = 1.01$ [12].

За аналогією з фотодетекторами розглянемо величину (диференціальної) чутливості $\zeta = \frac{d(U)}{d(\delta\varphi)}$

амплітуди сигналу (дев'ять частоти) до фази оптичного сигналу: визначається формулою

$$\zeta = m\Omega\eta \cdot \left(\frac{\sin(\delta\varphi_0 - \delta\varphi)(\eta^2 - 1)}{(1 - 2\eta \cdot \cos(\delta\varphi_0 - \delta\varphi) + \eta^2)^2} \right). \quad (3)$$

Графічні залежності нормованої чутливості $\zeta(\delta\varphi)/m\Omega$ представлені також на рис. 2.

Залежності побудовані для таких самих наборів параметрів, що і нормовані амплітуди, а саме:

#2. $\zeta(\delta\varphi)/m\Omega$: $\Omega = 1\text{kHz}$, $m = 0.01$, $k = 10\frac{1}{\mu}$,
 $\eta = 1.2$, $\Delta U = 0.01$, $\delta\varphi_0 = 0.5$.

#4. $\zeta(\delta\varphi)/m\Omega$: $\Omega = 1\text{kHz}$, $m = 0.01$, $k = 10\frac{1}{\mu}$,
 $\eta = 1.1$, $\Delta U = 0.01$, $\delta\varphi_0 = 0.8$.

#6. $\zeta(\delta\varphi)/m\Omega$: $\Omega = 1\text{kHz}$, $m = 0.01$, $k = 10\frac{1}{\mu}$,
 $\eta = 1.01$, $\Delta U = 0.01$, $\delta\varphi_0 = 1.15$.

Залежність $\zeta(\eta, \delta\varphi)$ є загалом нелінійною. Її максимальне значення досягається в точках $\zeta' = \frac{d\zeta}{d(\delta\varphi)} = 0$. Розв'язком цього рівняння є дві величини $\delta\varphi_{\max 1}$, $\delta\varphi_{\max 2}$

$$\delta\varphi_{\max 1,2} = \delta\varphi_0 \pm (\pi - a \cos(H)), \quad (4)$$

$$\text{де } H = \frac{\eta^2 - \sqrt{\eta^4 + 34\eta^2 + 1} + 1}{4\eta}.$$

Відповідні значення чутливості визначають за формулою

$$\zeta_{\max} = \pm \frac{\sqrt{3}}{32} m\Omega \left(1 - \frac{12}{(\eta-1)} + \frac{12}{(\eta-1)^2} \right). \quad (5)$$

Для вимірювання товщини плівки або флуктуацій показника заломлення передбачена наступна процедура. Спочатку рефрактометр налаштовують на нульовий фазовий зсув $\delta\varphi_0(n) = 0$. Налаштування виконують за допомогою фазової ко-

мірки PhM, змінюючи оптичну фазу φ_1 хвилі e_1 таким чином, щоб амплітуда $U(\delta\varphi_0, \eta)$ сигналу рефрактометра досягла максимальної величини. Водночас, як було зазначено в [13], коливання оптичної частоти в каналах e_1 та e_2 буде відбуватися в протифазі.

Після цього внаслідок зміни різниці фазового набігу хвиль e_1 та e_2 за допомогою комірки PhM рефрактометр налаштовують на обрану точку на схилі амплітудної характеристики (2), наприклад, на одну з двох точок $\delta\varphi_{\max 1}$, $\delta\varphi_{\max 2}$ максимальної диференціальної чутливості ζ_{\max} (4). У цьому випадку амплітуда сигналу складає

$$U_{\zeta}(\eta) = km\Omega\eta \cdot \left(\frac{7}{4} + \frac{3}{2(\eta-1)} + \frac{(\eta-1)}{24} \right). \quad (6)$$

Після цих попередніх налаштувань за відомого показника заломлення n вже може виконуватись вимірювання товщини плівки Δx . Дійсно, $\zeta = \frac{d(U)}{d(\delta\varphi)}$, тоді $\Delta(\delta\varphi) = \zeta^{-1}\Delta(U)$. Використовуючи формулу (5) для максимальної чутливості ζ_{\max} , отримуємо в явному вигляді співвідношення для розрахунку поточної величини товщини плівки

$$\Delta x = \Delta U \cdot \frac{32 \cdot \sqrt{3}(\eta-1)^2}{3 \cdot \Omega m k n (\eta^2 + 10\eta + 1)}, \quad (7)$$

або загалом до фази:

$$\Delta\varphi = \Delta U \cdot \frac{32 \cdot \sqrt{3}(\eta-1)^2}{3 \cdot \Omega m (\eta^2 + 10\eta + 1)}. \quad (8)$$

Якщо для початкового налаштування обрано іншу ніж $\delta\varphi_{\max 1}$, $\delta\varphi_{\max 2}$ початкову фазу $\delta\varphi_0$, тоді замість формул (5), (7), (8) слід використовувати загальну формулу (3). Співвідношення (4) – (8) отримані за умови, що параметр η близький до одиниці.

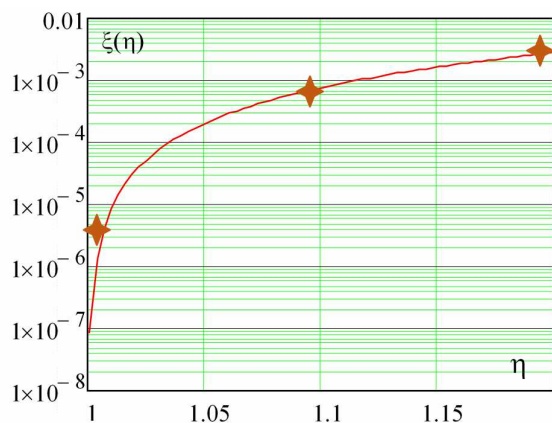
Точне визначення зміни показника заломлення Δn є можливим при відомій товщині x чутливого шару сенсора.

Чутливість методу ГХІ до вимірювання фази $\delta\varphi$ товщини плівки (так само, як і до показника заломлення) визначається здебільшого коефіцієнтом $\frac{3(\eta-1)^2}{(\eta^2 + 10\eta + 1)}$. Графік функції

$$\xi(\eta) = \frac{3(\eta-1)^2}{(\eta^2 + 10\eta + 1)}$$

наведений на рис. 3. Можна бачити, що при наближенні аргументу η до одиниці функція $\xi(\eta)$ стрімко прямує до нуля: якщо при $\eta = 1.2$ функція $\xi(\eta) = 2.7 \times 10^{-3}$, при $\eta = 1.1$,

$\xi(\eta) = 7.5 \times 10^{-4}$, а вже при $\eta = 1.01$ мінімальна детектована фаза зменшується до $\xi(\eta) = 8 \times 10^{-6}$.

Рис. 3. Графік функції $\xi(\eta)$

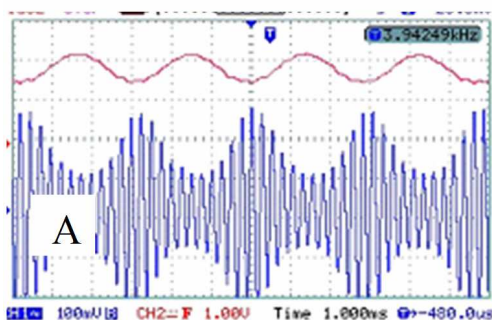
Чисельні розрахунки за формулою (7), показують, що при $\Omega = 1 \text{ kHz}$, $m = 0.01$, $k = 10 \frac{1}{\mu}$, $n = 1.5$, $\eta = 2.0$, $\Delta U = 0.01$ абсолютна

$\xi(\eta) = \frac{3(\eta-1)^2}{(\eta^2 + 10\eta + 1)}$ чутливість методу до зміни

товщини плівки складає $\Delta x_{\min} = 5 \text{ nm}$. А при $\eta = 1.1$ покращується до $\Delta x_{\min} = 0.1 \text{ nm}$.

Щодо інкременту фази $\Delta(\varphi)$ загалом, то відповідно до (8) для $\Omega = 1 \text{ kHz}$, $m = 0.01$, $k = 10 \frac{1}{\mu}$, $n = 1.5$, $\eta = 1.1$, $\Delta U = 0.01$ чутливість його визначення складає $\Delta\varphi_{\min} \approx 0.0015$, якщо ж $\eta = 1.02$ тоді $\Delta\varphi_{\min} \approx 5.0 \times 10^{-5}$.

Так само, як диференціальна чутливість $\zeta(\delta\varphi)$ методу до зміни товщини і фази досягає екстремально високих значень порівняно з двопробневим інтерферометром, теж притаманно чутливості до зміни показника заломлення. Наприклад, для набору параметрів #5 абсолютна чутливість до зміни показника заломлення складає $\Delta n_{\min} = 1.5 \cdot 10^{-8}$.



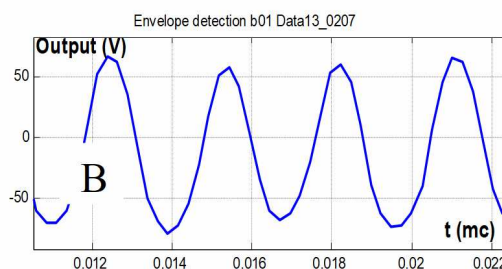
Функція $\xi(\eta)$, яка залежить лише від співвідношення амплітуд двох хвиль η , відіграє визначальну роль у отриманні надчутливості методу ТГІ. Саме тому необхідно забезпечити якнайкращу стабільність параметра η . У схемі ТГІ для цього призначені атенюатор АА та детектори інтенсивності хвиль e_1 та e_2 .

Результати експериментальних досліджень

Як було вказано раніше, метод ТГІ з успіхом застосовується в лазерній віброметрії. Робота [14] має опис проведеного експерименту на установці, схема якої функціонально співпадає з рис.1 за відмінністю того, що існує ще одне джерело фазової модуляції в зондувальному каналі e_1 $\Phi_{M2} = m_2 \cdot \cos(\Omega_2 t)$. Її джерело – гармонічна модуляція ширини проміжку S . Конкретно $m_2 = 2 \frac{2\pi}{\lambda} \cdot X_0$, де λ – довжина хвилі лазерного випромінювання, X_0 – амплітуда модуляції ширини проміжку S . Фактично цю додаткову модуляцію Φ_{M2} можна розглядати, як імітацію зміни товщини оптичного матеріалу з показником заломлення $n = 1$.

На рис. 4 наведені результати експерименту з [14], де зображено сигнали з виходу інтерферометра модуляції з такими параметрами: $X_0 = 16 \text{ nm}$, $\lambda = 0.63 \text{ mkm}$, $\Omega_2 = 2\pi \cdot 350 \text{ Hz}$, $\Omega_m = 2\pi \cdot 3.9 \text{ kHz}$, $m = 0.3$.

Енюра на рис. 4А – це вихідний сигнал лазерного віброметра. Його огинаюча (рис. 4, В) відтворює повільне коливання ширини повітряного проміжку S з амплітудою 16 нм і частотою 350 Hz. Якщо вимірювальний прилад має похибку 1%, тоді чутливість до зміни ширини проміжку складає 0.16 нм, а мінімально діагностований фазовий інкремент – 3×10^{-3} .

Рис. 4. Експеримент з модуляцією ширини оптичного проміжку x : А – сигнал на виході лазерного віброметра з ТГІ; В – огинаюча сигналу

Встановлення параметра η ближче до одиниці, хоча б на рівні $\eta = 1.1$ забезпечує похибку вимірювання фази не гірше ніж $\Delta\varphi_{\min} \approx 5.0 \times 10^{-5}$.

Висновки

Застосування методу трихвильової гетеродинної інтерферометрії дозволяє суттєво збільшити чутливість до зміни фази оптичної хвилі. Цей ефект може бути використаний для прецизійного вимірювання товщини оптичних плівок. Симуляція показує, що похибка $\Delta x_{\min} = 0.1 \text{ nm}$ може бути забезпечена без значних зусиль. Цей результат підтверджено аналізом результатів експерименту з використання трихвильового фотозмішування в лазерному доплерівському віброметрі, де оцінка похибки склала 0.16 nm .

Недоліком методу є значна нелінійність, яка обмежує діапазон вимірювань, але певною мірою вона може бути скомпенсована вибором $\delta\varphi_0$.

Також необхідно дотримуватись стабільності обраного співвідношення амплітуд η , а запорукою зменшення впливу зовнішніх завад на вихідний сигнал $u(t)$ є розповсюдження хвиль e_1 та e_2 в близьких умовах.

Література

- [1] G. V. Dorozinsky, A. I. Liptuga, V. I. Gordienko, V. P. Maslov, V. V. Pidgornyi, "Diagnostics of motor oil quality by using the device based on surface plasmon resonance phenomenon", *Scholars Journal of Engineering and Technology*, vol. 3, pp. 372-374, 2015.
- [2] O. V. Makarenko, A. L. Yampolskiy, V. V. Lendiel, L. V. Poperenko, V. O. Lysiuk. "Muller polarimetry of discontinuous gold films", *Semiconductor physics, quantum electronics and optoelectronics*, 22 (3), pp. 338-342, 2019. DOI: 10.15407/spqeo22.03.338
- [3] V. V. Il'chenko, O. M. Kostiukevych, V. V. Lendiel, V. I. Radko, N. S. Goloborodko, "Effect of gas environment on electrophysical parameters of heterojunctions on the basis of schottky barrier with nano-structured (95% In₂O₃+ 5% SnO₂) oxide films", *Ukrainian Journal of Physics*, 61(1), pp. 38-43, 2016. DOI: 10.15407/ujpe61.01.0038
- [4] P. V. Криночкін, О. В. Осадчук, "Проблеми вимірювання товщини нанесеного покриття та методи підвищення його точності", *Науковий вісник КУЕІТУ. Нові технології*, № 1 (23), с. 102-105, 2009.
- [5] Л. С. Бабаджанов, М. Л. Бабаджанова. *Метрологическое обеспечение измерений толщины покрытий. Теория и практика*. Изд.1-е, 2004.
- [6] Peter Nestler and Christiane A. Helm, "Determination of refractive index and layer thickness of nm-thin films via ellipsometry", *Optics Express*, vol. 25, Issue 22, pp. 27077-27085, 2017. DOI: 10.1364/OE.25.027077
- [7] Kwangrak Kim, Soonyang Kwon, and Heui Jae Pahk, "Fast Analysis of Film Thickness in Spectroscopic Reflectometry using Direct Phase Extraction", *Curr. Opt. Photon.*, vol. 1, no. 1, pp. 29-33, 2017. DOI: 10.3807/COPP.2017.1.1.029
- [8] Jaeho Kim, Kwangrak Kim, and Heui Jae Pahk, "Thickness Measurement of a Transparent Thin Film Using Phase Change in White-Light Phase-Shift Interferometry", *Curr. Opt. Photon.*, vol. 1, no. 5, pp. 505-513, 2017. DOI: 10.3807/COPP.2017.1.5.505
- [9] Arun Ananth, Aiyer Mark A. Meloni, Kenneth C. Harvey, Andrew Weeks Kueny, "Heterodyne reflectometer for film thickness monitoring and method for implementing", *Patent USA 7339682B2*, 2005-02-25.
- [10] O. De la Rochefoucauld, S. M. Kannah, E. S. Olson, "Recording depth and signal competition in heterodyne interferometry", *J Acoust. Soc. Am.*, 117 (3 Pt. 1), pp. 1267-1284, 2005. DOI: 10.1121/1.1848177
- [11] G. Siegmund, "Sources of measurement error in laser Doppler vibrometers and proposal for unified specifications", in *Proc. SPIE*, vol. 7098, pp. 70980Y-1-70980Y-13, 2008. DOI: 10.1117/12.803150
- [12] Л. К. Яровой, "Аналіз трьох хвильової інтерференції в лазерному віброметрі", *Вісник Київського університету. Серія: фізико-мат. Науки*, Вип. 4, с. 116-121, 2005.
- [13] L. Yarovoi, I. Stepakhno, "A novel approach to reduce the influence of external conditions on the laser Doppler vibrometer signal acting in the nanometer range", *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 1149, pp. 012023-1-012023-8, 2018. doi: 10.1088/1742-6596/1149/1/012023
- [14] Л. К. Яровой, "Вимірювання наноамплітудних механічних коливань лазерним доплерівським віброметром з модуляцією зондувальної хвилі", *Вісник Київського університету. Серія: Математика. Механіка*, Вип. 2 (30), с. 55-59, 2013.

UDC 535.417 +53.082.5+531.7

¹V. V. Lendiel, ²I. V. Stepakhno, ¹L. K. Yarovoi

¹Kyiv Taras Shevchenko National University, Kyiv, Ukraine

²National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute", Kyiv, Ukraine

APPLICATION OF THREE-WAVE HETERODYNE INTERFEROMETRY FOR NANORIZED LAYERS THICKNESS MEASUREMENT IN THE PROCESS OF THEIR DEPOSITION

The paper proposes a new method of current measurement of the layer thickness of optical films in the process of their forming, in particular, by the method of vacuum deposition. Such films, among other things, are used to create a variety of optoelectronic devices and optical nanosensors for laboratory research in the chemical and pharmaceutical industries, for environmental monitoring.

We propose a method for measuring the phase of a laser beam, which is based on heterodyne interferometry. The method of heterodyne interferometry in comparison with ordinary interference methods provides better S/N ratio results due to the transfer of the investigated signal from the low frequency domain to heterodyne frequency. Our proposed approach is the three-wave heterodyne interferometry (TGI), otherwise - TWI (three waves interference). The TGI method is designed to critically increase the sensitivity to small amplitudes of laser Doppler vibrometers and increase their noise resistance. In interference gauges of optical film thickness, in refractometers, and in many other film thickness gauges as well as in laser Doppler vibrometers the investigated parameter is the phase shift of probing optical radiation. Therefore, the developments of TGI in laser Doppler vibrometers can be used to measure the phase shift.

The analysis of the new method on mathematical model of TGI was provided. We have got the relations of the output signal of a three-wave heterodyne interferometer dependence on the phase shift $\delta\varphi$, as well as on the thickness of optical films and on their refractive index. The simulation results show that for the optoelectronic equipment that provides with an error of up to 10 %, the absolute error of phase shift $\delta\varphi$ measurement, compared to the classical heterodyne interferometer, can be reduced to 10^3 times. The same results applies to the thickness of the optical coating layer.

The paper also analyzes the results of experiments on the use of TGI in laser vibrometers and shows that they indicate the possibility of measuring the phase $\delta\varphi$ of optical radiation up to 10^{-5} . The disadvantage of the proposed method is its non-linearity and, as a result, a limited linear range. Ways of extending the linear range are discussed.

Key words: heterodyne interferometry; refractometry; film thickness measurements; sensors.

*Надійшла до редакції
24 квітня 2022 року*

*Рецензовано
16 травня 2022 року*