

методиками (за умови, що третій корелюючий параметр – коефіцієнт поглинання підкладки – відомий) не потрібна попередня оцінка показника заломлення плівки іншими методами.

1. Аззам Р., Башиара Н. *Эллипсометрия и поляризованный свет.* – М., 1981.
2. Горшков М.М. *Эллипсометрия.* – М., 1974.
3. Пшеницын В.И., Абаев М.И., Лызлов Н.Ю. *Эллипсометрия в физико-химических исследованиях.* – Л., 1986.
4. Holmes D.A. // *Appl. Opt.* – 1967. – V.6, № 1. – P. 168–169.
5. Беляева А.И., Галуза А.А., Гребенник Т.Г., Юрьев В.П. // *Оптика и спектроскопия.* – 1999. – Т.87, № 6. – С. 1041–1044.
6. Гордиенко В.М., Савельев А.Б., Шапков А.А. // *Вест. Московского ун-та. Серия 3. Физика. Астрономия.* – 2000. – № 4. – С. 41–44.
7. Кособуцкий П.С., Данилов А.Б., Прокопчук О.Л. // *Вісн. ДУ “Львівська політехніка”. Електроніка.* – 2000. – №397. – С. 66–70.

УДК 539.12.04+53.082.4

О.М. Мокрий

Національний університет “Львівська політехніка”,
кафедра фотоніки

ВИМІРЮВАННЯ ТОВЩИНИ ТОНКОГО ШАРУ РІДИНИ НА ПОВЕРХНІ ТВЕРДОГО ТІЛА ФОТООАКУСТИЧНИМ МЕТОДОМ (ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ)

© Мокрий О.М., 2005

О.М. Mokryy

THICKNESS MEASUREMENT THIN FILM OF A LIQUID ON SOLID STATE SURFACE BY PHOTOACOUSTICAL METHOD (NUMERICAL MODELLING)

© Mokryy O.M. 2005

Розглянуто безконтактний фотоакустичний метод вимірювання товщини тонкого шару рідини на поверхні твердого тіла. Здійснено числове моделювання збудження акустичних хвиль за допомогою лазерного імпульсу та поширення їх в шарі рідини. Отримана залежність часових характеристик акустичного поля від фізичних властивостей та товщини шару рідини. Показана можливість визначити товщину шару рідини за часом між двома акустичними імпульсами. Проаналізовано внесок різних чинників у точність визначення товщини шару рідини. Область товщин, для яких розглядалось застосування методу, становить 30–500 мкм.

Photoacoustical noncontact method for thickness measurement of thin liquid film on solid state surface has been considered. Excitation of acoustic waves by laser pulse and propagation them in liquid film has been modelled by numeric methods. The dependence of acoustic fields properties on physical properties and thickness of liquid film has been obtained. The possibility to determine the thickness of a liquid film using the time between two ultrasonic pulses has been shown. The influence of the different factors on accuracy of determination of the liquid film thickness has been analysed. The method was considered for thicknesses in the region of 30–500 μm .

Вступ

Проблема контролю товщини тонких шарів різноманітних речовин, нанесених на поверхні твердих тіл, пов'язана з багатьма технологіями та промисловими виробництвами. До однієї з них

належить контроль якості фарбування промислових виробів та нанесення інших захисних покриттів. Основний параметр, який контролюють, – це товщина покриття. В наш час існують різноманітні підходи для визначення товщини плівок. Це методи з використанням магнітних полів, а також оптичні, ультразвукові, мікрометричні, термографічні та інші методи. Разом з тим, триває пошук нових методик контролю. В умовах сучасного виробництва ставлять жорсткі вимоги до методики вимірювання товщини покриття. Це передовсім точність, швидкодія, безконтактність. В цьому плані перспективними є фотоакустичні методи діагностики, які ґрунтуються на збудженні акустичних хвиль лазерним імпульсом і подальшій їх реєстрації після проходження по зразку. Причому детектування акустичних хвиль також може бути виконане безконтактними оптичними методами на основі інтерферометрів різних типів [1]. Останніми роками ці методики інтенсивно розробляються, оскільки їм притаманні висока інформативність та продуктивність вимірювань, а також дуже добре просторове та часове розділення. Вимірювання характеристик поверхонь фотоакустичними методами особливо перспективне в середовищах із великим коефіцієнтом оптичного поглинання, оскільки фотоакустична взаємодія локалізується на поверхні зразка. Сьогодні активно вивчається можливість застосування фотоакустичних методів для дослідження багатошарових об'єктів. Прикладом може бути [2], де аналізується поширення в шаруватій структурі Zn-сталь поверхневої акустичної хвилі, збудженої лазерним імпульсом. Реєстрація акустичної хвилі в цій роботі здійснюється за допомогою інтерферометра. В результаті досліджень визначають коефіцієнти Ламе, причому приймають, що товщини шарів відомі. Подібні дослідження виконані в [3], де вивчаються фізичні характеристики структур Ni-Ni₃Al фотоакустичним методом. У [4] розглядається питання дослідження властивостей тришарових структур Ni-Al аналогічною методикою. Спільним підходом цих робіт є те, що для визначення характеристик шарів використовується значення швидкості акустичної хвилі, яку розраховують для певних геометричних та фізичних параметрів зразків і порівнюють із експериментально отриманими значеннями швидкості. Необхідно відзначити, що розраховують швидкість числовими методами.

У цій роботі розглядається можливість використання як інформаційного параметра не значення швидкості акустичної хвилі, а часу між приходом в точку реєстрації двох послідовних максимумів акустичних хвиль. Вимірявши цей параметр експериментально, і здійснивши числове моделювання поширення акустичної хвилі, можна знайти товщину шару рідини. Перевагою такого підходу є більша простота практичної реалізації методики.

Методика вимірювання товщини шару рідини

Схема експерименту наведена на рис. 1. На рідину спрямовують лазерний імпульс, який поглинається в ній. Поглинута енергія перетворюється на тепло, що призводить до нагрівання середовища. За рахунок термопружного ефекту виникає акустична хвиля, джерелом якої є поглинута оптична енергія [5]. Джерелом акустичних коливань є ті ділянки рідини, в яких локалізується лазерний імпульс. Оскільки товщина шару рідини є співмірна з розмірами неоднорід-

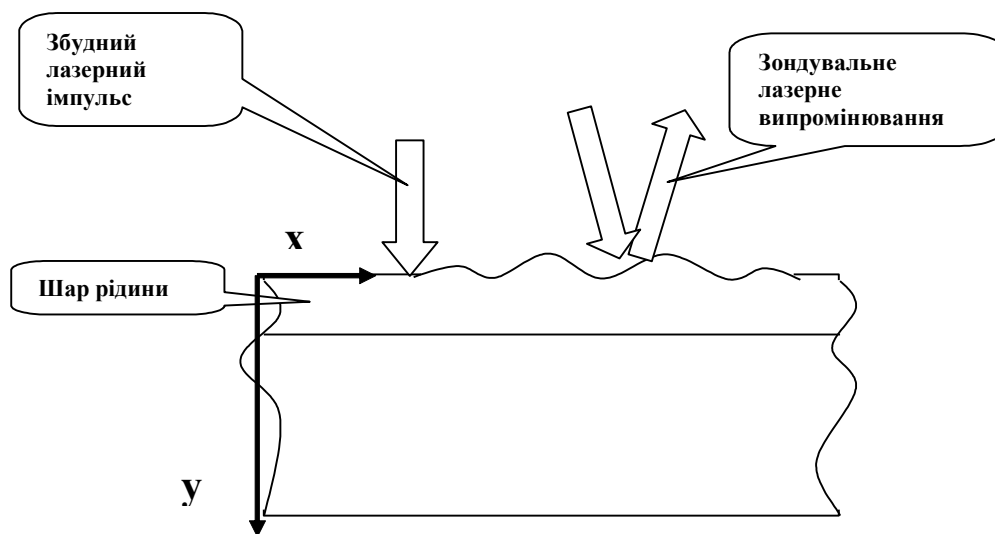


Рис. 1. Геометрія збудження та реєстрації акустичних хвиль в шарі рідини

ностей акустичного поля, поширення акустичних коливань має складний характер і визначається фізичними властивостями шару рідини, а також її товщиною. Як показано на рис. 1, в певній точці, віддаленій на деяку відстань від ділянки збудження, реєструють акустичні коливання безконтактним оптичним методом. Характеристики акустичного поля в ділянці реєстрації залежать від товщини шару рідини. Можна поставити у відповідність часовим та амплітудним характеристикам акустичного поля товщину шару рідини. Методика полягає у знаходженні характеристик акустичного поля і визначення на підставі цих даних товщини шару рідини. Треба відзначити, що амплітуду акустичних хвиль можна виміряти із значно меншою точністю, ніж часові параметри акустичних коливань. Тому для визначення товщини шару рідини пропонують використовувати вимірювання часу між приходом в ділянку реєстрації двох послідовних максимумів акустичних коливань. Щоб встановити таку залежність, необхідне числове моделювання збудження та поширення акустичної хвилі в зразку.

Числова модель

Розглядалась двовимірна задача. Приймається припущення, що вся поглинута оптична енергія перетворюється на тепло. Вираз, який описує поширення акустичної хвилі, збудженої фотоакустичним методом, а також граничні та початкові умови, такий [5 6]:

$$\Delta P - \frac{1}{v^2} \frac{d^2 P}{dt^2} = - \frac{\beta}{c} \frac{dQ}{dt}; \quad (1)$$

$$P|_{y=0}=0; \quad \partial P / \partial n|_{\Gamma}=0; \quad P|_{t=0}=0;$$

де P – тиск акустичної хвилі, β – коефіцієнт об'ємного теплового розширення, v – модуль швидкості акустичної хвилі, c – теплоємність, Q – густина оптичної енергії поглинутої шаром рідини, Γ – границя середовища.

Також згідно із законом Бугера поглинута оптична енергія в одиницю часу буде становити:

$$\frac{dQ}{dt} = \alpha I e^{-\alpha y}, \quad (2)$$

де α – коефіцієнт оптичного поглинання, I – інтенсивність лазерного випромінювання.

Для розв'язання рівняння (1) був застосований метод скінченних елементів і використана очевидна схема [7]. Відповідно до вибраного методу розв'язання тиск акустичної хвилі знаходили в певний крок часу, враховуючи значення тиску в попередній момент часу:

$$P^{k+1}(i, j) = \frac{v^2 \tau^2}{h_1^2} (P^k(i+1, j) - 2P^k(i, j) + P^k(i-1, j)) +$$

$$\frac{v^2 \tau^2}{h_2^2} (P^k(i, j+1) - 2P^k(i, j) + P^k(i, j-1)) - P^{k-1}(i, j) + 2P^k(i, j) +$$

$$\frac{\alpha v \tau}{c} (Q^k(i, j+1) - Q^k(i, j)); \quad (3)$$

де $P^k(i, j)$ – тиск в момент часу в kt точці з координатами $x=ih_1$, $y=jh_2$, τ – крок по часу, h_1 – крок по координаті x , h_2 – крок по координаті y , k , i , j – номери кроків по часу, по координаті x та по координаті y , відповідно.

Розподіл інтенсивності лазерного пучка задавався виразом:

$$I = I_0 e^{-\sigma(x-x_0)^2} e^{-\gamma(t-t_0)^2}, \quad (4)$$

де x_0 – координата центра пучка, t_0 – час, який відповідає максимуму лазерного імпульсу, σ , γ – параметри, що задають ширину пучка та тривалість лазерного імпульсу.

Числове моделювання використано для аналізу методу вимірювання товщини рідини фотоакустичним методом, схема якого показана на рис. 1. Задавались параметри лазерного імпульсу та характеристики середовища. Розраховувався час Δt між послідовними максимумами тиску

акустичної хвилі в ділянці її реєстрації залежно від товщини шару рідини. Для аналізу впливу різних чинників на чутливість методу і точність вимірювання розраховувалась залежність часу від товщини шару рідини при різних параметрах геометрії експерименту, а також різних фізичних властивостей рідини.

Результати числового експерименту

Для числового експерименту були використані такі значення параметрів: $v=1500$ м/с, $c=4000$ Дж/(кг К.); $I_0=10^9$ Вт/см², $\alpha=400$ см⁻¹, тривалість лазерного імпульсу 10^{-8} с.

На рис. 2 наведено розрахований розподіл тиску акустичної хвилі в шарі рідини в різні моменти часу. На рис.2, а зображений розподіл тиску одразу після лазерного імпульсу. Акустичне поле визначається лише коефіцієнтом оптичного поглинання, шириною пучка та теплофізичними властивостями середовища. На рис. 2, б, в, г показано поширення акустичної хвилі по зразку. Відбувається по чергове відбивання хвилі від двох поверхонь, які обмежують рідину по товщині (нормально до осі у), та поширення акустичних коливань в перпендикулярному напрямку. Спостерігається інтерференція відбитих хвиль, і тиск акустичної хвилі в певній точці буде залежати, поряд з іншими чинниками, також і від товщини шару рідини. Цю залежність і покладено в основу методу визначення товщини шару рідини. Інформаційним параметром, за яким визначалась товщина, вибрано час Δt між двома послідовними максимумами тиску акустичної хвилі. Для визначення товщини шару рідини d інформаційний параметр Δt акустичного поля був відданий від

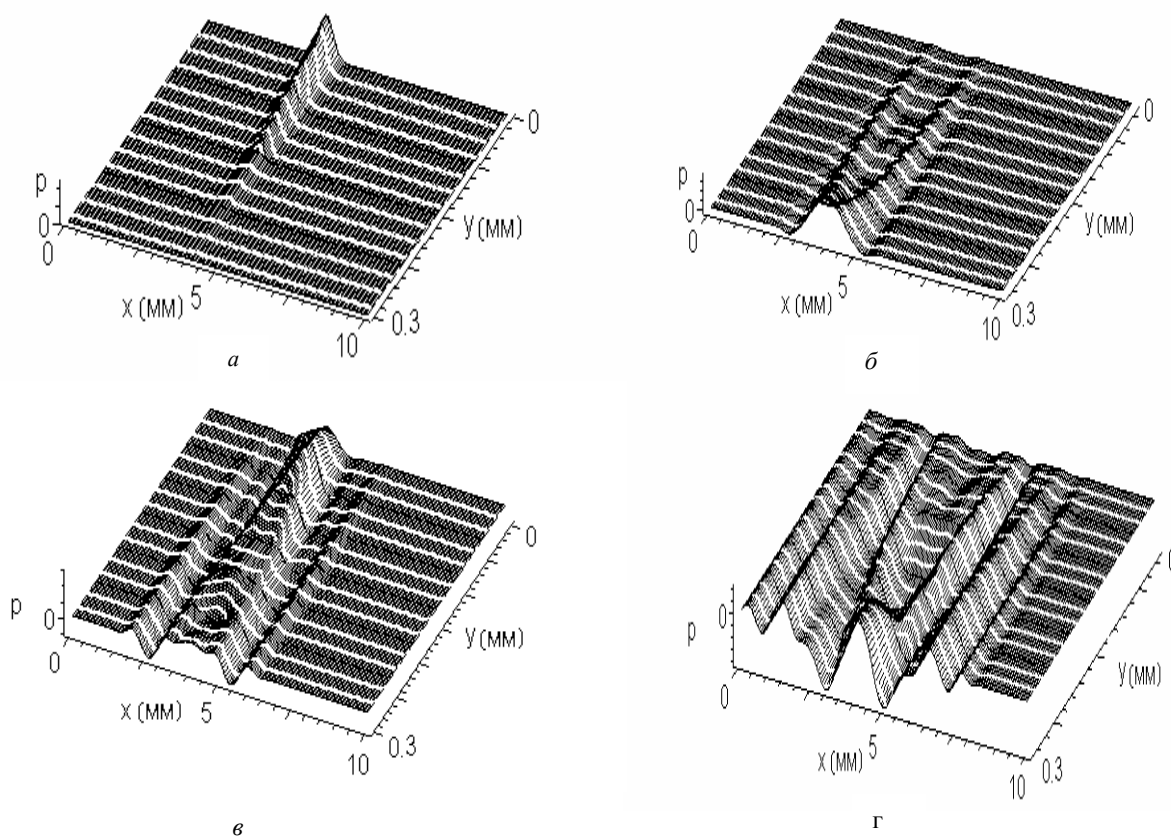


Рис. 2. Розподіл тиску в шарі рідини для різних моментів часу:
а – 0.02 мкс, б – 1 мкс, в – 1.6 мкс, г – 3 мкс

Було проаналізовано вплив різних чинників на залежність Δt від товщини рідини d . На рис. 3 наведена залежність часу Δt від ширини пучка збудження a та координати точки реєстрації акустичної хвилі x_1 . З отриманих результатів видно, що спостерігається монотонна залежність між часом Δt та товщиною шару рідини в інтервалі товщин 30–450 мкм. Разом з тим, числовий

експеримент показав, що при малих значеннях ширини пучка збуджувального лазера може спостерігатись неоднозначна залежність між товщиною шару рідини d та часом Δt .

Також із наведених на рис. 3, б даних випливає, що зміна положення точки реєстрації акустичної хвилі може приводити до зміни Δt . Похибка у визначенні величини $x_1 \pm 0.1$ мм дає похибку значення $d \pm 8$ мкм.

На точність вимірювань впливають також фізичні властивості рідини. У такому розгляді приймають, що поглинання акустичної хвилі дуже мале. Залежність Δt від швидкості поширення акустичної хвилі v наведена на рис. 4. З числових розрахунків випливає, що похибка у визначенні величини $v \pm 10$ м/с може призвести до похибки у визначенні товщини ± 1.7 мкм.

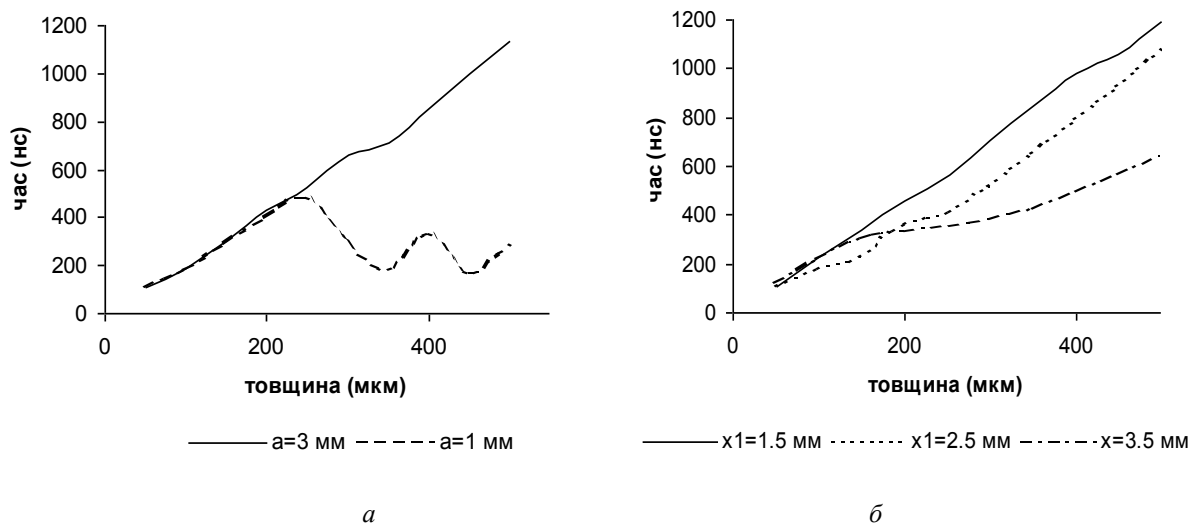


Рис. 3. Вплив геометрії експерименту на залежність часу Δt від товщини шару рідини d

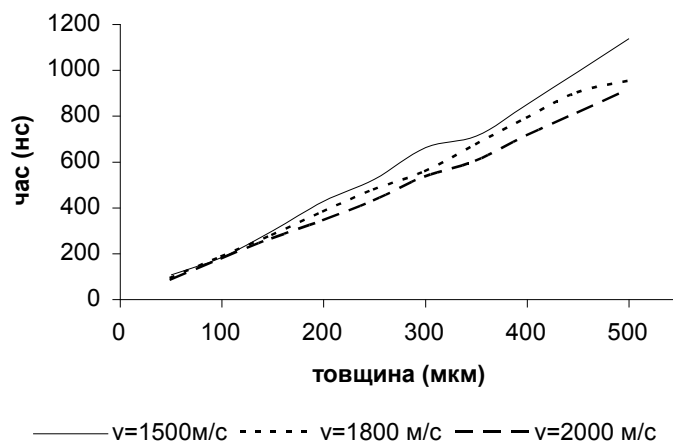


Рис. 4. Залежність часу Δt від товщини шару рідини d для різних значень швидкості акустичної хвилі

В результаті числового експерименту також було виявлено, що похибка у визначенні величин γ , β , α також тривалості лазерного імпульсу, на точність визначення d впливає незначно.

Розгляд результатів числового експерименту

З наведених результатів можна зробити висновок про можливість цієї методики. Нижня границя її використання визначається переважно похибками положення збуджувального та зондувального лазерних пучків. Одним з можливих способів зменшення цієї похибки є збільшення

відстані між збуджувальним та зондувальним променем. Проте у такому разі зменшується інтенсивність акустичної хвилі. Також у зв'язку з цим треба відзначити, що на точність вимірювань буде впливати величина інтенсивності лазерного випромінювання, а також величини оптичного поглинання та теплоємності, оскільки вони визначають інтенсивність акустичної хвилі. Збільшення інтенсивності акустичної хвилі дає змогу виконати її реєстрацію з вищою точністю. З іншого боку, значне нагрівання зразка призведе до додаткової похибки, пов'язаної зі зміною фізичних характеристик середовища, насамперед швидкості акустичної хвилі.

Для оцінки точності вимірювань товщини треба врахувати і точність вимірювання часу надходження акустичних імпульсів. Сучасна техніка дає змогу зареєструвати акустичний сигнал з точністю, кращою, ніж 10^{-9} – 10^{-10} с. Похибка в 1 нс у визначенні часу призводить до похибки у визначенні товщини ± 0.5 мкм.

Висновки

Проаналізована методика вимірювання товщини шару рідини на поверхні твердого тіла методом числового моделювання. На основі даних числового експерименту зроблений висновок про ефективність розглянутої методики. Основними джерелами похибок є похибка у положеннях збуджувального і зондувального променів та похибка у визначенні значення швидкості акустичної хвилі. Похибка вимірювання товщини цим методом становить кілька мкм.

1. *Wagner J.W Optical Detection of Ultrasound // Physical Acoustics: Ultrasonic Measurement Methods, v.XIX(R.N.Thurston ed.),1990. – P.201–265.*
2. *Chenni B., Moreau A., Pouliquen J. // Prociding WCU 2003, Paris, September 7–10, 2003. – P.1435–1438.*
3. *Zhang Fei-fei, Wei-hua Xu, Zhang Shu-yi, Coufal Hang // Anal. Scien.. –2001. – 17. –P.208–s211.*
4. *Zhonghua Shen, Baiqiang Xu, Xiaowu Ni,Jian Lu // J. Phys.D:Appl.Phys. – 2004. – 37. – P.2364–2370.*
5. *Лямиев Л.М. Лазерное термооптическое возбуждение звука. – М., 1989.*
6. *Шендеров Е.Л. Волновые задачи гидроакустики. – Л., 1972.*
7. *Самарский А.А. /Теория разностных схем. – М., 1983*