

УДК 621

А.Б.Данилов, П.С.Кособуцький, О.Л.Прокопчук  
ДУ “Львівська політехніка”, кафедра фізики

## ЕЛІПСОМЕТРИЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ПОВЕРХОНЬ КРИСТАЛІВ GaAs I CdTe, ОПРОМІНЕНИХ ІМПУЛЬСНИМ ЛАЗЕРОМ ІЧ ДІАПАЗОНУ

© А.Б.Данилов, П.С.Кособуцький, О.Л.Прокопчук, 2000

Досліджено зміну оптичних сталих та товщин модифікованих шарів на поверхнях кристалів GaAs та CdTe, опромінені потужним ІЧ-лазером. Проведено аналіз поверхневої плівки з метою підбору адекватної моделі для розв’язання прямої та оберненої задач еліпсометрії. Отримано мікрофотографії поверхонь опромінені кристалів, та знято спектри ІЧ-пропускання. В результаті розв’язання оберненої задачі визначено величини показників заломлення поверхневих плівок та їх товщини в радіальному напрямі від центра лазерної плями.

**In the present paper the study of changes in the values of optical constants and thicknesses of modified layers at GaAs and CdTe crystal surfaces, irradiated by powerful IR-laser was carried out. The analysis of surface films with the aim of suitable model selection to solve the direct and inverse problems of ellipsometry was performed. Microphotos of irradiated crystal surfaces were received and IR-spectra measured. As a result of inverse problem solution the values of surface film refraction indices as well as film thicknesses in radial direction from the center of laser spot were determined.**

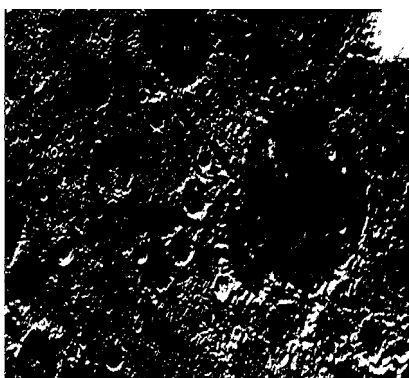
Поява високопотужних лазерів сприяла виникненню значного зацікавлення дослідженнями за допомогою лазерного випромінювання фізичних властивостей напівпровідникових матеріалів, а також цілеспрямованої зміни цих властивостей. Дія лазерного випромінювання на поверхню бінарних напівпровідникових сполук типу  $A_2B_6$  і  $A_3B_5$  викликає модифікацію деяких властивостей приповерхневого шару як всередині зони опромінення, так і на периферійних ділянках, змінюючи хімічний склад та мікроструктуру, стимулюючи генерацію дефектів, морфологію поверхні та оптичні та електричні властивості оксидних шарів[1-8], причому ці зміни на порядок і більше перевищують зміни в об’ємі матеріалу.

В роботі досліджується вплив наносекундних імпульсів випромінювання лазера ГОС 1001 з густиною потужності  $P < P_{пор}$  та квазінеперервного Nd:YAG лазера з довжинами хвиль  $\lambda = 1.06$  мкм на зміну оптичних констант та товщини поверхневих шарів кристалів напівізолювального GaAs ( $\rho = 10^7$  Ом·м) та p-CdTe ( $\rho = 10^{14}$  Ом·м). Лазерний промінь Nd:YAG лазера фокусувався лінзою у пляму діаметром кілька десятків нанометрів. На поверхнях GaAs та CdTe утворювався при цьому один глибокий кратер, діаметр якого значно перевищував ділянку лазерної дії (рис.1,2). Діаметр лазерного пучка ГОС 1001 становив приблизно 6 мм. Опромінені кристали GaAs оплавилась, їх поверхня потемніла і на ділянці лазерної дії набула коричневого відтінку, проте на поверхні ніяких кратерів чи тріщин не спостерігалось. На поверхні CdTe утворилась велика кількість мікрократерів розміром від

кількох мікрометрів до сотень мікрометрів (рис.1), що пояснюється нижчим порогом руйнування та вищою температурою нагріву кристала, яку згідно з [9] визначали як

$$\Delta T = \frac{(1 - R - G)P_0 S t_p}{\rho c V}, \quad (1)$$

де  $R$  – амплітудний коефіцієнт відбиття,  $G$  – амплітудний коефіцієнт пропускання,  $P_0$  – лазерна густина потужності,  $S$  – площа поглинальної поверхні,  $t_p$  – тривалість лазерного імпульсу,  $\rho$  – густина матеріалу,  $c$  – питома теплоємність та  $V$  – поглинальний об'єм, і становила близько  $1300^\circ\text{C}$ .

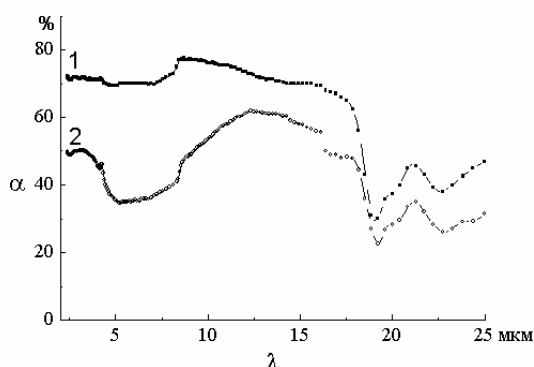


**Рис. 1.** Поверхня CdTe, опроміненого імпульсним лазером ГОС 1001

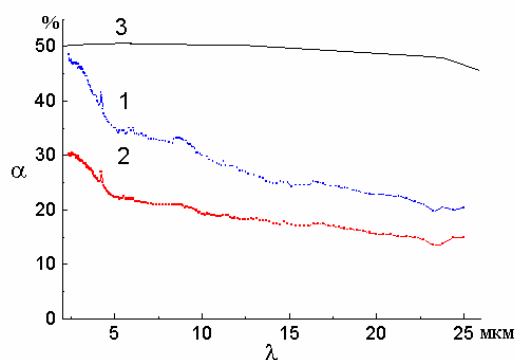


**Рис. 2.** Поверхня GaAs, опроміненого імпульсним YAG Nd: лазером

Зняті на спектрометрі ИКС-29 спектри ІЧ-пропускання зразків до і після опромінення показали зростання поглинання в опроміненій ділянці на 10-20 % в усьому спектральному діапазоні (рис. 3, 4). Відмінність є особливо сильною на ділянці до 15 мкм. У спектрі пропускання опроміненого GaAs спостерігається провал на ближній ІЧ ділянці від 4.5 до 8 мкм, характерний для структури сесквіоксид галію-галій. В середній ІЧ ділянці є два широкі мінімуми пропускання, що відповідають монокристалічному GaAs.



**Рис. 3.** Спектр пропускання монокристала GaAs до (1) та після (2) опромінення імпульсним лазером



**Рис. 4.** Спектр пропускання p-CdTe до (3), та після (1 – периферійна ділянка 2 – центральна опромінена ділянка) опромінення

Пропускання для неопроміненого CdTe фактично не змінюється у всій ділянці довжин хвиль, тоді як в периферійній та центральних ділянках дії лазерного пучка пропускання майже монотонно спадає. При цьому в ділянці близько 3.5 мкм для опроміненого зразка видно пік пропускання. На довжині хвилі 8 мкм в периферійній ділянці спостерігається пологий пік, якого немає на графіку, знятому з центральної ділянці.

Для вивчення зміни оптичних сталей поверхневих шарів та товщин плівок на поверхнях напівпровідникових кристалів на еліпсометрі ЛЭФ-3М при різних кутах падіння було виконано дослідження поверхневих параметрів зразків до і після лазерної дії. Оптичні сталі та товщини поверхневих шарів розраховували за схемою Друде з урахуванням методу Холмса [10-11] для системи середовище – поверхневий ізотропний шар – ізотропна однорідна підкладка.

Для однорідної прозорої плівки рівняння Друде запишемо у вигляді [12]

$$\operatorname{tg}\psi e^{i\Delta} = \frac{R_{12p} + R_{23p} e^{-2i\delta}}{1 + R_{12p} R_{23p} e^{-2i\delta}} \frac{1 + R_{12s} R_{23s} e^{-2i\delta}}{R_{12s} + R_{23s} e^{-2i\delta}} \quad (2)$$

Використовуючи позначення  $X = e^{-i2\delta}$ , де

$$\delta = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{N_1^2 - \sin^2 \phi_0} \quad (3)$$

формулу Друде (2) можна звести до вигляду:

$$AX^2 + BX + C = 0, \quad (4)$$

де

$$\begin{aligned} A &= \operatorname{tg}\psi e^{i\Delta} R_{12p} R_{23p} R_{23s} - R_{12s} R_{23p} R_{23s}, \\ B &= \operatorname{tg}\psi e^{i\Delta} (R_{23s} + R_{12p} R_{12s} R_{23p}) - R_{23p} - R_{12p} R_{12s} R_{23s}, \\ C &= \operatorname{tg}\psi e^{i\Delta} R_{12s} - R_{12p}. \end{aligned}$$

Для прозорої плівки задача визначення товщини плівки не є однозначною, оскільки зображуюча точка описує в комплексній площині  $X$  одиничне коло з періодом

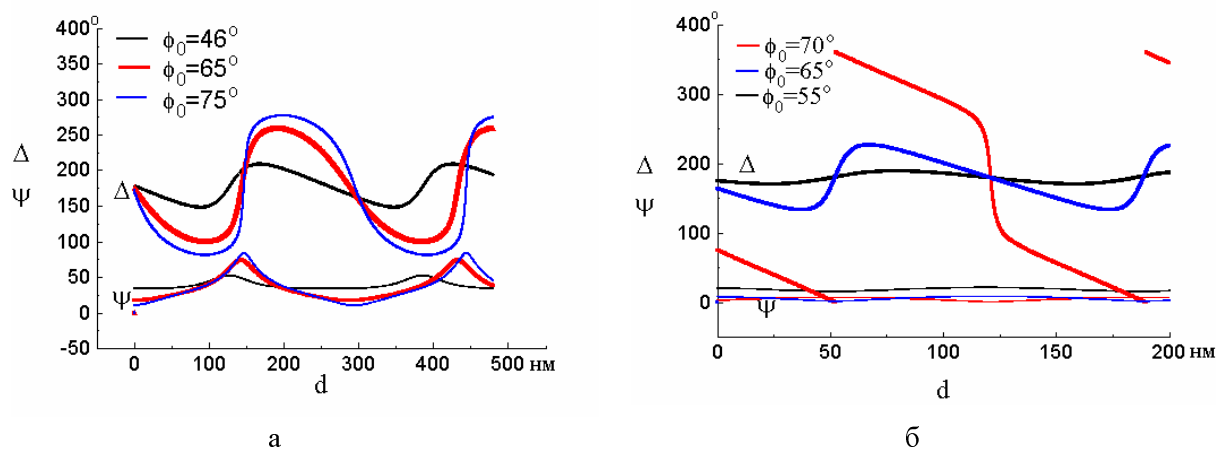
$$d_0 = \frac{1}{2} \lambda (N_2^2 - N_1^2 \sin^2 \phi_0)^{-1/2}, \quad (5)$$

де  $N_2$  та  $N_1$  – комплексні показники заломлення підкладки та плівки відповідно. Еліпсометричні кути  $\Delta$  та  $\psi$  є періодичними функціями  $d$  з періодом  $d_0$ .

Саме тому існує необхідність у вимірюваннях на кількох кутах падіння. При  $k_1=0$  справедливим є

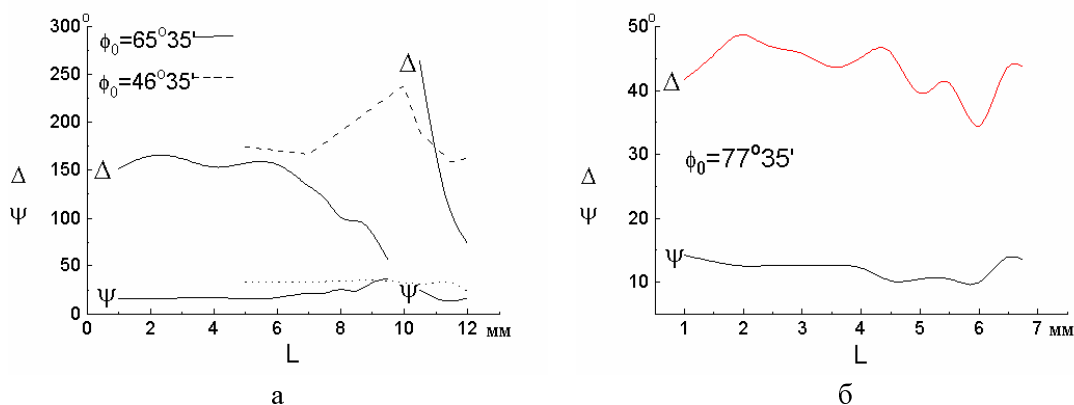
$$|X| - 1 = 0, \quad (6)$$

і, розв'язуючи систему з  $2m$  рівнянь для двох розв'язків  $X_1$  та  $X_2$  рівняння (4) при  $m$  різних кутах падіння, визначаємо показник заломлення плівки. Далі значення товщини плівки отримуємо з формули (3) за відомою процедурою мінімізації уявної частини кореня рівняння. Для вибору оптимальних умов вимірювання еліпсометричних кутів нами виконано аналіз рівняння Друде при різних кутах падіння. Найкращий результат, як видно з рис. 5 а,б, можна отримати поблизу головного кута падіння. Проте стан досліджуваної поверхні не завжди дозволяє проводити вимірювання на великих кутах, що примушує враховувати розсіяння світла на шорсткостях та зміну параметра  $\Delta$ .



**Рис. 5.** Залежність еліпсометричних кутів  $\psi$  та  $\Delta$  від товщини півки  $d$  власного оксиду : а - на поверхні GaAs; б - на поверхні CdTe

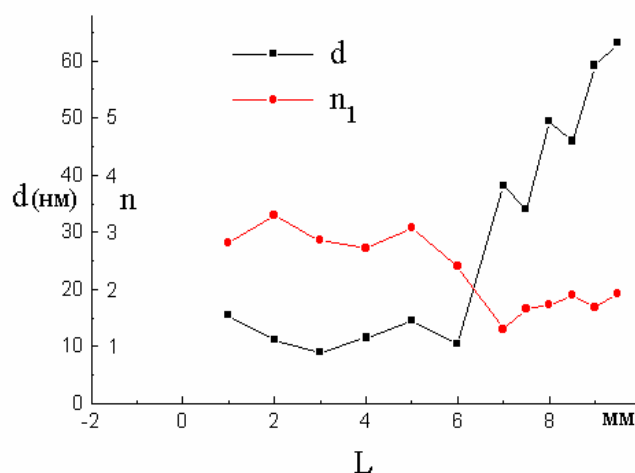
На центральній ділянці профіль показника заломлення шукали за допомогою мінімізації функції помилок для неоднорідної півки, яка моделювалася як  $N$  однорідних шарів, з показниками заломлення  $N_i = N_i(d)$ . Вимірювання, виконані на неопромінених поверхнях показали присутність острівкових півок власних оксидів, товщина яких не перевищувала кількох нанометрів. Оскільки рельєф опромінених поверхонь в ділянці лазерної плями відзначався високою шорсткістю, при розрахунку параметрів модифікованих кристалів вводився додатковий ефективний поверхневий шар, товщина якого визначалась величиною шорсткості. Цю поверхневу півку також вважали неоднорідною і розбивали на  $N$  однорідних шарів, показник заломлення яких був функцією товщини. Отримані графіки залежності еліпсометричних кутів  $\psi$  та  $\Delta$  вказують на значну зміну характеристик поверхневого шару не тільки в ділянці лазерної дії, але і на периферійних ділянках (рис.4).



**Рис. 6.** Радіальна залежність еліпсометричних кутів для: а - GaAs, б - для CdTe, опромінених ГОС 1001. Сканування здійснювалось до центру лазерної плями

При цьому спостерігається ряд мінімумів та максимумів кута  $\Delta$ , що стають особливо відчутними на кутах, близьких до головного кута падіння. Модельні розрахунки за методом Холмса для GaAs показують наявність на центральній ділянці окисної півки із значними

включеннями металевої компоненти. Товщина плівок поступово спадала в ділянці периферії, але ця залежність не була монотонною, що може бути пов'язане з поширенням поверхневих хвиль під час лазерного імпульсу. На відстані 1.5-2 см від центра зони опроміненої лазером ГОС 1001 результати розрахунків добре узгоджувались з двошаровою моделлю: середовище – однорідна підкладка (рис.5). Для методу Холмса критерієм істинності отриманої величини є не мінімізація функції помилок, а рівність нулю уявної частини товщини плівки та умова (6). З наближенням до центра лазерної плями росте поглинання і  $|X| \neq 1$ . Тому для визначення параметрів у цій ділянці використовували графічний метод Кучірека.



**Рис. 5.** Розраховані за експериментальними даними товщини поверхнього шару та показники заломлення при скануванні опроміненого кристала GaAs з периферії до центра ( $N_2=3.9-0.2i$ ,  $\lambda=632.8$  нм,  $\phi_0 = 46^\circ - 75^\circ$ )

Розрахунки для CdTe були утруднені через надзвичайно складний рельєф поверхні та структуру кратерів і приводили до неузгоджених результатів для товщин і оптичних констант. Застосування відомих методів [13] не дало змоги однозначно встановити параметри поверхневих шарів методом еліпсометрії відбиття. Проте дані вимірювання еліпсометричних кутів та спектри ІЧ-пропускання свідчать, що процеси, які перебігають на поверхні кристалів CdTe, мають той самий якісний характер, що і для арсеніду галію, на поверхні якого утворюється неоднорідний за товщиною та складом шар з відмінними від підкладки властивостями. Показник заломлення змінюється від 3.5 на периферійній ділянці до 1.3 поблизу центра опроміненої ділянці. Оскільки показник заломлення підкладки становить 3.9, а  $n(\text{Ga}_2\text{O}_3)=1.4$ , розв'язок оберненої задачі наводить на думку, що в центральній ділянці утворюються оксидна плівка з домішкою металевої компоненти, а на периферії – оплавлений напівпровідник з домішками власних оксидів. Товщина шару максимальна в центральній ділянці опромінення для кристалів, на яких кратер не утворився, та по краю кратера для кристалів, що зазнали зміни рельєфу поверхні.

1. Meyer J.R., Bartoli F.J. and Krueer M.R. *Optical heating in semiconductors* // *Phys.Rev.B*. 1980. v.21. N 4. P.1559. 2. Кладько В.П., Пляцко С.В. *Трансформація в системі точечних дефектів арсеніда галія, вызванна впливом лазерного інфрачервоного излучения*// *Письма в ЖТФ*. 1996. Т 22. Вып. 2. С.32 3. Данилов А.Б. *Вплив ІЧ лазерного опромінення на*

монокристали GaAs// Вісн. ДУ "Львівська політехніка" 1998. №357. С.34. 4. Джума-мухамбетов Н.Г., Джума-мухамбетов Ж.Г. Влияние потоков лазерных импульсов на химический состав модифицированного InP// Письма в ЖТФ. 22. Вып.11. 1996. С.41. 5. Барсков А.Г., Винценц С.В. и др. О нетепловом воздействии сфокусированных лазерных импульсов на химический состав поверхности GaAs: эффект дальнего действия// Поверхность. Физика, химия, механика. Т.3. 1995. С. 79. 6. Майхжак Т., Рожняковский К., Войтатович Т.В. Взаимодействие импульсного излучения Nd: YAG-лазера с поверхностью в плоскости (001) кристалла ZnCdTe// Квантовая электроника. Т. 29. №1. 1999. С.89. 7. Байдуллаева А., Булах Б.М. и др. Влияние дислокаций, образованных лазерным облучением, на электрофизические и люминисцентные свойства р-CdTe// ФТП. 1992. Т. 26. Вып.5. С.801. 8. Бабенцов В.Н., Байдуллаева А., и др.. Механизмы образования нарушенного слоя в р-CdTe под действием лазерных импульсов наносекундной длительности// ФТП. 1993. Т. 27. Вып. 10. С.1618. 9. I. Ohkubo, A. Ohtomo, T. Ohnishi, Y. Mastumoto, H. Koinuma and M. Kawasaki. Surface Science Letters 1999. Vol. 443. №12. L1043. 10. Беляева А.И., Галуза А.А., Гребенник Т.Г., Юрьев В.П. Определение параметров прозрачной пленки, нанесенной на поглощающую подложку, методом эллипсометрии// Оптика и спектроскопия. 1999. Т. 87. №6. С. 1042. 11. Горшков М.М., Эллипсометрия, М., 1974, 200с. 12. Аззам. Р., Башшара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет, М., Мир, 1981. 13. Пшеницын В.И., Абаев М.И., Лызлов Н.Ю. Эллипсометрия в физико-химических исследованиях. Л., 1986 – 152с.

УДК 621.315

Б.Я.Венгрин, П.П.Костробій, П.П.Петров  
ДУ "Львівська політехніка", кафедра вищої математики

## ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ И ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ У НИЗЬКОРОЗМІРНИХ КВАЗІДВОВИМІРНИХ ЭЛЕКТРОННИХ СИСТЕМАХ

© Б.Я.Венгрин, П.П.Костробій, П.П.Петров, 2000

Розглянуто задачу про визначення термоелектричних властивостей системи квазідвовимірних електронів у квантових ямах на основі вузькощілинних напівпровідників типу  $A^{IV}B^{VI}$ . Подано результати розрахунків залежності питомої електропровідності і теплопровідності від концентрації електронів у квантовій ямі. Показано, що системи квазідвовимірних електронів мають особливості як у провідності, так і у термоелектричних властивостях.

The problem of determination of thermoelectric properties of systems of quasi-two dimensional electrons in quantum wells on the base of IV-VI narrow-gap semiconductors is considered. Dependendencies of specific electroconductivity and thermoconductivity on electron concentration in quantum well are presented. It was shown, that the system of quasi-two dimensional electrons have particularities both in conductivity and in thermoelectric properties.

Вивчення фізичних властивостей структур з просторово обмеженими системами заряджених частинок є одним з пріоритетних напрямків сучасної фізики твердого тіла та