

1. Hayashi I., Panish M.B. *J. Appl. Phys.* 41, 150 (1970).
2. Kressel H., Hawrylo F.Z. *J. Appl. Phys.* 41, 1865 (1970)
3. Milanova M., Khvostikov V., *J. Cryst. Growth.* 219, 193 (2000).
4. Burnham R.D., Dapkus P.D., Holonyak N., Keune D.L., Zwicker H.R., *J. Solid-State Electron.* 13, 199 (1970).
5. Minden H.T., Premo R. *J. Appl. Phys.* 45, 4520 (1974).
6. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Гарбузов Д.З., Жиляев Ю.В., Морозов Е.П., Портной Е.Л., Трофимов В.Г. *ФТП.* 4, 1826 (1970).
7. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Воднев А.А., Ивентьева О.О., Ларионов В.Р., Румянцев В.Д. *ФТП.* 20, 381 (1986).
8. Casey H.C., Panish M.B., Schlosser W.O., Paoli T.L. *J. Appl. Phys.* 45, 321 (1974).
9. Kuphal E. *J. Cryst. Growth* 54, 117 (1981)
10. Мастеров В.Ф. *ФТП.* 27, 1435 (1993).
11. Гореленок А.Т., Каманин А.В., Шмидт Н.М., *ФТП.* 37, 922 (2003).
12. Chang J.S.C, Kisker D.W. and Stevenson D.A. *Solid-State Electron.* 28, 479 (1985).

УДК 539.12.04 + 621.378.325

Б.П. Ковалюк, Ю.М. Нікіфоров

Тернопільський державний технічний університет ім. Івана Пулюя

## КЕРУВАННЯ ДЕФЕКТНІСТЮ ПРИПОВЕРХНЕВИХ ШАРІВ КРЕМНІЄВОЇ СТРУКТУРИ ЧЕРЕЗ ЗМІНУ ФОНОННОГО ТИСКУ, ВИКЛИКАНОГО ПРОХОДЖЕННЯМ ЧЕРЕЗ КРИСТАЛ ЛАЗЕРНОЇ УДАРНОЇ ХВИЛІ

© Ковалюк Б.П., Нікіфоров Ю.М., 2005

B.P. Kovalyuk, Yu.N. Nikiforov

## CONTROL OF SURFACE LAYER IMPERFECTNESS OF SILICON STRUCTURE CHANGING THE PHONON PRESSURE CAUSED BY SHOCK WAVE PROPAGATION IN THE CRYSTAL

© Kovalyuk B.P., Nikiforov Yu.N., 2005

Для діапазону температур 290 – 450 К розраховано відносні зміни фононної складової надлишкової сили, що діє на центр розсіяння в матеріалах з різною температурою Дебая з боку лазерної ударної хвилі. Виконані на кремнієвих структурах експерименти показують перспективність керування властивостями приповерхневих шарів твердих тіл при лазерній ударно-хвильовій обробці оптимізацією температурних умов опромінення, що впливають на фононну складову сили, зумовленої ударною хвилею.

Relative changes of phonon component of excess force, acting on the scattering centres in materials with different Debye temperature from laser shock wave within the temperature interval 290 – 450 K are calculated. Experiments with Si structures verify the perspective of interface layers solid states control by the optimization of temperature conditions, which influence on phonon component of force caused by the shock wave.

### Вступ

Незважаючи на значні досягнення напівпровідникової технології, що включає молекулярно-променеву технологію, некогерентне і когерентне світлове опромінення, дію ультрафіолету та інші

види обробки, нині тривають активні пошуки нових шляхів та способів використання лазерного опромінення на різних етапах виготовлення приладів. Такими етапами могли б стати певні операції “холодної” обробки при температурах, коли дифузійні процеси в кристалах ще практично відсутні.

З погляду фізичних досліджень і технологічних використань, пов’язаних з дією потужного лазерного випромінювання на речовину, важливе значення має дослідження впливу на неї лазерних ударних хвиль малої амплітуди (ЛУХ).

Нині досліджується вплив ЛУХ на широкий спектр матеріалів та аналізуються фізичні процеси що відбуваються в них. Роботи з проблематики ЛУХ впливу провадяться здебільшого за сталої кімнатної температури [1–3], що в певною мірою зумовлено складністю таких експериментів.

У сучасній механіці деформованого твердого тіла для описання поведінки матеріалів при проходженні УХ через кристал використовують метод молекулярно-динамічного моделювання [4]. Він полягає у представленні речовини сукупністю взаємодіючих частинок, що описуються класичними рівняннями руху.

Так, моделювання методом частинок [4] свідчить, що частинки, які були сусідами у вихідній конфігурації, після припинення сильної ударно-хвильової дії можуть з’явитись у різних областях зразка. Шари матеріалу під час деформування набувають складної, часто розривної структури.

Отримані розрахункові результати підтверджують закономірності утворення точкових дефектів і ефективність та правильність фізичної моделі В.О. Янушкевича, що описує механізм утворення точкових дефектів при дії на матеріал ЛУХ малої амплітуди. Її перевага перед числово-аналітичними методами дослідження полягає в тому, що вона є зручною для аналізу результатів дії ЛУХ, оскільки адекватно відображає фізичну суть явища, яке вивчається, та сприяє його повнішому розумінню.

Необхідно відзначити, що моделювання подібних процесів методами механіки суцільного середовища виявляється ускладненим внаслідок суперечностей між континуальністю описання середовища та очевидним порушенням континуальності матеріалу під час деформування. Крім того, будучи типовим методом комп’ютерного моделювання, метод молекулярно-динамічного моделювання вимагає достатньо потужної комп’ютерної бази і містить багато наближених припущень.

До керування впливом ЛУХ на властивості матеріалів з густиною потоку випромінювання нижче від порогу руйнування є декілька підходів. Один з них полягає в тому, щоб використати різні можливості зміни тиску на фронті ЛУХ як одного з головних її параметрів. Як правило, це реалізується за допомогою зміни енергії випромінювання лазерного імпульсу, керуванням густиною потоку за допомогою оптичних систем, вибором умов утворення УХ та методиками опромінення.

Становить інтерес модифікація дефектності структури кремнію через зміну фононної складової сили, що діє на центр розсіяння в кристалі з боку ЛУХ.

**Фононна складова надлишкової сили, що діє на центр розсіяння з боку ЛУХ, як функція температури.** В основі аналізу результатів, що пояснюють дію ЛУХ на матеріали, покладено ряд закономірностей, сформульованих В.О. Янушкевичем [5, 6] для металів і елементарних напівпровідників, і пізніше використаних для аналізу складніших матеріалів [1, 3, 7]. На їх основі можна зв’язати умови опромінення, макропараметри системи, що опромінюється, та мікрохарактеристики опромінюваних матеріалів.

У фізичній моделі В.О. Янушкевича ударну хвилю розглядають як спрямований потік нерівноважних фононів. Згідно з цією моделлю сила фононного тиску на розсіювальні центри, а значить, і надлишковий імпульс у кристалі залежить не тільки від локальних змін модуля пружності та співвідношення мас атома матриці і розсіювального центра, але і від температури кристала.

За сталою значення густини потоку лазерного випромінювання, і відповідному тиску діючої на матеріал ЛУХ, для конкретного матеріалу теплову складову сили  $F_T$  можна визначити зі співвідношення

$$F_T = BTP_D, \quad (1)$$

де  $B$  – коефіцієнт, що залежить від властивостей матеріалу та густини потоку,  $T$  – абсолютна температура зразка.

За кімнатної та вищої температури ширина фронту визначається фононною в'язкістю, а надлишковий імпульс і надлишкова сила, що діє на центр розсіяння, визначається фононною (тепловою), тобто некогерентною складовою сили, яка залежить від температури, коефіцієнта Грюнайзена матеріалу та деякої величини  $P_D$ , яка є функцією, що визначається через параметр Дебая  $X_D = \theta/T$ , ( $\theta$  – температура Дебая) і обчислюється за формулою:

$$P_D = \frac{7}{X_D} \int_0^{X_D} \frac{x^7}{e^x - 1} dx. \quad (2)$$

Досі мало зверталось уваги на множник  $P_D$ , в який неявно входить температура зразка при опроміненні та температура Дебая матеріалу, з якого він виготовлений.

Ми розрахували значення  $P_D$  для низки матеріалів з різною температурою Дебая та визначили відношення теплової складової надлишкової сили в інтервалі температур 290 – 450 К до її значення при температурі 290 К. Це відношення можна подати так:

$$\frac{F_T}{F_{290}} = \frac{T}{290} \frac{P_D}{P_{290}}, \quad (3)$$

де  $P_{290}$  – числове значення функції  $P_D$  при 290 К.

Результати обчислень відношення теплової складової сили  $F_T$ , що діє з боку ЛУХ на центр розсіяння, до її значення при 290 К в температурному інтервалі 290 – 450 К для різних матеріалів подано на рис. 1.

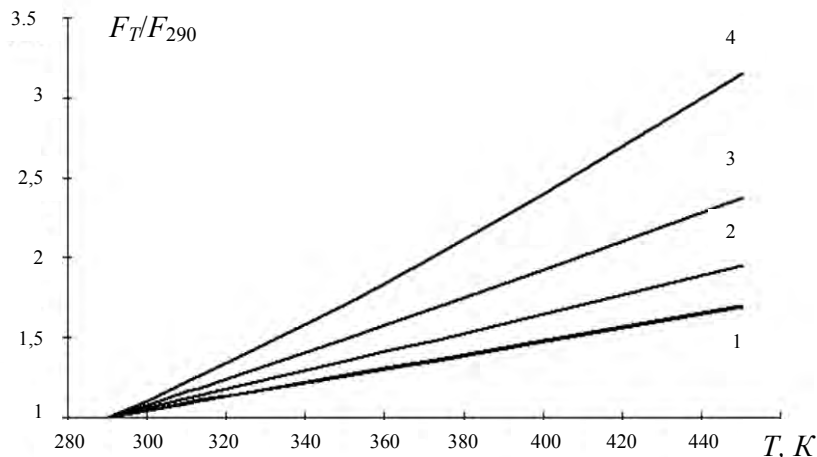


Рис.1. Відношення теплової складової сили  $F_T$ , що діє з боку ЛУХ на центр розсіяння до її значення при 290 К в температурному інтервалі 290 – 450 К: 1 – HgTe, HgSe, CdTe, 2 – Ge, 3 – Si, 4 – сталь X18H10T

Це відношення зростає для кремнію з підвищенням температури в інтервалі 290 – 450 К в 2,4 раза. Для інших напівпровідникових матеріалів, з нижчою температурою Дебая, зміна відношення  $F_T/F_{290}$  в цьому температурному інтервалі менша. Так, при температурі 450 К для германію вона становить 1,9, а для HgTe, HgSe, CdTe – 1,7. Водночас для сталі X18H10T, де температура Дебая приблизно в 1,5 раза вища, ніж у кремнії, вона є більшою і досягає значення 3,1 раза. Це пояснюється залежністю величини  $P_D$ , що визначається через параметр Дебая, від температури Дебая матеріалу.

Збільшення потужності лазерного імпульсу і амплітуди ЛУХ часто дуже ускладнює експеримент через енергетичні обмеження лазерної установки і, крім того, звужує діапазон тисків ЛУХ, за яких вводяться точкові дефекти, а зразок не руйнується і вже спостерігаються зміни параметрів, які можна зафіксувати за допомогою класичних методів дослідження дефектів в напівпровідниках.

Отримана залежність показує, що при дії ЛУХ можна значно збільшити в кремнії надлишкову силу, що діє на розсіювальні центри, зміною температури зразка в області температур, близьких до кімнатної, і не збільшуючи потужність лазерного імпульсу.

Для експериментальної перевірки цих міркувань ми виконали експерименти щодо дослідження впливу лазерної ударної хвилі на зміни електроопору приповерхневих шарів кремнію. Як ми вказували [2], границі розділення та поверхні мають більшу чутливість до впливу ЛУХ.

### Методика виконання та аналізу результатів експерименту

Опромінення зразків здійснювали неодимовим лазером ГОС-1001 з LiF модулятором добротності за методикою, схема опромінення по якій, наведена на рис. 2. Матеріалом служили кремнієві пластини КДБ-10.

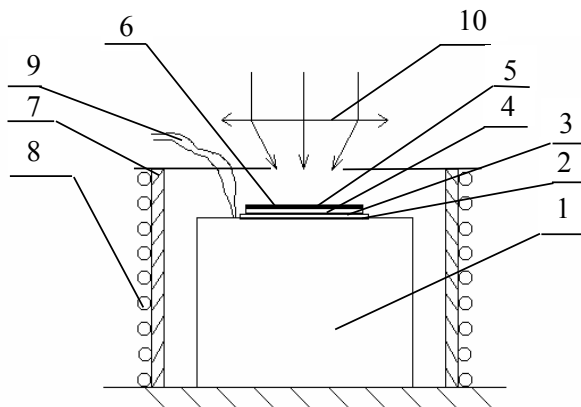


Рис. 2. Схема опромінення зразків: 1 – імпедансний столик для ЛУХ обробки, 2, 4 – шар акустичного контакту, 3 – зразок, 5 – екран, 6 – прозоре конденсоване середовище, 7 – кварцова камера, 8 – нагрівний елемент, 9 – термопара, 10 – оптична система формування потоку випромінювання

При опромінюванні зразок, який містився в кварцовій камері, був розміщений на масивному мідному розвантажувальному імпедансному столику для ЛУХ-обробки. Ми нагрівали його до заданої температури. Температуру контролювали за допомогою мідь-константанової термопари. Зразок екранували від прямої теплової дії лазерного променя.

Вольт-амперні характеристики (ВАХ) приповерхневих шарів зразків кремнію вимірювали чотиризондовим методом за кімнатної температури. На основі ВАХ визначали електроопір.

Після дії ЛУХ в досліджуваному інтервалі температур ВАХ залишалися лінійними аж до початку утворення мікротріщин.

На рис. 3 наведено залежність залишкової відносної зміни питомого електроопору поверхні опроміненого кристала кремнію від температури опромінення. Результати вимірювань зведені до порогового значення потоку лазерного випромінювання, що падає на зразок. За порогове значення брали мінімальну густину потоку випромінювання, за якої вже спостерігаються зміни електроопору.

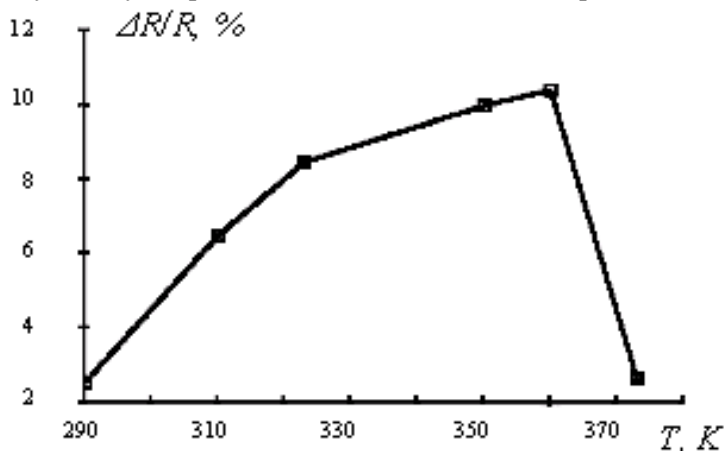


Рис. 3. Залежність залишкової відносної зміни електроопору поверхні кристала кремнію від температури опромінення

Видно, що при сталому тиску ЛУХ із зростанням температури, за якої опромінювали зразки, відносна зміна електроопору нелінійно зростає в області температур 300–360 К і досягає 10,4% при 360 К.

При підвищенні температури опромінення до 373 К спостерігаємо різке зменшення приросту електроопору до 2,6 %. Як відомо [2], в інтервалі температур 400–450 К відбувається відновлення електроопору, що пов'язане з відпалом точкових дефектів, які належать до найпростішого типу комплексів. Якщо припустити, що одночасно з утворенням точкових дефектів при збільшенні фонної складової тиску ЛУХ, внаслідок підвищення температури, зростає також і їх анігіляція, то спад приросту електроопору при 373 К можна пояснити конкуренцією цих двох процесів, з яких переважає анігіляція.

Експерименти показали, що при збільшенні тиску ЛУХ внаслідок зростання густини потоку лазерного випромінювання в 1,35 раза, відносна зміна електроопору зростає до 12,1% без утворення мікротріщин. Якщо продовжувати збільшувати густину потоку випромінювання, то зміни електроопору в цьому інтервалі температур опромінення виходять на насичення і за нижчих температурах. Насичення електроопору настає при досягненні змін опору 12 – 15 %.

В експериментах з опромінення при 360 К насичення спостерігали на рівні 22,5%, що супроводжувалось нестабільністю електроопору та утворенням мікротріщин. Виявлено, що при опромінюванні зразків декількома імпульсами настає насичення в зміні електроопору в межах 25 – 40 %. В оптичному мікроскопі спостерігали мікротріщини з характерними розмірами 0,1 – 2 мкм.

Після розколу кристала вздовж тріщини відносні зміни електроопору в опроміненій ділянці уламків становили 5 % після відпалювання при 500 К. Ці залишкові зміни можна пояснити переходом при великих потоках енергій, до умов, за яких сила фонного розсіяння достатня для утворення складніших дефектів, аж до утворення пор.

У наших експериментах досягаємо концентрації скупчень вакансій, що передують переходу в стадію утворення мікропор, які при дії УХ на кремній, як впливає з розрахунків [8], можуть досягати характерних розмірів до десятих міліметра.

Отже, насичення змін електроопору, що спостерігаємо в зразках до їх руйнування, можна пояснити розсіянням УХ на легувальних домішках і їх повним виходом з вузлів та подальшим утворенням комплексів точкових дефектів. Максимум змін залежить від температури опромінення зразка. Діють два конкуруючих чинники: зростання фонної складової сили, що діє на центр розсіяння з боку ЛУХ, та відпал уведених дефектів. Останній проявляється помітніше, починаючи із температури вище за 350 К і підтверджується експериментами з опромінення кремнієвих структур при температурі в інтервалі 400 – 450 К.

## Висновки

1. Обчислено відношення теплової складової сили  $F_T$ , що діє з боку лазерної ударної хвилі на центр розсіяння, до її значення при 290 К в температурному інтервалі 290 – 450 К для різних матеріалів.

2. Експериментально встановлено залежність залишкової відносної зміни електроопору приповерхневого шару пластин кремнію КДБ-10 при зміні температури опромінення в межах 290 – 360 К.

3. Показано, що керування властивостями приповерхневих шарів твердих тіл при лазерній ударно-хвильовій обробці можна здійснювати, не тільки змінюючи енергетичні параметри лазерного імпульсу, але і оптимізацією температурних умов опромінення, що впливають на фонну складову сили, зумовленої ударною хвилею.

1. Байдуллаева А., Булах М.Б., Власенко А.И., Ломовцев А.В., Мозоль П.Е. // ФТП.– 2004.– Т.38. – Вып. 1.– С. 26–29.

2. Берченко М.М., Ковалюк Б.П., Нікіфоров Ю.М., Яковина В.С. // Вісник НУ “Львівська політехніка”.– 2003.– № 482. – С. 33–38.

3. Нищенко М.М., Ковалюк Б.П., Никифоров Ю.Н. // Металлофизика. Новейшие технологии.– 2004.– Т. 26, № 9.– С. 1227–1240.

4. Кривцов А.М. // ФТТ.– 2004.– Т.46, № 6.– С. 1025–1030.
5. Янушкевич В.А. // ФизХОМ.– 1979.– № 2.– С. 47–51.
- 6 Янушкевич В.А., Полянинов А.В., Пруцков Е.Г., Польшгалов Г.А. // Изв. АН СССР. Сер. физич.– 1985.– Т. 49, № 6.– С.114–1152.
7. Yakovyna V., Berchenko N., Nikiforov Y. and Izhnin A. // Phys. Stat. Sol. (C) 1.–2004.– P. 682–684.
8. Кукушкин С.А. // Успехи механики.– 2003.– №2.– С. 21–44.

УДК 621.315.592

**І.Є. Лопатинський<sup>1</sup>, І.О. Рудий<sup>1</sup>, І.В. Курило<sup>1</sup>, І.С. Вірт<sup>2</sup>,  
М.С. Фружинський<sup>2</sup>, В.І. Кемпник<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Національний університет “Львівська політехніка”,  
кафедра загальної фізики, кафедра напівпровідникової електроніки,  
<sup>2</sup>Дрогобицький державний педагогічний університет імені Івана Франка, кафедра фізики,  
<sup>3</sup>НВП “Карат”, м. Львів

## **МОДИФІКАЦІЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ ПРИПОВЕРХНЕВИХ ШАРІВ МІШЕНЕЙ HgCdTe ЛАЗЕРНИМ ОПРОМІНЕННЯМ У РЕЖИМІ ВИДАЛЕННЯ МАТЕРІАЛУ**

© Лопатинський І.Є., Рудий І.О., Курило І.В., Вірт І.С., Фружинський М.С., Кемпник В.І., 2005

I.Ye. Lopatynskii, I.O. Rudyi, I.V.Kurilo, I.S. Virt,  
M. S. Fruginskii, V.I. Kempnyk

## **SURFACE MODIFICATION OF LASER ABLATED HgCdTe TARGET**

© Lopatynskii I.Ye., Rudyi I.O., Kurilo I.V., Virt I.S., Fruginskii M.S., Kempnyk V.I., 2005

Поверхні Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te зразків, які використовують як мішені при імпульсному лазерному осадженні досліджували методами дифракції електронів та растрової електронної мікроскопії. Зразки мішеней опромінювали за допомогою двох лазерів: YAG:Nd<sup>3+</sup>, ексімерного XeCl із тривалостями імпульсів 10, 20 нс, 100 мкс та 40 нс відповідно та різними лазерними потужностями. Були досліджені електрофізичні та механічні властивості зразків до і після опромінення. Морфологія та структурні властивості досліджених поверхонь сильно залежать від типу лазерного імпульсу та його енергії.

The surfaces of Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te samples used as targets in pulsed laser deposition were investigated by electron diffraction method and electron scanning microscopy methods. The samples were modified by two lasers: the YAG:Nd<sup>3+</sup> and the excimer XeCl with pulse lengths of 10, 20 ns, 100 μs and 40 ns, respectively, at different laser powers. The electrophysical and mechanical properties of the samples were studied before and after irradiation. The morphological and structural properties of the surface investigated depend strongly on the type of laser pulse and on its energy.

### **Вступ**

Ефективність використання імпульсного лазерного випромінювання для формування тонких плівок та наноструктур методом імпульсного лазерного осадження (ЛЮ) визначається точністю, з якою можна керувати морфологією та властивостями твердих мішеней, кількістю та характеристиками видаленого одиничними імпульсами матеріалу. Дослідження змін морфології поверхні твердих мішеней внаслідок лазерного опромінення традиційно пов'язано з вивченням фундаментальних ефектів, які відбуваються під час взаємодії лазерного випромінювання низьких