

УДК 539.2:621.315.548.0: 612.029.62, 621.315.592

ISSN 1729-4428 (Print)
ISSN 2309-8589 (Online)

С.М. Левицький¹, Ц. Цао², О. Бірюков³

Особливості виникнення та поширення ударної хвилі в напівпровідниках при наносекундному лазерному опроміненні

¹Інститут фізики напівпровідників ім. В.С. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна, levytskyi@ua.fm

²Фізико-технічний інститут Національного технічного університету України "Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського", Київ, Україна

³Київський інститут Національної гвардії України, Київ, Україна

В даній роботі розглянуто механізми масопереносу в системі In/CdTe при наносекундному імпульсному лазерному опроміненні, які обумовлена нестационарністю, нерівноважністю, фізичною та геометричною нелінійністю, високою швидкістю і одночасністю протікання різних фізичних процесів; зокрема це зміна агрегатного стану твердого тіла, генерація пружних та ударних хвиль, значних градієнтів температур і напруг, дефектоутворення, дифузії та ін. Встановлено домінуючі механізми та закономірності масопереносу індію в CdTe при наносекундному лазерному опроміненні структури In-CdTe з урахуванням факторів виникнення та поширення ударної хвилі, температури та тиску.

Ключові слова: CdTe, In/CdTe, імпульсне лазерне опромінення, ударна хвиля, легування.

Подано до редакції 02.10.2024; прийнято до друку 08.01.2025.

Вступ

Останнім часом методи імпульсної лазерної обробки та модифікації приповерхневих шарів все частіше використовуються для формування інверсних та варізонних шарів твердих розчинів на основі CdTe, зокрема Cd_{1-x}(Mn, Zn, Hg)_xTe, створення омичних і бар'єрних контактів, твердофазного та рідкофазного легування при виготовленні структур та приладів на їх основі для фото- і опто- електроніки, сенсорної електроніки, і особливо детекторів ІЧ- та іонізуючого випромінювання на основі CdTe і Cd(Hg, Zn)Te [1-4]. Варіюючи компонентний склад x при імпульсному лазерному опроміненні, можна змінювати ширину забороненої зони приповерхневих шарів твердих розчинів і, відповідно, спектральну чутливість, а також інші параметри.

Лазерно-індуковане легування CdTe та твердих розчинів з утворенням інверсійних шарів здійснюється шляхом опромінення наносекундними імпульсами структури плівка In/CdTe(CdMeTe) і супроводжується одночасним протіканням

різноманітних фізичних процесів з високою швидкістю. Особливо важливим явищем у цьому випадку є виникнення та поширення у твердому тілі ударної хвилі (УХ) [4], що є істотно нелінійним процесом і призводить до зміни дефектної системи напівпровідника та масопереносу (дифузії). Це, у свою чергу, веде до зміни функціональних електричних і оптичних параметрів структур на основі CdTe та твердих розчинів.

I. Основна частина

Для з'ясування механізмів виникнення та поширення ударної хвилі були використані кристали p -CdTe розміром 5x5x0,5...3 мм³ з питомим опором (2-4)·10⁹ Ом·см, орієнтація (111), компенсовані СІ. Поверхня кристалів (досліджуваних зразків) піддавалась механічній обробці (різка, шліфування, полірування) із подальшою хімічною обробкою (промивання, травлення, промивання) та просушуванням зразків. Плівка In заданої товщини (30 – 400 нм), наносилась шляхом термічного

напилення у вакуумі при тиску 10^{-5} атм. На наступному етапі зразки піддавались лазерній обробці, а саме поверхня кристалу була рівномірно опромінена при кімнатній температурі ($T = 300$ K), одиночними імпульсами випромінювання Nd:YAG лазера ($\lambda = 535$ нм) наносекундної тривалості ($\tau = 5-6$ нс) в інтервалі енергій $10-500$ мДж/см².

При потужному наносекундному лазерному опроміненні структур метал(In)/p-CdTe (CdMeTe) в напівпровіднику відбувається утворення інверсійного приповерхневого шару, тобто шару *n*- типу провідності (відносно *p*- типу провідності) за рахунок процесів дифузії (масопереносу) атомів індію (In), які виступають в ролі донорів. При наносекундному опроміненні масоперенос – за означенням це швидка дифузія, оскільки цей процес триває десятки-сотні наносекунд – відбувається за рахунок механізмів різної фізичної природи. Зокрема, це такий механізм як виникнення та поширення ударної хвилі, що призводить до генерації, зміни та перерозподілу системи точкових і протяжних дефектів [5-6]. А також механізм генерації та релаксації різких просторових градієнтів та швидкостей наростання температури та відповідно термонапруг (тиску) (dT/dx , dP/dx , dT/dt , dP/dt), оскільки при лазерному опроміненні з наносекундною тривалістю імпульсу швидкість надходження тепла в приповерхневий шар (тобто на глибину оптичного скін-шару та на глибину $\sqrt{\chi t}$) є дуже значною по відношенню до швидкості поширення тепла в об'єм за рахунок тепло- та температуро- провідності. Процес генерації термонапруг (які є причиною бародифузії) та їх поширення є суттєво нелінійним та нестационарним процесом, який згодом при еволюції (поширенні імпульсу тиску) призводить до виникнення ударної хвилі. Останнім часом широко застосовується метод лазерно-індукованого легування приповерхневого шару кристалів CdTe та твердих розчинів на його основі, попередньо покритих плівкою In, при створенні бар'єрних структур для детекторів іонізуючого випромінювання. Тому актуальним є розрахунок глибини утворення УХ для контролю процесу дифузії, а також з'ясування особливостей виникнення та поширення ударної хвилі в напівпровідниках та структурах при імпульсному лазерному опроміненні.

Ударна хвиля – поверхня розриву, при перетині якої тиск, густина і температура різко зростають, а швидкість поширення збурення у середовищі різко зменшується. Ударна хвиля є прикладом нормального гідродинамічного розриву, і через неї тече потік речовини (на відміну від тангенціального розриву, через який речовина не тече). З макроскопічної точки зору ударна хвиля являє собою уявну поверхню, на якій термодинамічні величини середовища (які, як правило, змінюються у просторі неперервно) мають скінченні стрибки. При переході через фронт ударної хвилі змінюється тиск, температура, густина речовини, ентропія середовища, а також швидкість її руху (коливальна швидкість) щодо фронту ударної хвилі. Тут під ударною хвилею будемо розуміти хвилю з «перекинутим» профілем (фронтом) згідно [6], що є рухомою в речовині поверхнею розриву

неперервності термодинамічних величин. Ударні хвилі не мають властивості адитивності у тому розумінні, що термодинамічний стан середовища, що виникає після проходження однієї ударної хвилі, не можна одержати послідовним пропусканням двох ударних хвилі меншої інтенсивності. Акустичні хвилі являють собою коливання густини середовища, що поширюються у просторі. Рівняння стану звичайних середовищ таке, що в області підвищеного тиску швидкість акустичних коливань (тобто швидкість поширення збурень) зростає (фактично акустична хвиля є нелінійною хвилею). При поширенні ця нелінійність неминуче призводить математично до «перекидання розв'язків», які і породжують ударні хвилі. В силу цього механізму, ударна хвиля у звичайному середовищі – це завжди хвиля стиску. Однак у тих системах, у яких швидкість поширення збурень зменшується з ростом густини, буде спостерігатися ударна хвиля розрідження. Для швидкого перетворення коливання густини в ударну хвилю потрібні сильні початкові відхилення від рівноваги. Цього можна домогтися створенням акустичної хвилі дуже великої інтенсивності при імпульсному лазерному опроміненні.

Довжина фронту ударної хвилі у напівпровіднику порядку міжатомних відстаней. Характерною відмінністю ударної хвилі від хвилі напруг полягає в тому, що передача імпульсу від стиснутої ударною хвилею речовини до не збудженої частини має характер не колективного руху атомів, а індивідуальних зіткнень.

Акустичний імпульс у твердому тілі за рахунок фізичної нелінійності є нелінійною хвилею [7]. Під фізичною нелінійністю будемо мати на увазі різницю (неперервну зміну) модулів пружних постійних C_{ijkl} і густини по координаті в напрямку поширення хвилі у кожній крапці імпульсу. Інакше кажучи, це залежність C_{ijkl} та ρ від деформації, відхилення від закону Гука.

Швидкість звуку у твердому тілі $v = \sqrt{\frac{C_{ijkl}}{\rho}}$, відповідно, збільшення швидкості за рахунок зміни

пружності та густини $dv = \sqrt{\left(\frac{dC_{ijkl}}{d\rho}\right)}$ (рис. 1). Тому

більш "швидкі" компоненти (гармоніки) імпульсу будуть наздоганяти більш "повільні". Це відповідає перекачуванню енергії від низькочастотних гармонік до більш високочастотних – відповідно профіль імпульсу буде спотворюватися, укручуватись. Укручення профілю звукової хвилі призводить до декількох ефектів. По-перше, до утворення розривів, так що по протіканню часу синусоїдальна спочатку хвиля перетвориться у піллоподібну хвилю. Крім того, укручення профілю, залишаючи рух у хвилі періодичним, суттєво змінює спектральний склад хвилі. У початковій монохроматичній хвилі із частотою ω у міру поширення наростають високочастотні гармоніки. Причому високі обертона $n\omega$ з більшим n досягають максимуму в місці найбільшої крутості. При цьому відбувається неперервне перекачування енергії з основної гармоніки у високі обертона. Оскільки загасання звуку пропорційно приблизно квадрату частоти, це призводить до більш сильного загасання хвилі, тобто

зростання амплітуди ВЧ веде до збільшення затухання, коефіцієнт затухання $\alpha_{\text{акуст}} \sim f^n$, f – частота, $n = 2 \dots 3$, відповідно енергія буде більш розсіюватись. Укручення фронту хвилі буде відбуватися доти, поки не стабілізується дисипативними процесами. Таким чином, профіль хвилі залежить від співвідношення нелінійних і дисипативних ефектів і її інтенсивності. Якщо амплітуда хвилі досить велика, то домінують нелінійні ефекти і профіль хвилі зрештою "перекинеться" і утвориться ударна хвиля. У іншому випадку хвиля за рахунок дисипації встигає загаснути раніше, ніж у ній накопичуються нелінійні ефекти [6].

Слід зазначити, що для твердого тіла повне рівняння стану відсутнє, що утруднює теоретичний опис виникнення та поширення УХ. Тому частіше використовують модель газу, для якого це рівняння відоме. При цьому у твердому тілі аналогом показника адиабати є показник ізентропи [4].

В однорідному ізотропному газі з рівноважними значеннями P_0 , густини ρ_0 , у нелінійній хвилі малі збурювання тиску P' , густини ρ' , дадуть до швидкості поширення a_0 добавку u ($u \ll a_0$), $\bar{u} = 0$. Швидкість звуку рівна $a = \sqrt{(\partial P / \partial \rho)_S}$. У лінійному, акустичному наближенні $u = 0$ і всі точки профілю звукової хвилі поширюються з однаковою швидкістю a_0 . У наступному, першому наближенні для швидкості v переміщення точок профілю звукової хвилі в ідеальному газі $v = a_0 + \frac{\partial u}{\partial \rho}(\rho_0)\rho' = a_0 + \frac{\gamma+1}{2}u$, γ – показник адиабати. Тому з плином часу буде відбуватися перекидання профілю біжучої хвилі і утворення розриву, перекидання (без врахування дисипації). У випадку еволюції плоскої гармонійної звукової хвилі, збуджуваної в ідеальному газі

площиною при $x = 0$, тобто $u = u_0 \sin \omega t$ при $x = 0$ розв'язок для часу та координати утворення розриву, або перекидання профілю буде $t_s = \frac{\lambda}{u_0 \pi(\gamma+1)}$, $x_s = \frac{a_0 \lambda}{u_0 \pi(\gamma+1)}$, де $\lambda = 2\pi a_0 / \omega$. [8]. Більш повні, але дуже складні, вирази для часу та координати утворення ударної хвилі у твердому тілі наведені у [9].

На рисунку 1 наведено кристалічну ґратку при поширенні в ній акустичної хвилі – є області стиску та області розтягу, а також дано профіль нелінійної акустичної хвилі, на якій виділено три області – пік (максимальна швидкість поширення збурення, v_1), границя незбуреної області (мінімальна швидкість поширення збурення, v_3), та посередині (v_2). Така схема разом з вищесказаним пояснює утворення ударної хвилі.

З рисунку 2 видно, що при поширенні нелінійної акустичної хвилі після імпульсного лазерного опромінення твердого тіла відбувається перекачування енергії від низькочастотних гармонік до високочастотних, за рахунок чого і відбувається укручення профілю.

Глибина утворення ударної хвилі в індії та CdTe при впливі на їх поверхню лазерного імпульсу може бути розрахована по виразу з роботи [6, 7]

$$l_{YX} = \frac{2c_l^2 \tau}{\zeta(m+1)} \left[\frac{2\rho}{\bar{\chi}(\gamma-1)(1-R)E_{ah}} \right]^{1/2} \quad (1)$$

де c_l – швидкість поздовжньої акустичної хвилі, τ – тривалість лазерного імпульсу, ρ – густина, ζ – параметр величини прискорення поверхневого шару, m – показник ізентропи, $\bar{\chi}$ – ефективне значення коефіцієнта перекидання фронту імпульсу, γ – показник адиабати, R – коефіцієнт оптичного відбиття, E – густина енергії лазерного імпульсу, α_λ – коефіцієнт

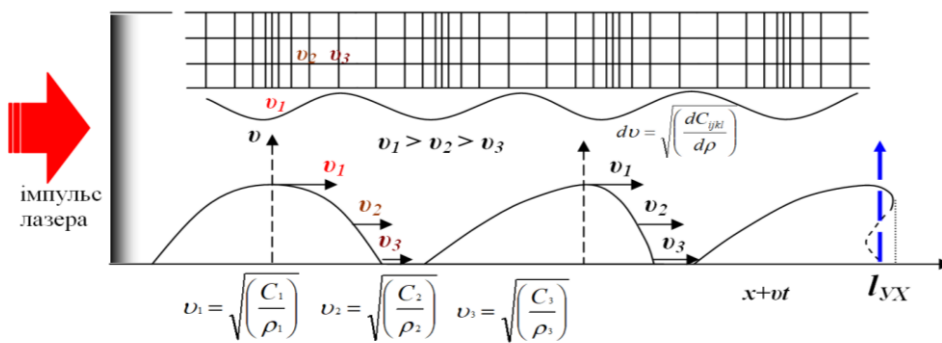


Рис.1. Схема утворення ударної хвилі при імпульсному лазерному опроміненні твердого тіла.

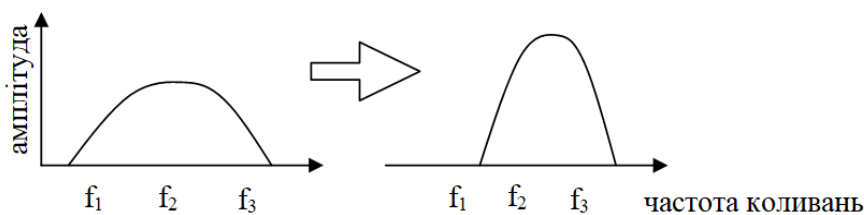


Рис. 2. Схема перекачування енергії від низькочастотних гармонік до високочастотних при поширенні нелінійної акустичної хвилі після імпульсного лазерного опромінення твердого тіла.

оптичного поглинання. Як і в [10], приймаємо $\bar{\chi} = 1$, $\zeta = 1$, $m = 3$, $\gamma = 5/3$. Врахуємо, що згідно [11] у металах значення швидкості поширення імпульсів тиску при наносекундному імпульсному лазерному опроміненні на 15-30 % вище поздовжньої швидкості звуку.

На рисунку 3 наведено розрахунок глибини утворення УХ в індій та CdTe в залежності від густини інтенсивності лазерного імпульсу ($I = E/\tau$) у широкому інтервалі інтенсивностей; даний результат важливий при аналізі масопереносу в In/CdTe(CdMeTe) з утворенням інверсних та варізонних шарів.

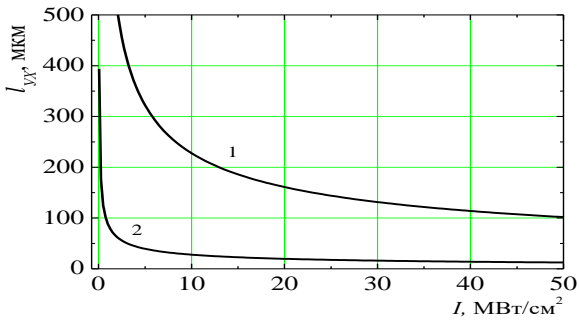


Рис. 3. Глибина утворення ударної хвилі в CdTe (1) та In (2) в залежності від інтенсивності імпульсу рубінового лазера. $\tau_{\text{імп}} = 20$ нс. Для CdTe $R = 0,43$, для In $R = 0,9$.

Відповідно графіку на рис.3, підбором товщини CdTe можна уникнути утворення ударної хвилі в об'ємі, а також можна локально впливати на дефектну підсистему на різній глибині напівпровідника. Оскільки практично важливим з точки зору створення *p-n*- структур методом лазерно-індукованого легування є розгляд двошарових структур плівка металу (індій) – напівпровідник (CdTe, CdMeTe), здійснений вище фундаментальний розгляд та розрахунок глибини утворення ударної хвилі дає змогу спрогнозувати місце виникнення ударної хвилі – в нанесеній плівці чи в напівпровіднику. Слід відмітити, що для виникнення ударної хвилі у легуючій плівці необхідні значні товщини плівки, оскільки при дуже великих інтенсивностях імпульсного лазерного опромінення включається механізм інтенсивного плавлення та випаровування. Якщо товщина плівки In l така, що глибина утворення ударної хвилі $x < l$, то вона утворюється в ній і дає вклад в масоперенос. Якщо $x > l$, то ударна хвиля в ній не утворюється, а діє механізм масопереносу за рахунок градієнтів (просторових та часових) температури та тиску. Дуже цікавим є випадок, коли $x = l$, в цьому випадку вся енергія новоутвореної ударної хвилі іде власне на масоперенос, тут можливі цікаві ефекти, як, наприклад, в [12].

Розглянемо критерій утворення ударної хвилі при одноімпульсному опроміненні. Ліва частина нерівності (2) є безрозмірною комбінацією величин, що характеризують параметри випромінювання та поглинаючого твердого тіла. В (3) ліворуч знаходяться величини, що характеризують лазерне випромінювання, праворуч - поглинаюче середовище.

$$\frac{\bar{\chi} l^2 (1-R) E_{a\lambda}}{c_l^4 \tau^2 \rho} > \frac{8}{\xi^2 (m+1)^2 (\gamma-1)} \quad (2)$$

або

$$\frac{Q}{\tau^2} > \frac{c_l^4 \rho}{a_l} \quad (3)$$

Тут l - характерний розмір, що є меншим значенням з 2 величин – товщини кристала і радіуса пучка випромінювання. $Q = E \cdot S$ – енергія лазерного випромінювання, S – площа опромінення, $\tau = 20$ нс. У таблиці 1 наведено фізичні параметри CdTe і In.

Таблиця 1.

матеріал	c_l , м/с	ρ , кг/м ³	$\alpha_{\lambda=0,694}$ 1/м	R	$T_{пл}$ °С
CdTe	3300	5860	$2,94 \cdot 10^6$	0,43	1092
In	1400	7310	$5,4 \cdot 10^7$	0,8...0,9	157

За критерієм (2) для кристалу CdTe товщиною 2 мм нерівність виконується аж до густини енергії $E=6$ мДж/см² ($I = 0,3$ МВт/см²), для індію тої ж товщини – 0,1 мДж/см² ($I = 5$ МВт/см²). У той же час поріг плавлення CdTe становить за різними даними 2...6 МВт/см², а розрахунки максимальної температури нагріву поверхні CdTe і In, зроблені по виразу

$$\Delta T = \frac{2AI}{\lambda} \sqrt{\frac{\chi \tau}{\pi}}$$

вказують, що при таких густинах енергії опромінення плавлення, а тим більше випаровування з поверхні індію відбуватись не буде. Тим більше, можна затиснути поверхню шляхом нанесення прозорого для випромінювання матеріалу або помістити в прозору рідину. Тоді буде відсутня хвиля розвантаження, абляція буде починатись при вищих I . Тут τ – тривалість імпульсу (20 нс), A – коефіцієнт оптичного поглинання, λ – коефіцієнт теплопровідності, χ – коефіцієнт температуропровідності.

На рис.4 наведено залежність температури поверхні CdTe та In при наносекундному лазерному опроміненні.

На рисунку 5 наведено точний розрахунок залежності максимальної температури поверхні CdTe від інтенсивності при опроміненні рубіновим лазером при $\tau_{\text{імп}} = 20$ нс з урахуванням типових експериментально отриманих теплофізичних, електронних та оптичних параметрів CdTe. Розрахунок здійснено згідно повного підходу [13]. Нелінійність графіку пояснюється залежністю теплоємності та теплопровідності від температури, що не враховано в розрахунках на рис. 4 за більш простим виразом, оскільки при малих I похибка є малою. З порівняння рис. 4 та рис. 5 видно, що така залежність від температури теплових параметрів дає зростаюче відхилення при зростанні інтенсивності лазера.

При опроміненні структур In/CdTe(CdMeTe) для створення детекторів іонізаційного випромінювання права частина критерію (3) дорівнює $9 \cdot 10^8$ Дж/см² для індію. При $S = 16$ мм² мінімальна густина енергії, необхідна для виконання даного критерію, становить 0,003 мДж/см² (150 Вт/см²). У той же час з рис. 4 видно, що плавлення, а тим більше випаровування з

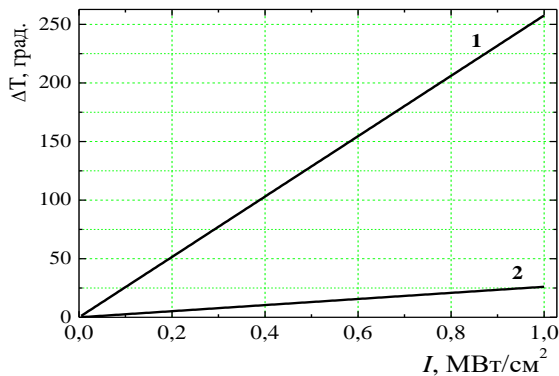


Рис. 4. Теоретична залежність максимальної температури поверхні CdTe (1) та In (2) від інтенсивності імпульсного лазерного випромінювання.

поверхні відбуватися не буде. Так само і для CdTe (рис.4 та 5). Тобто дані нерівності виконуються з більшим запасом (нижче $T_{\text{плавл}}$ приблизно на 1000 порядків).

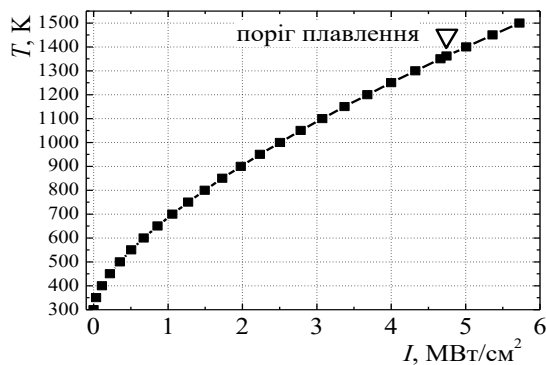


Рис. 5 Теоретична залежність максимальної температури поверхні CdTe від інтенсивності при опроміненні рубіновим лазером при $\tau_{\text{імп}} = 20$ нс.

Розрахунок глибини утворення ударної хвилі $l_{\text{ух}}$ вказує на те, що така хвиля при оптимальних режимах опромінення $E=10-500$ мДж/см² (0,5-25 МВт/см²) не виникає в тонкій плівці індію і формується уже в об'ємі кристалу CdTe на відстані, що набагато перевищує глибину проникнення індію $l_{\text{ін}}$ при наносекундному імпульсному лазерному опроміненні [4].

Найбільш інтенсивна генерація дефектів відбувається саме в області фронту ударної хвилі в момент її формування та початку руху, де і спостерігається максимум концентрації структурних [6] і точкових дефектів, а також максимум мікротвердості, що вказує на локальний масоперенос. Ударна хвиля також викликає в матеріалі (металі) зміцнення та змінює межу текучості та перебіг фазових перетворень [7] Характерна довжина загасання ударної хвилі при $E \approx 10-16$ Дж/см² дорівнює приблизно 60-100 мкм [6, 7]. Розрахунки згідно виразу (1) показали, що ударна хвиля при

$I = 100$ МВт/см² утвориться на глибині 72 мкм.

Гradient тиску в нелінійній хвилі при її поширенні вглиб зростає, досягаючи максимуму в області формування фронту ударної хвилі. Імпульс ударної хвилі набувають при передачі як атоми матриці, так і дефекти (центри розсіювання). Зростання енергії лазерного імпульсу призводить до зсуву максимуму дефектів ближче до поверхні, тобто дається взнаки вплив градієнту тиску нелінійної хвилі та місце розташування формування фронту ударної хвилі. Таким чином, експериментальні результати свідчать про утворення дислокацій в CdTe у міру збільшення градієнту суттєво нелінійної хвилі і утворення ударної хвилі. При ударних хвилях великої інтенсивності тиски у фронті настільки високі, що зсувна твердість матеріалу не проявляється, атоми залишають правильне розташування в кристалічних шарах (площина спайності), кристалічне тіло тимчасово набуває властивості аморфного, склоподібного, рідкого тіла. Такі хвилі, на відміну від хвиль, що зберігають кристалічні властивості тіла, називаються пластичними [7].

Висновки

На прикладі CdTe показано, що ударна хвиля у твердому тілі при утворенні та поширенні, а також перед самим виникненням – за рахунок поступового збільшення градієнту тиску – призводить до утворення дислокацій. При цьому густина дислокацій збільшується із глибиною і є максимальною в місці утворення ударної хвилі.

Показано, що випаровування (та/чи абляція) приповерхневого шару напівпровідника при наносекундному лазерному опроміненні не є точним (загальним) критерієм утворення ударної хвилі. Загальним критерієм є домінування накопичення нелінійних ефектів над процесами дисипації акустичного нелінійного імпульсу при його поширенні.

Розраховано глибину утворення ударної хвилі в CdTe та легуючій плівці індію при їх наносекундному лазерному опроміненні з утворенням інверсних та варізонних шарів.

Встановлено, що ударною хвилею можна локально впливати на дефектну підсистему на різній глибині кристалу CdTe та твердих розчинів на його основі.

Левицький С.М. – к.т.н., старший науковий співробітник, спеціаліст з оптики оптико-електронних приладів;

Цао Ц. – аспірант;

Бірюков О. – кандидат педагогічних наук, заступник начальника кафедри обслуговування та бойового застосування підрозділів Національної гвардії України.

[1] Alan Owens and Anthony Peacock. *Compound semiconductor radiation detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 531, 18 (2004); <https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.05.071>.

- [2] V.A. Gnatyuk, T. Aoki and Y. Hatanaka, *Laser-induced shock wave stimulated doping of CdTe crystals*, Appl. Phys. Letters, 2(24), 242111-1 (2006); <https://doi.org/10.1063/1.2213511>.
- [3] V.A. Gnatyuk, T. Aoki, O.I. Vlasenko, S.N. Levytskyi, B.K. Dauletmuratov and C.P. Lambropoulos. *Modification of the surface state and doping of CdTe and CdZnTe crystals by pulsed laser irradiation*, Applied Surface Science, 225(24), 9813 (2009); <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2009.04.096>.
- [4] V.P. Veleschuk, A.I. Vlasenko, E.I. Gatskevich, V.A. Gnatyuk, G.D. Ivlev, S.N. Levytskyi, Toru Aoki. *Doping of Cadmium Telluride by Indium at Nanosecond Laser Irradiation of In/CdTe Structure*. Journal of Materials Science and Engineering B, 2 (4), 230 (2012).
- [5] V.A. Gnatyuk, T. Aoki, M. Niraula and Y. Hatanaka. *Influence of laser irradiation and laser-induced In doping on the photoluminescence of CdTe crystals*, Semicond. Sci. Technol., 18, 560 (2003); <https://doi.org/10.1088/0268-1242/18/6/329>.
- [6] A. Baidulaeva, V.P. Veleshchuk, O.I. Vlasenko, V.A. Hnatyuk, B.K. Dauletmuratov, S.M. Levytskyi, T. Aoki. *Mechanisms of indium mass transfer in CdTe under the action of nanosecond laser pulses*, Ukrainian Physical Journal, 55 (2), 171 (2011).
- [7] P.O. Gentsar, O.I. Vlasenko, S.M. Levytskyi V.A. Gnatyuk, *Laser-stimulated increase reflectivity of semiconductors*, Physics and Chemistry of Solid State, Vol. 15, No 4 (2014) 856-861.
- [8] Robert Triboulet and Paul Siffert. *CdTe and related compounds; physics, defects, hetero- and nano-structures, crystal growth, surfaces and applications*. Elsevier Ltd., 417 (2010); <https://doi.org/10.1016/C2009-0-17817-0>.
- [9] Otfried Madelung. *Semiconductors: Data Handbook*. Springer. 3rd ed., XIV, 691 (2004).
- [10] A. Medvid', A. Mychko, V. Gnatyuk, S. Levytskyi, Yu. Naseka, *Mechanism of nano-cone formation on Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te crystal by laser radiation*, Optical Materials, 32(8), 836 (2010); <https://doi.org/10.1016/j.optmat.2010.03.006>.
- [11] S.P. Zhvavy, G.L. Zykov, *Numerical modelling of the dynamics of phase transitions in CdTe initiated by nanosecond excimer laser radiation*. FTP, 40(6), 652 (2006).
- [12] V.P. Veleschuk, V.A. Gnatyuk, T. Aoki, Z.K. Vlasenko, S.M. Levytskyi, A.V. Shefer, A.G. Kuzmich, K.V. Dubyk, V.V. Kuryliuk, M.V. Isaiev, *Melting threshold and thermal conductivity of CdTe under pulsed laser irradiation*, in: A.R. Varkonyi-Koczy (eds) Engineering for Sustainable Future. INTER-ACADEMIA 2019. Lecture Notes in Networks and Systems, 101, 101 (2020); https://doi.org/10.1007/978-3-030-36841-8_10.
- [13] R. Meyer, M.R. Kruer, F.J. Bartoli. *Optical heating in semiconductors: Laser damage in Ge, Si, InSb, and GaAs*, J.Appl.Phys., 51(10), 5513 (1980); <https://doi.org/10.1063/1.327469>.

S. Levytskyi¹, Z. Cao², O. Biriukov³

Features of the origin and propagation of a shock wave in semiconductors during nanosecond laser irradiation

¹V.E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine, levytskyi@ua.fm

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

³Kyiv Institute of National Guard of Ukraine, Kyiv, Ukraine

In this paper, the mechanisms of mass transfer to In/CdTe systems under nanosecond pulsed laser irradiation, which are due to nonstationarity, nonequilibrium, physical and geometric nonlinearity, high speed and simultaneity of various physical processes; in particular, it is a change in the physical state of a solid body, the generation of elastic and shock waves, significant temperature and stress gradients, defect formation, diffusion, and others. The dominant mechanisms and regularities of indium mass transfer in CdTe during nanosecond laser irradiation of the In-CdTe structure were established, taking into account the factors of shock wave origin and propagation, temperature and pressure.

Keywords: CdTe, In/CdTe, pulsed laser irradiation, shock wave, doping.