

УДК 621.315.592; 534.222.1; 548.4

Р.К. Савкіна<sup>1</sup>, О.Б. Смірнов<sup>1</sup>, С.О. Юр'єв<sup>2</sup>

## Про кореляцію між акустично стимульованим відгуком та ступенем структурної досконалості твердих розчинів $Cd_xHg_{1-x}Te$

<sup>1</sup>Інститут фізики напівпровідників ім.В.Є. Лашкарьова НАН України, м.Київ,  
E-mail: tenet@alfa.semicond.kiev.ua

<sup>2</sup>Державний університет "Львівська політехніка", м. Львів

Досліджена акустично стимульована зміна концентрації електронів та спектрів комбінаційного розсіювання світла для твердих розчинів n- $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Встановлено кореляцію між величиною ефектів та ступенем структурної досконалості матеріалу.

**Ключові слова:**  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , ультразвук, дислокації.

Стаття поступила до редакції 19.05.2003; прийнята до друку 19.11.2003.

Ультразвукові методи широко використовуються в області технологічних обробок та неруйнівної діагностики напівпровідників [1]. Проте, для того, щоби отримати прогнозований результат обробки кристалу, необхідно чітко розуміти механізми індукованих процесів та визначити параметри зовнішнього впливу, які прямо залежать від вихідного стану матеріалу, що обробляється. Ця робота є продовженням дослідження впливу ультразвука (УЗ) допорогової потужності в режимі динамічного навантаження (*in-situ*) на тверді розчини  $Cd_xHg_{1-x}Te$  [2,3]. Метою роботи є визначення впливу ступеня структурної досконалості на величину акустично стимульованого (АС) відгуку кристалів  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x \sim 0,2$ ), який проявляється у зміні параметрів зразків при ультразвуковому навантаженні. Зокрема, був досліджений вплив ультразвуку на спектри комбінаційного розсіювання світла (КРС) та концентрацію електронів.

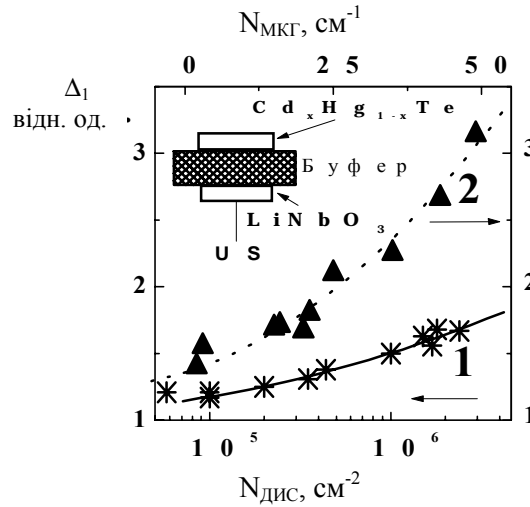
Параметри досліджених зразків  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , які розділені на дві групи, наведені в таблиці. До першої групи були віднесені зразки з незначною густиною малокутових границь (МКГ), яка не перевищувала  $N_{МКГ} \leq 3 \text{ см}^{-1}$ , та густиною дислокацій в межах  $N_{дис} = (10^5 \div 10^6) \text{ см}^{-2}$ . До другої групи віднесені зразки з розгалуженою мережею МКГ  $N_{МКГ} = 2 \div 50 \text{ см}^{-1}$  та густиною дислокацій  $N_{дис} \leq 10^5 \text{ см}^{-2}$ . Для виявлення структури поверхні та визначення густини протяжних дефектів зразки були піддані обробці в селективному травнику: 1ч. 50% розчину  $CrO_3$  в  $H_2O$  + 1ч.  $HF$  + 1ч.  $HCl$  [4]. Час вихідної обробки поверхні складав 30 секунд при кімнатній температурі без перемішування. Величини

$N_{дис}$  та  $N_{МКГ}$  визначалися візуально за допомогою оптичного мікроскопа NV2E (Carl Zeiss Iena).

Концентрація електронів була визначена методом ефекту Холла та для всіх досліджених зразків знаходилася в межах  $(3 \div 5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 77 \text{ К}$ . Акустично стимульована зміна концентрації електронів реєструвалася безпосередньо при УЗ навантаженні зразків. Спектри КРС, типові для цього матеріалу, отримані на стандартній установці при кімнатній температурі у відсутності та при УЗ навантаженні. В таблиці наведена величина відносної АС зміни інтенсивності смуг спектрів КРС  $I_{US}/I_0$  для зразків першої групи.

Спосіб УЗ навантаження кристалів показаний на вставці до рис.1 та описаний в роботі [5]. Повздовжня ультразвукова хвиля частотою 7 МГц та інтенсивністю порядку  $10^4 \text{ Вт/м}^2$  збуджувалася п'єзоперетворювачем із ніобату літію. Ефективний звуковий тиск не перевищував 0,5 МПа, що для кристалів  $Cd_xHg_{1-x}Te$  менше за границю пружності  $\sigma_{<111>} = 18 \text{ МПа}$  [6]. Внаслідок цього всі АС ефекти мали зворотній характер з часом релаксації після вимкнення зовнішньої навантаження до  $10^2 \text{ с}$ .

При УЗ навантаженні кристалів  $Cd_xHg_{1-x}Te$  збільшується інтенсивність та ширина ліній в спектрах КРС, а концентрація електронів в області домішкової провідності зростає. Причому, величина відносної АС зміни концентрації  $\Delta_1 = n_{US}/n_0$  варіюється від зразка до зразка в межах  $1,17 \div 3$  при одних і тих же значеннях інтенсивності зовнішнього навантаження (див. таблицю). Теж саме можна сказати і про величину  $\Delta_2 = I_{US}/I_0$ . Встановлено, що значення величин  $\Delta_1$  та  $\Delta_2$  корелюють з величиною



**Рис. 1.** Залежність відносної акустично стимульованої зміни концентрації електронів  $\Delta_1 = n_{US}/n_0$  від густини протяжних дефектів структури кристалів  $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ,  $\sigma_{US} = 2 \cdot 10^5$  Па. Крива 1 – для зразків I групи від густини дислокацій, крива 2 – для зразків II групи від густини МКГ.  
На вставці: схема ультразвукового навантаження кристалів  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ .

густини протяжних структурних дефектів у кристалах. На рис. 1 наведені залежності  $\Delta_1$  від густини дислокацій (крива 1) та густини МКГ (крива 2). Виявляється, що при одній і тій же інтенсивності ультразвуку АС відгук кристала, який проявляється чи то в зміні концентрації носіїв заряду, чи в зміні інтенсивності комбінаційного розсіювання світла, більший для структурно недосконалих, дефектних кристалів.

Особливості явищ, які відбуваються в дислокаційних кристалах  $A_2B_6$  при розповсюдженні акустичних хвиль, пов'язують з акусто-дислокаційною (АД) взаємодією, ефективність якої фактично визначається ефективністю поглинання акустичної енергії поблизу протяжних структурних дефектів [7]. В роботі [2] був запропонований можливий механізм АС росту концентрації електронів в кристалах  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . А саме, акустично стимульована активація частини зв'язаних в атмосферах Котрелла точкових дефектів в електричноактивний стан, на користь чого свідчить експоненційний характер амплітудних залежностей концентрації носіїв заряду. Причому характер

ефектів в кристалах різного типу провідності говорить про те, що домінує активація дефектів донорного типу.

Зауважимо, що локальне АС підвищення температури поблизу лінійних дефектів [8] повинно призводити до генерації додаткової концентрації сходинок на дислокаційних лініях, які для кристалів  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , згідно [9], є місцем утворення дефектів донорного типу. Проте внесок цього механізму не є настільки суттєвим, щоби пояснити кількісно величину зміни концентрації електронів. Густина сходинок навіть при  $N_d = 10^{10} \text{ м}^{-2}$  складає величину  $\sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

Зміни в спектрах КРС при УЗ навантаженні  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  також можна пов'язати з трансформацією дефектно-дислокаційної системи кристала [10]. Зокрема, накопичення електричноактивних точкових дефектів (в нашому випадку активованих ультразвуком з атмосфер Котрелла) повинно додатково поляризувати кристалічну ґратку, що призводить до перенормування спектра КРС та може бути причиною підвищення інтенсивності розсіювання світла. Крім того, АС уширення ліній в

**Таблиця**

Вихідні та розраховані параметри зразків  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  1-ї та 2-ї групи

№	1 група зразків $N_{МКГ} \leq 3 \text{ см}^{-1}, F_R \leq 0,5 \text{ МГц}$			2 група зразків $N_{дис} \sim 10^5 \text{ см}^{-2}$		
	$\Delta_1 = n_{US}/n_0$ , відн. од.	$N_{дис}, \text{ см}^{-2}$	$\Delta_2 = I_{US}/I_0$ , відн. од.	$\Delta = n_{US}/n_0$ , відн.од.	$N_{МКГ}, \text{ см}^{-1}$	$F_R$ , МГц
1	1,17	$\sim 10^5$	1,4	1,2	2	0,34
2	1,2	$10^5$	1,3	1,7	15	2,55
3	1,25	$3 \cdot 10^5$	1,7	2,1	25	4,25
4	1,5	$10^6$	2,2	3,1	50	8,5

спектрах КРС говорить про підвищення розпорядкованості кристала внаслідок існування при УЗ навантаженні часово-просторової суперпозиції стиснутих та розтягнутих областей кристалічної ґратки в околі дислокацій, що рухаються в полі акустичної хвилі.

До числа дисипативних факторів АД взаємодії відносять перш за все потенційний рельєф кристала (бар'єри Пайрлса  $\sigma_p$ ), а також стан та склад системи точкових дефектів-стопорів, якими є вакансії ртуті  $V_{Hg}$ , що впливає із результатів дослідження динаміки зміни мікротвердості кристалів  $Cd_xHg_{1-x}Te$  в процесі їх високотемпературного відпалу в насиченій парі Hg [11]. Варіацію величин  $\Delta_1$  та  $\Delta_2$  при одній і тій же інтенсивності зовнішньої нагривки, що спостерігається від зразка до зразка, можна було б пов'язати з відмінністю умов дисипації енергії за рахунок відмінності їх біографічних властивостей. Проте, оскільки всі досліджені кристали  $Cd_xHg_{1-x}Te$  були вирощені методом Бріджмена, мають електронний тип провідності та близькі вихідні значення концентрації електронів в області домішкової провідності (від  $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  до  $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ), будемо вважати, що відмінності складу системи точкових дефектів-стопорів та величини напруження Пайрлса для них несуттєві.

В той же час експериментальні факти (рис. 1) прямо вказують на залежність величини АС відгуку в досліджуваному матеріалі від ступеня структурної досконалості кристалів, а саме від густини дислокацій  $N_{дис}$  та малокутових границь  $N_{МКГ}$ . Причому, величина АС приросту концентрації електронів значно сильніше залежить від  $N_{МКГ}$ , ніж від  $N_{дис}$ . Цікаво, що подібна залежність ефективності дефектоутворення від ступеня вихідної дефектності кристала спостерігається і при лазерному опроміненні. Так, бездислокаційні кристали кремнію виявилися найбільш стійкими до багатократного імпульсного лазерного опромінення [12], а в кристалах GaP, які мали велику порівняно з Si густину поверхневих дефектів, лазерностимульоване випаровування спостерігалось при значно менших інтенсивностях поглинутої енергії [13].

Розглянемо поглинання енергії акустичної хвилі поблизу протяжних структурних дефектів в кристалі. Механізм дислокаційного поглинання в рамках моделі зміщення дислокаційних перегинів домінує при температурах набагато нижчих за температуру Дебая (для  $Cd_xHg_{1-x}Te$  це  $\ll 77 \text{ K}$ ), тому до розгляду він не береться [14]. Звернемося до струнної моделі, згідно якої кристал містить дислокаційну мережу, яка закріплена у вузлах кристалічної ґратки та поблизу точкових дефектів внаслідок пружної та електричної взаємодії. Відстань між точками закріплення  $L_{дис}$  визначає довжину відрізка дислокації, який коливається під дією ультразвуку. Коефіцієнт поглинання ультразвуку в рамках цієї моделі може бути поданий у вигляді [14]:

$$\alpha = c^{-1} \left( \frac{4Gb^2 N_{дис}}{\pi^2 A} \frac{\omega^2 d}{(\omega_0 - \omega)^2 + \omega^2 d^2} \right), \quad (1)$$

де  $G$  – модуль зсуву,  $c$  – швидкість звуку в кристалі,  $b$  – вектор Бюргерса,  $\rho$  – густина кристалу,  $\omega = 2\pi f_{у3}$  – циклічна частота акустичної хвилі,  $\omega_0 = 2\pi f_0$  – власна циклічна частота дислокаційного сегмента  $L_{дис}$ ,  $d$  – стала демпфірування, яка дорівнює відношенню коефіцієнта динамічної в'язкості до ефективної маси одиниці довжини дислокації  $d = B/A$ , де  $A = \pi r b^2$ . Коефіцієнт динамічної в'язкості  $\epsilon$ , фактично, силою, що діє з боку фононної та електронної підсистем кристала на одиницю довжини дислокації, що рухається з одиничною швидкістю,  $B = B_{ph} + B_e$ . В області високих температур домінує фононна компонента  $B_{ph}$ , а при зниженні температури на фоні вимерзання фононного газу стає суттєвим внесок електронної компоненти  $B_e$ . Нажаль, експериментально визначені величин коефіцієнту динамічної в'язкості для кристалів  $n-Cd_xHg_{1-x}Te$  в літературі немає. Типові значення для інших матеріалів лежать в межах  $10^{-6} \div 10^{-5} \text{ Н с/м}^2$  [14,15].

З виразу (1) добре видно, що поглинання ультразвуку залежить від густини дислокацій  $N_{дис}$  та має резонансний характер. Коефіцієнт поглинання максимальний, коли УЗ частота близька до власної частоти дислокації, що визначається довжиною дислокаційного сегмента  $L_{дис}$ , типові значення якої лежать в межах  $10^{-5} \div 10^{-7} \text{ м}$  [14]. Вираз для власної частоти дислокації  $f_0$  має вигляд [14]:

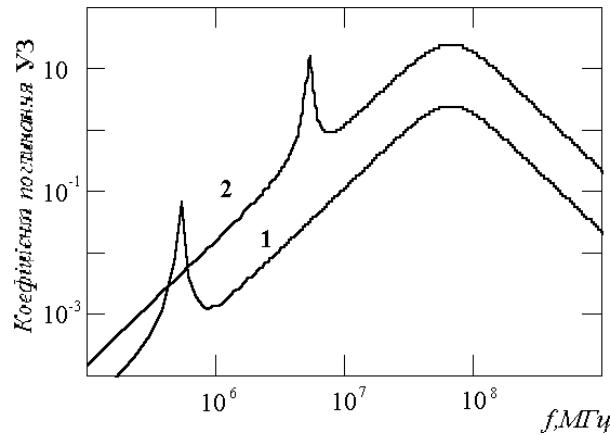
$$f_0 = \sqrt{\frac{G}{2\pi^2 \rho (1-\nu) L_{дис}}}, \quad (2)$$

де  $\nu$  – коефіцієнт Пуассона. Простий розрахунок показав, що використана в експерименті частота 7 МГц далека від резонансної навіть для  $L_{дис} = 10^{-5} \text{ м}$ .

Отже, кореляція між величиною акустично стимульованого відгуку кристалів  $Cd_xHg_{1-x}Te$  та густиною дислокацій цілком зрозуміла та спричинена прямою залежністю поглинання ультразвуку від  $N_{дис}$ .

Звертає на себе увагу, що в кристалах з однаковою густиною дислокацій та розгалуженою мережею МКГ також спостерігається залежність величини АС зміни концентрації носіїв  $\Delta_1 = n_{US}/n_0$  від  $N_{МКГ}$  (див. рис. 1, крива 2 та таблицю, дані для 2-ї групи досліджених зразків). Згідно моделі вимушених (в полі УЗ навантаження) коливань границь субблоків структури в кристалах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  [16,17] максимальна АС зміна електрофізичних параметрів відбувається при співпаданні довжини акустичної хвилі з середнім геометричним розміром субблока, тобто коли частота ультразвуку близька до власної частоти субблочної структури  $F_R = \nu_{у3}/2L_{МКГ}$ , де  $L_{МКГ} = (N_{МКГ})^{-1}$  – середній розмір субблока,  $\nu_{у3} = 3,4 \cdot 10^3 \text{ м/с}$  – швидкість акустичної хвилі в  $Cd_xHg_{1-x}Te$ .

Розраховані значення величини “резонансної” частоти  $F_R$  для досліджених зразків наведені в таблиці, звідки добре видно, що максимальний ефект впливу ультразвуку спостерігається при умові акустичного навантаження, близького до резонансного  $F_R \rightarrow f_{у3}$ . Такій умові відповідає зразок



**Рис. 2.** Частотні залежності  $\alpha_{US}$ , розраховані за виразом (1) з урахуванням поглинання ультразвуку на дислокаціях та малокутових границях:  $L_{DIS} = 8 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ ,  $V = 3 \cdot 10^{-6} \text{ Н с/м}$ . Крива 1 –  $N_{DIS} = 10^9 \text{ м}^{-2}$ ,  $L_{МКГ} = 10^{-3} \text{ м}$ ,  $N_{МКГ} = 10 \text{ м}^{-1}$ ; крива 2 –  $N_{DIS} = 10^{10} \text{ м}^{-2}$ ,  $L_{МКГ} = 10^{-4} \text{ м}$ ,  $N_{МКГ} = 50 \text{ м}^{-1}$ .

№ 4 з  $F_R = 8,5 \text{ МГц}$  при  $f_{УЗ} = 7 \text{ МГц}$ . Відповідно для нього АС зміна концентрації електронів максимальна.

Можна оцінити поглинання ультразвуку на МКГ по аналогії з поглинанням на дислокаціях. Прийемо, що в полі акустичної хвилі рухається МКГ довжиною  $L_{МКГ}$ . Замінемо деякі параметри у виразі (1). Нехай  $\omega_0$  – власна частота МКГ, яка залежить від довжини МКГ  $L_{МКГ}$ . Середня по кристалу величина  $L_{МКГ}$  визначалася візуально за допомогою оптичного мікроскопа після селективного травлення досліджених зразків. Ефективну масу МКГ прийемо рівною ефективній масі одиниці довжини дислокації, помноженій на число дислокацій в МКГ:  $A_{МКГ} = A_{DIS} \cdot n$ . Відомо, що середню відстань між дислокаціями в МКГ можна оцінити як відношення параметра решітки до кута разорієнтації субблоків в кристалі [18]:  $l = a/\theta$ . Тоді, знаючи середню довжину МКГ, можна визначити число дислокацій в МКГ як  $n = L_{МКГ}/l$ .

Необхідно уточнити також величину коефіцієнта динамічної в'язкості  $V$ . На дислокацію та на МКГ з боку поля акустичної хвилі діє однакова зовнішня сила  $F_{DIS} = F_{МКГ}$ , яка дорівнює добутку  $V$  на швидкість руху дислокації  $v_{DIS}$  (або МКГ,  $v_{МКГ}$ ). В такому випадку коефіцієнт динамічної в'язкості для поглинання на МКГ можна оцінити як  $V_{МКГ} = V_{DIS} \cdot (v_{DIS}/v_{МКГ})$ .

На рис. 2 наведена розрахована за виразом (1) частотна залежність коефіцієнта поглинання

ультразвуку для кристалів  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Враховане поглинання на дислокаціях та малокутових границях –  $\alpha_{УЗ} = \alpha_{DIS} + \alpha_{МКГ}$ . Величини параметрів, використаних при розрахунку, наведені в підписі до рисунку.

Таким чином, величина акустично стимульованого відгуку в твердих розчинах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  знаходиться в прямій залежності від стану дефектної структури кристалу, а саме, від густини протяжних структурних дефектів. Вплив ультразвуку має резонансний характер. Якщо частота УЗ навантаження близька до власної частоти субблочної структури  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , то АС перетворення в системі точкових дефектів відбувається внаслідок резонансної взаємодії ультразвуку та малокутових границь та, відповідно, спостерігається суттєва зміна параметрів кристалу. Якщо ж умова резонансу не виконується, процес стимульованого ультразвуком дефектоперетворення в кристалах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  відбувається у відповідності з класичним механізмом взаємодії дислокацій з акустичною хвилею, що розповсюджується в кристалі.

**Савкіна Р.К.** - кандидат фіз.-мат. наук, науковий співробітник;

**Смірнов О.Б.** - молодший науковий співробітник;

**Юр'єв С.О.** - кандидат фіз.-мат. наук, науковий співробітник.

- [1] И.П. Голяминой под ред. *Ультразвук: Маленькая энциклопедия*. Сов. энциклопедия, М. 400 с. (1979).
- [2] А.И. Власенко, Я.М. Олих, Р.К. Савкина. Акустостимулированная активация связанных дефектов в твердых растворах  $CdHgTe$  // *ФТП*, **4**(33), p. 398 (1999).
- [3] А.И. Власенко, Я.М. Олих, Р.К. Савкина. Подвижность носителей заряда в кристаллах  $n-CdHgTe$  в условиях динамического ультразвукового нагружения // *ФТП*, **6**(34), p. 644 (2000).
- [4] *Травление полупроводников*. М., Мир, 288 с. (1965).
- [5] Я.М. Олих, Р.К. Савкина. Акустостимулированная активация глубоких уровней в нейтронно-легированном германии // *Оптоэлектроника и полупроводниковая техника*, **31**, с.62 (1996).

- [6] И.В. Курило, В.П. Алехин, С.И. Булычев. Физико-механические свойства теллуридов кадмия, ртути и их твердых растворов // *Препр. АН СССР, ИМ им. А.А. Байкова*, М., 92 с. (1982).
- [7] M.K. Sheinkman, N.E. Korsunskaya, S.S. Ostapenko. Ultrasound treatment as a new way for defect engineering in Semiconductor materials and devices // *Romanian Journal of Information Science and Technology*, **1-2(2)**, p. 173 (1999).
- [8] R.K. Savkina, A.B. Smirnov. Sonic-stimulated temperature rising around dislocation // *Inst.Phys.Conf.Ser. IoP Publishing*, **174**, p.89 (2003).
- [9] J.P. Hirth, H. Ehrenreich Charged dislocations and jogs in  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  and other II-VI compounds // *J. Vac. Sci. Technology*, **2(A3)**, p. 367 (1985).
- [10] Матер. 2 Всес. конф. «Спектроскопия комбинационного рассеяния света» М. (1978).
- [11] Б.П. Коман. Термоактивируемое движение дислокаций в собственно-дефектных кристаллах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  // *УФЖ*, **6(32)**, с. 908 (1987).
- [12] С.В. Винценц, А.В. Зотеев, Г.С. Плотников. О порогах возникновения неупругих деформаций в поверхностных слоях Si и GaAs при многократном импульсном лазерном облучении // *ФТП*, **8(36)**, с. 902 (2002).
- [13] П.К. Кашкаров, В.Ф. Киселев. Нетермические процессы в полупроводниках при лазерном облучении // *Известия АН СССР. Сер. Физическая*, **3(50)**, с. 435 (1986).
- [14] Р. Труэлл, Ч. Эльбаум, Б. Чик. *Ультразвуковые методы в физике твердого тела*. М., Мир, 308 с. (1972).
- [15] В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом. Динамическое торможение дислокаций // *УФН*, **1(115)**, с. 1 (1975).
- [16] В.А. Калитенко, О.А. Коротченко, И.Я. Кучеров Акустическая эмиссия, индуцированная ультразвуком в монокристаллах // *УФЖ*, **9(30)**, с. 1358 (1985).
- [17] П.И. Баранский, К.А. Мысливец, Я.М. Олих. Роль малоугловых границ в изменении электрофизических параметров в кристаллах  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , подвергнутых УЗО // *ФТТ*, **9(31)**, с. 278 (1989).
- [18] Р. Смит. *Полупроводники*. Изд. ин. лит., М., 467 с. (1962).

R.K. Savkina<sup>1</sup>, O.B. Smirnov<sup>1</sup>, S.O. Yur'yev<sup>2</sup>

## About Correlation between Sonic-Stimulated Effect and Structural Perfection of $Cd_xHg_{1-x}Te$ Alloys

<sup>1</sup>*V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics NAS of Ukraine, Kyiv,*

*E-mail: tenet@alfa.semicond.kiev.ua*

<sup>2</sup>*National University "Lvivska Politechnika", Lviv*

Sonic-stimulated change of the electron concentration and Raman scattering intensity in n- $Cd_xHg_{1-x}Te$  alloys was investigated. It was determined that the value of such effects grows at increasing of dislocations and low-angle boundaries density in crystal.