

# ВПЛИВ ДЕФОРМАЦІЙНИХ ЕФЕКТІВ НА ЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ СТРУКТУРИ МЕТАЛ–НАПІВПРОВІДНИК–ЛЕГОВАНИЙ НАПІВПРОВІДНИК

Р.М. ПЕЛЕЩАК, О.В. КУЗИК, О.О. ДАНЬКІВ

УДК 533.3+537.2  
© 2010

Дрогобицький державний педагогічний університет ім. І. Франка  
(Вул. Івана Франка, 24, Дрогобич 82100, Львівська обл.; e-mail: [peleshchak@rambler.ru](mailto:peleshchak@rambler.ru))

Досліджено вплив пружних деформацій, що виникають як за рахунок невідповідності параметрів ґраток контактуючих напівпровідникових матеріалів, так і в околі кластера дефектів міжвузловинного кадмію у легованій напівпровідниковій підкладці CdTe, на інжекцію електронів в ізолюючий шар структури метал–нелегований напівпровідник  $Zn_xCd_{1-x}Te$ –напівпровідникова підкладка  $n$ -CdTe.

теріалі суттєво впливає на їх електрофізичні та оптичні властивості. Зокрема у роботах [9, 10] показано, що у CdS кластери міжвузловинного Cd<sub>i</sub> є швидкими каналами рекомбінації. У роботі [8] встановлено умови очищення об'єму напівпровідника CdTe від кластерів, утворених іонізованим міжвузловинним Cd<sub>i</sub> та досліджено вплив зовнішнього електричного поля на розмір кластера.

## 1. Вступ

Останнім часом при побудові напівпровідникових приладів широкого використання набули контакти металу з напівпровідником з використанням проміжного нелегованого  $i$ -шару [1], зокрема, для детектування височастотних сигналів [2], виготовлення імпульсних високовольтних  $p-i-n$  діодів [3].

У роботі [4] в дифузійно-дрейфовому наближенні отримано самоузгоджений аналітичний розв'язок задачі про інжекцію носіїв струму в ізолюючий  $i$ -шар скінченної товщини для структур метал– $i$ -шар–сильно легована напівпровідникова підкладка. Запропонований авторами підхід враховує як об'ємні ефекти, що пов'язані з обмеженням струму просторовим зарядом, так і контактні явища на межах напівпровідникового нелегованого  $i$ -шару. Однак запропонована авторами роботи [4] модель не враховує впливу деформаційних ефектів, які можуть бути суттєвими у випадку значної невідповідності параметрів ґраток (до 6–7%) контактуючих напівпровідникових матеріалів (CdTe/ZnTe, GaAs/InAs) та великої концентрації точкових дефектів ( $N_d > 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ).

У роботах [5–8] показано, що при перевищенні деякого критичного значення концентрації дефектів (міжвузловинних атомів та вакансій) їх взаємодія із самоузгодженим полем деформації приводить до утворення впорядкованих дефектно-деформаційних структур (кластерів та періодичних структур). Наявність кластерів дефектів у напівпровідниковому ма-

Неоднорідна деформація, зумовлена наявністю кластерів дефектів та невідповідністю параметрів ґраток контактуючих матеріалів у структурах метал– $i$ -шар–сильно легований напівпровідник, внаслідок самоузгодженого електрон-деформаційного зв'язку приводить до суттєвої зміни просторових розподілів концентрації носіїв струму, електростатичного потенціалу  $\varphi(x)$  та електричного поля  $E(x)$ , що відображається, зокрема, на вольт-амперних характеристиках (ВАХ) таких структур. Важливим є як передбачити зміну електричних властивостей під впливом механічних напружень, так і встановити умови, за яких вплив зовнішніх чинників, що змінюють напружений стан напівпровідникової структури, на електричні властивості буде мінімальним.

У даній роботі розраховано електростатичний потенціал, напруженість електричного поля, концентрацію електронів провідності  $n(x)$  та ВАХ структури метал–нелегований напівпровідник  $Zn_xCd_{1-x}Te$ –напівпровідникова підкладка  $n$ -CdTe (метал– $i$ – $n^+$ ) з урахуванням пружних деформацій, що виникають як за рахунок невідповідності параметрів ґраток контактуючих напівпровідникових матеріалів, так і в околі кластера у легованій напівпровідниковій підкладці CdTe.

## 2. Модель

Розглянемо тришарову структуру метал–нелегований шар  $Zn_xCd_{1-x}Te$  товщиною  $L$ –лєгована напівпровідникова підкладка  $n^+$ –CdTe. Координата  $x$  від-

раховується від межі метал-напівпровідник у напрямку напівпровідника.

1. Нехай напівпровідникова підкладка ( $x \geq L$ ) містить точкові дефекти з середньою концентрацією  $N_{d0}$ . Дефекти взаємодіють як з електричним полем  $E = -\frac{d\varphi(x)}{dx}$ , так і з полем деформації  $U(x) = \frac{\partial u_x}{\partial x}$ , де  $u_x$  – компонента вектора зміщення середовища. Оскільки товщина підкладки є набагато більшою за товщину нелегованого  $i$ -шару, то деформацією підкладки, зумовленою невідповідністю параметрів ґраток контактуючих напівпровідникових матеріалів, можна знехтувати. До уваги братимемо пружні напруження, що створюються точковими дефектами, а саме, у матеріалі CdTe – іонізованим міжвузловинним кадмієм.

Для знаходження параметра деформації кристалічної ґратки та концентрації дефектів необхідно розв'язати рівняння [8]:

$$c_l^2 \frac{\partial^2 U(x)}{\partial x^2} + c_l^2 l_0^2 \frac{\partial^4 U(x)}{\partial x^4} - c_l^2 |\alpha| \frac{\partial^2 (U^2(x))}{\partial x^2} + c_l^2 \beta \frac{\partial^2 (U^3(x))}{\partial x^2} - \frac{\theta_d}{\rho} \frac{\partial^2 N_d(x)}{\partial x^2} = 0, \quad (1)$$

$$D \frac{\partial^2 N_d}{\partial x^2} - \frac{D \theta_d}{kT} \frac{\partial}{\partial x} \left( N_d(x) \left( \frac{\partial U(x)}{\partial x} + l_d^2 \frac{\partial^3 U(x)}{\partial x^3} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( N_d(x) \mu \frac{\partial \varphi(x)}{\partial x} \right) = 0, \quad (2)$$

де  $\rho$  – густина середовища;  $c_l$  – поздовжня швидкість звуку;  $\theta_d = K_A \Delta \Omega$  – потенціал деформації;  $\Delta \Omega$  – зміна об'єму кристала одним дефектом;  $K_A$  – всебічна константа пружності;  $l_d$  та  $l_0$  – характеристична довжина взаємодії дефектів з атомами кристала та атомів один з одним відповідно;  $\alpha, \beta$  – константи пружного ангармонізму;  $T$  – температура;  $D$  – коефіцієнт дифузії дефектів;  $k$  – стала Больцмана.

Проінтегрувавши рівняння (2) отримаємо

$$N_d(x) = N_{d0} \exp \left( \frac{\theta_d}{kT} \left( U_l(x) + l_d^2 \frac{\partial^2 U_l(x)}{\partial x^2} \right) - \frac{\mu}{D} \varphi(x) \right) \approx N_{d0} \left( 1 + \frac{\theta_d}{kT} \left( U_l(x) + l_d^2 \frac{\partial^2 U_l(x)}{\partial x^2} \right) - \frac{\mu}{D} \varphi(x) \right). \quad (3)$$

Підставивши (3) у (1), отримаємо неоднорідне нелінійне диференціальне рівняння для деформації середовища:

$$\frac{\partial^2 U_l(x)}{\partial x^2} - a U_l(x) + f U_l^2(x) - c U_l^3(x) =$$

$$= \frac{\frac{N_{d0}}{N_{dc}} e \varphi(x)}{l_d^2 \frac{N_{d0}}{N_{dc}} - l_0^2} \theta_d, \quad (4)$$

де  $U_l(x)$  – просторово неоднорідна складова деформації,

$$a = \frac{1 - \frac{N_{d0}}{N_{dc}}}{l_d^2 \frac{N_{d0}}{N_{dc}} - l_0^2}; \quad f = \frac{|\alpha|}{l_d^2 \frac{N_{d0}}{N_{dc}} - l_0^2};$$

$$c = \frac{\beta}{l_d^2 \frac{N_{d0}}{N_{dc}} - l_0^2}; \quad N_{dc} = \frac{\rho c_l^2 kT}{\theta_d^2}.$$

Для сильно легованої  $n^+$ -підкладки можна використати наближення Томаса-Фермі [4]. Тоді з урахуванням деформаційних ефектів електрохімічний потенціал набуде вигляду

$$\chi_s(x) = \frac{\hbar^2}{2m_s} (3\pi^2 n(x))^{2/3} - e \varphi_s(x) + a_c U(x), \quad (5)$$

де  $m_s$  – ефективна маса електрона легованого напівпровідникового матеріалу;  $n(x)$  – концентрація електронів;  $a_c$  – константа гідростатичного деформаційного потенціалу зони провідності.

Розглядатимемо  $n^+$ -шар як трикомпонентну систему, що містить електрони з концентрацією  $n(x)$ , іонізовані нерухомі  $N^+$  та рухомі донори з концентрацією  $N_d(x)$ .

Очевидно, що виконується умова

$$n_0 = N^+ + N_{d0}, \quad (6)$$

де  $n_0$  – просторово однорідне значення концентрації електронів провідності.

З формули (5) можна визначити концентрацію носіїв струму:

$$n(x) = \left( \frac{2m_s}{\hbar^2} \right)^{3/2} \frac{(\chi_s(x) + e \varphi_s(x) - a_c U(x))^{3/2}}{3\pi^2}. \quad (7)$$

Густина струму:

$$j = \frac{\sigma}{e} \frac{d\chi_s}{dx}, \quad (8)$$

де  $\sigma$  – провідність  $n^+$ -шару. Вважаючи провідність легованої підкладки достатньо великою, так щоб виконувалася умова  $\frac{j}{\sigma} e L_s \ll \chi_0$  ( $L_s$  – товщина підкладки,  $\chi_0 = \chi(\infty) = \frac{\hbar^2}{2m_s} (3\pi^2 n_0)^{2/3} + a_c U_0$ ), у лінійному наближенні ( $e \varphi_s(x) - a_c U_l(x) \ll \chi_0$ ) концентрацію електронів провідності можна представити у вигляді:

$$n(x) = n_0 + R(e \varphi_s(x) - a_c U_l(x)), \quad (9)$$

де  $R = \left(\frac{2m_s}{\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{\sqrt{\chi_0}}{2\pi^2}$ .

Електростатичний потенціал  $\varphi_s(x)$  знаходиться з рівняння Пуассона:

$$\nabla^2 \varphi_s(x) = -\frac{e}{\varepsilon_s \varepsilon_0} (N_d(x) + N^+ - n(x)), \quad (10)$$

де  $\varepsilon_s$  – діелектрична проникність матеріалу напівпровідникової підкладки.

Таким чином, розв'язавши систему рівнянь (4) та (10) з урахуванням (3) та (9), можна отримати просторовий розподіл електростатичного потенціалу  $\varphi_s(x)$ , деформації кристалічної ґратки  $U_l(x)$ , концентрації електронів провідності  $n(x)$  та дефектів  $N_d(x)$  у легованій напівпровідниковій підкладці. Розв'яжемо дану систему методом послідовних наближень. У першому наближенні знайдемо розв'язок рівняння (4) без урахування взаємодії дефектів з електростатичним полем ( $\varphi_s(x) = 0$ ). Залежно від величини середньої концентрації точкових дефектів розв'язок рівняння (4) матиме вигляд

$$U_l(x) = 0, \quad N_{d0} < N_{dc1}, \quad (11)$$

$$U_l(x) = \frac{A \operatorname{sign} \theta_d}{B + \operatorname{sh}(-\sqrt{a}(x - x_0))}, \quad N_{dc1} < N_{d0} < N_{dc2}, \quad (12)$$

$$U_l(x) = \frac{A \operatorname{sign} \theta_d}{B + \operatorname{ch}(\sqrt{a}(x - x_0))}, \quad N_{dc2} < N_{d0} < N_{dc}, \quad (13)$$

$$U_l(x) = \frac{A \operatorname{sign} \theta_d}{B + \sin(\sqrt{|a|}(x - x_0))}, \quad N_{d0} > N_{dc}, \quad (14)$$

де  $x_0$  визначає положення кластера в легованій напівпровідниковій підкладці,  $A = 3\sqrt{2}|a|(|9ca - 2f^2|)^{-1/2}$ ,  $B = \sqrt{2}f(|9ca - 2f^2|)^{-1/2}$ ,  $N_{dc1} = N_{dc}(\frac{1}{l_d})^2$ ,  $N_{dc2} = N_{dc}(1 - \frac{2\alpha^2}{9\beta})$ ,  $\frac{2\alpha^2}{9\beta} = \frac{4}{9}$  [6].

Надалі обмежимося випадком існування симетричного кластера дефектів, що відповідає формулі (13). Підставивши (3) та (9) з урахуванням (6) у рівняння Пуассона (10), отримаємо просторовий розподіл електростатичного потенціалу у легованій напівпровідниковій підкладці:

$$\varphi_s(x) = C_1 e^{-gx} - \frac{1}{2g} e^{gx} \int f(x) \cdot e^{-gx} dx + \frac{1}{2g} e^{-gx} \int f(x) \cdot e^{gx} dx, \quad (15)$$

де

$$f(x) = W U_l(x) + \left(W - \frac{g_0^2 a_c}{e}\right) l_d^2 \frac{\partial^2 U_l(x)}{\partial x^2};$$

$$W = \frac{g_0^2 a_c}{e} + \frac{e N_{d0} \theta_d}{\varepsilon_s \varepsilon_0 kT}; \quad g_0 = \sqrt{\frac{e^2 R}{\varepsilon_s \varepsilon_0}}; \quad g = \sqrt{\frac{e^2 (R + \frac{N_{d0}}{kT})}{\varepsilon_s \varepsilon_0}};$$

$C_1$  – стала інтегрування.

2. Запишемо вирази для електрохімічного потенціалу, густини електричного струму та рівняння Пуассона для нелегованого  $i$ -шару з урахуванням деформації кристалічної ґратки [4]:

$$\chi(x) = kT \ln \frac{n(x)}{N_i} + \Delta_i - e\varphi(x) + a_c U(x), \quad (16)$$

$$j = n \mu_n \frac{d\chi}{dx}, \quad (17)$$

$$\nabla^2 \varphi(x) = \frac{e}{\varepsilon \varepsilon_0} n(x), \quad (18)$$

де  $N_i = 2 \left(\frac{2\pi m kT}{\hbar^2}\right)^{3/2}$  – ефективна густина станів;  $\Delta_i$  – розрив зони провідності на межі напівпровідників;  $\mu_n$  – рухливість електронів;  $\varepsilon$  – відносна діелектрична проникність середовища. Врахувавши, що  $E = -\frac{d\varphi(x)}{dx}$ , з (16)–(18) отримаємо нелінійне рівняння для електричного поля:

$$\frac{kT}{e} \frac{d^2 E}{dx^2} + E \frac{dE}{dx} + \frac{a_c}{e} \frac{dE}{dx} \frac{dU}{dx} = -\frac{j}{\mu_n \varepsilon \varepsilon_0}. \quad (19)$$

Розглянемо випадок, коли відстань від межі напівпровідникових матеріалів до центра кластера дефектів, що містяться у підкладці, є набагато більшою за розмір кластера ( $x_0 \gg \frac{1}{\sqrt{a}}$ ). У цьому випадку в  $i$ -шарі можна знехтувати деформацією, що виникає в околі дефектно-деформаційних структур. Проте суттєвою може бути деформація нелегованого шару, спричинена невідповідністю параметрів ґраток контактуючих матеріалів. Для дослідження впливу невідповідності ґраток контактуючих матеріалів на інжекцію електронів у нелегований шар обмежимося лінійною апроксимацією деформації:

$$U(x) = U_0 \frac{x}{L}, \quad (20)$$

$$U_0 = U_{xx} + U_{yy} + U_{zz},$$

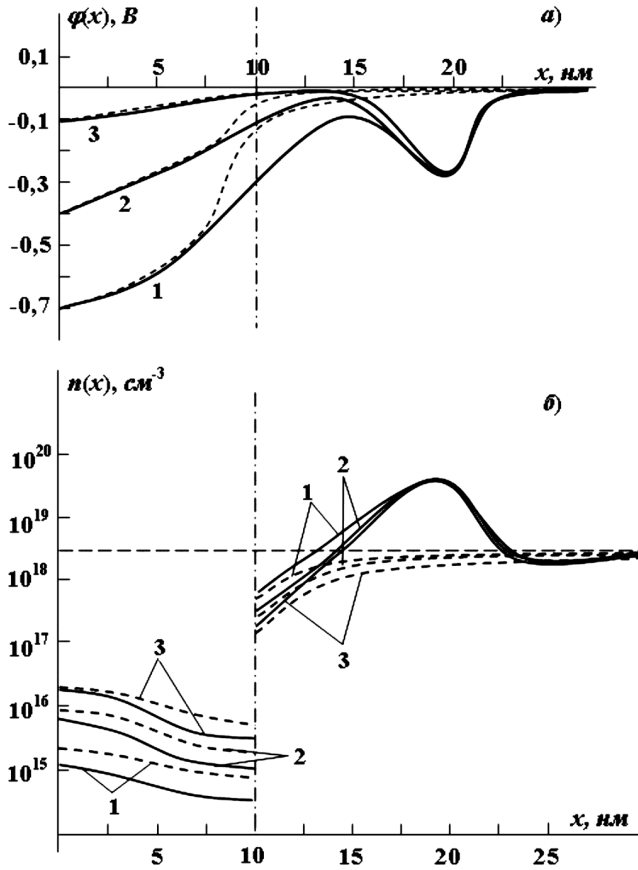


Рис. 1. Просторовий розподіл електростатичного потенціалу (а) та електронів (б) у структурі метал-*i-n*<sup>+</sup> з кластером (суцільна лінія) та без кластера (штрихова лінія): 1 - Δ = 0, 6 eВ; 2 - Δ = 0, 3 eВ; 3 - Δ = 0 при Δ<sub>i</sub> = 0

$$U_{yy} = U_{zz} = \frac{a_s - a_0}{a_s}, U_{xx} = -\frac{2C_{12}}{C_{11}} U_{yy},$$

де  $U_{xx}, U_{yy}, U_{zz}$  - компоненти тензора деформації;  $a_s, a_0$  - параметри ґраток матеріалів підкладки та *i*-шару відповідно.

Перейшовши до безрозмірних величин та проінтегрувавши рівняння (19), його можна переписати у вигляді

$$\frac{d\tilde{E}}{dz} + \frac{\tilde{E}^2}{2} + \tilde{j}z = A, \quad (21)$$

де  $A$  - стала інтегрування;  $\tilde{E} = \frac{e}{kTg_0} (E + \frac{a_c U_0}{eL})$ ;  $\tilde{j} = \frac{e^2 j}{\epsilon\epsilon_0 \mu_n (kT)^2 g_0^3}$ ;  $z = g_0 x$ .

Розв'язок рівняння (21) виражається через функції Ейрі і має вигляд [4]:

$$\tilde{E}(z) = -2 \left(\frac{\tilde{j}}{2}\right)^{1/3} \frac{Ai'(y) + C_2 \cdot Bi'(y)}{Ai(y) + C_2 \cdot Bi(y)}, \quad (22)$$

де  $y(z) = \left(\frac{\tilde{j}}{2}\right)^{1/3} \left(\frac{A}{\tilde{j}} - z\right)$ .

Для розрахунку електричного поля, електростатичного потенціалу та густини струму використовуємо методу, запропоновану в роботі [4].

На межі напівпровідникових матеріалів повинні виконуватись умови, які дають можливість визначити сталі інтегрування як функції густини струму:

$$\begin{cases} \varphi(L-0) = \varphi_s(L+0); \\ \epsilon \frac{d\varphi}{dx} |_{x=L-0} = \epsilon_s \frac{d\varphi_s}{dx} |_{x=L+0}; \\ \chi(L-0) = \chi_s(L+0). \end{cases} \quad (23)$$

Прирівнюючи електрохімічний потенціал напівпровідника на межі з металом до  $\chi(0)$ , отримуємо ще одну граничну умову:

$$n(0) = N_i e^{-\frac{\Delta}{kT}}. \quad (24)$$

де  $\Delta = \Delta_i - e\varphi(0) - \chi(0)$  - висота потенціального бар'єра на межі з металом.

З урахуванням (18) рівність (24) можна переписати у вигляді

$$\left. \frac{d^2 \varphi}{dx^2} \right|_{x=0} = \frac{eN_i}{\epsilon\epsilon_0} e^{-\frac{\Delta}{kT}}. \quad (25)$$

Тоді, врахувавши, що  $\chi(0) = \chi_0 - eV$  [4], де  $V$  - прикладена напруга, отримаємо вираз

$$eV = e\varphi(0) + \chi_0 + \Delta - \Delta_i. \quad (26)$$

Розв'язавши систему рівнянь (23) та (25), можна визначити  $\varphi(0)$  як функцію густини струму. Підставивши його у (26), отримуємо трансцендентне рівняння, що дозволяє визначити ВАХ досліджуваної структури.

### 3. Результати розрахунків та їх обговорення

На рис. 1 наведено результати розрахунків просторового розподілу електростатичного потенціалу та концентрації електронів провідності у структурі метал - нелегований CdTe - легована підкладка *n*-CdTe при нульовій напрузі для таких значень параметрів:  $T = 300$  °С,  $D = 3 \cdot 10^{-9}$  см<sup>2</sup>/с [11],  $a_c = 3,38$  eВ,

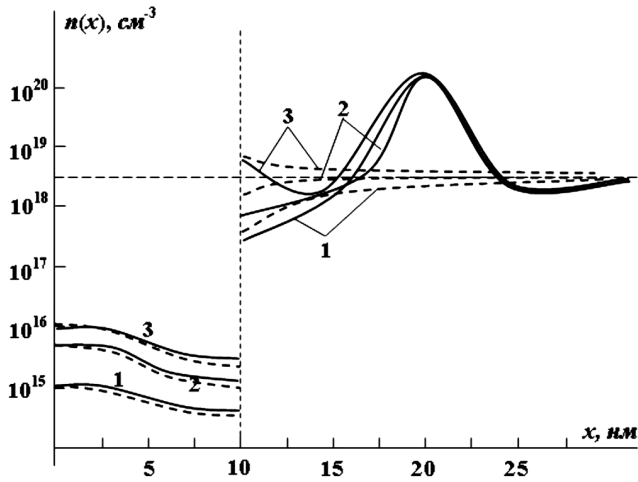


Рис. 2. Просторовий розподіл електронів у структурі метал- $i$ - $n^+$  при  $\Delta_i = 0,3$  еВ: 1 -  $\Delta = 0,6$  еВ; 2 -  $\Delta = 0,3$  еВ; 3 -  $\Delta = 0$ . Штрихова лінія відповідає розрахункам без урахування деформаційних ефектів

$D_n = 10^2$  см<sup>2</sup>/с,  $\mu_n = 10^3$  см<sup>2</sup>/В·с [12],  $\theta_d = 10$  еВ,  $\varepsilon = \varepsilon_s = 9,7$ ,  $l_0 = 0,5$  нм,  $l_d = 2,9$  нм [6],  $\rho_{cl}^2 = 0,79$  Мбар,  $K_A = 450$  еВ/нм<sup>3</sup> [13],  $x_0 = 20$  нм,  $L = 10$  нм,  $N_{d0} = 2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>,  $n_0 = 3 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Розрахунки проводили для різних значень  $\Delta$  ( $0 \leq \Delta \leq 0,6$  еВ). Зменшення висоти бар'єра  $\Delta$  на межі з металом (навіть до нуля) можна досягнути  $\delta$ -легуванням  $i$ -шару безпосередньо поблизу металу [2, 4].

Розглянемо випадок, коли в напівпровідниковій підкладці CdTe існує симетричний кластер, утворений міжвузловинним кадмієм Cd<sub>i</sub> з центром у точці  $x_0$  (формула (13)). Наявність кластера приводить до виникнення в об'ємі легуваного CdTe неоднорідного внутрішнього електричного поля та відповідно до перерозподілу носіїв струму. В околі дефектно-деформаційної структури спостерігається локалізація електронів та, відповідно, зменшення їх концентрації в  $i$ -шарі. Причому вплив деформаційних ефектів на інжекцію носіїв струму стає більш суттєвим при зменшенні величини бар'єра  $\Delta$  на межі з металом. Так, при  $\Delta = 0$  концентрація електронів в  $i$ -шарі за рахунок наявності у підкладці кластера міжвузловинного Cd<sub>i</sub> зменшується у чотири рази (рис. 1).

У випадку використання у ролі проміжного шару між металом і підкладкою матеріалу Zn<sub>x</sub>Cd<sub>1-x</sub>Te на межі напівпровідників виникає додатковий бар'єр  $\Delta_i$  за рахунок розриву зон провідності контактуючих матеріалів. У цьому випадку (рис. 2) вплив деформаційних ефектів приводить до незначного збільшення концентрації електронів у  $i$ -шарі поблизу ме-

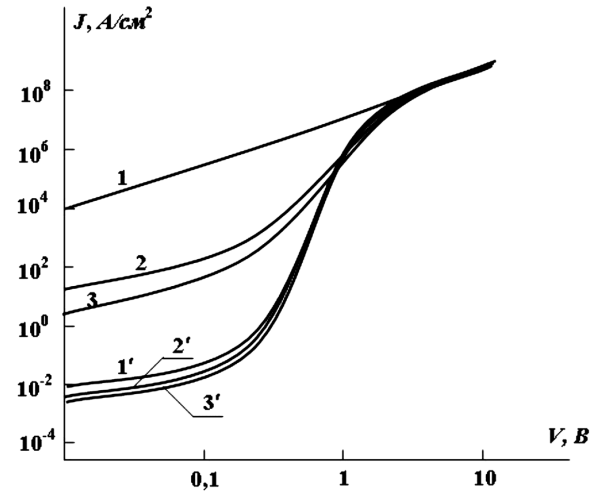


Рис. 3. Вольт-амперна характеристика структури метал- $i$ - $n^+$  при різних значеннях середньої концентрації дефектів ( $\Delta_i=0$ ): 1, 1' -  $N_{d0}=0$ ; 2, 2' -  $N_{d0} = 2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>; 3, 3' -  $N_{d0} = 6 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>; 1, 2, 3 -  $\Delta = 0$ ; 1', 2', 3' -  $\Delta = 0,3$  еВ

жі напівпровідників (до 20%). Це пов'язано з тим, що бар'єр на межі напівпровідників суттєво зменшує вплив дефектно-деформаційних структур у легуваній підкладці на інжекцію носіїв струму. А невідповідність параметрів ґраток контактуючих напівпровідників приводить до виникнення неоднорідної деформації розтягу у  $i$ -шарі та, відповідно, додаткового потоку електронів у напрямку від металевого контакту до межі  $i$ -шар - легований напівпровідник.

На рис. 3 наведено ВАХ структури метал -  $i$ -шар - легувана напівпровідникова підкладка при різних значеннях  $\Delta$  та середньої концентрації дефектів  $N_{d0}$ . Наявність кластера у підкладці приводить до суттєвого зменшення електричного струму при незначних напругах зміщення. Збільшення прикладеної напруги приводить до зменшення розміру кластера [8]. Тому при високих напругах ( $V > 1$  В) значення густини струму практично не відрізняється від відповідного значення у бездефектній структурі. При збільшенні концентрації дефектів (рис. 3) густина струму зменшується. Це пояснюється тим, що зростає деформація розтягу в околі кластера, а збільшення концентрації електронів у легуваній підкладці практично не впливає на інжекцію носіїв у  $i$ -шар.

#### 4. Висновки

1. Досліджено вплив деформації, яка виникає в околі кластера дефектів міжвузловинного кадмію у легуваній напівпровідниковій підкладці CdTe, на інжекцію

електронів в ізолюючий шар структури метал- $i-n^+$ . Показано, що за відсутності бар'єра на межі метал – напівпровідник наявність кластера приводить до зменшення концентрації носіїв струму в  $i$ -шарі у чотири рази.

2. Встановлено, що невідповідність параметрів ґраток контактуючих напівпровідникових матеріалів структури метал- $i-n^+$  є причиною зростання концентрації електронів в  $i$ -шарі.

3. Показано, що збільшення бар'єра як на межі метал – напівпровідник, так і напівпровідник – напівпровідник зменшує вплив кластера на інжекцію носіїв струму в  $i$ -шар структури метал- $i-n^+$ .

1. С. Зи, *Фізика напівпровідникових приборів* (Мир, Москва, 1984), Т. 1.
2. В.И. Шашкин, А.В. Мурель, ФТТ **50**, 519 (2008).
3. Ф.Ю. Солдатенков, В.Г. Данильченко, В.И. Корольков, ФТП **41**, 217 (2007).
4. В.И. Шашкин, Н.В. Востоков, ФТП **42**, 1339 (2008).
5. С.В. Винценц, А.В. Зайцева, Г.С. Плотников, ФТП **37**, 134 (2002).
6. В.И. Емельянов, И.М. Панин, ФТТ **39**, 2029 (1997).
7. В.И. Емельянов, ФТТ **43**, 637 (2001).
8. Р.М. Пелещак, О.В. Кузык, УФЖ **54**, 703 (2009).
9. В.Е. Лашкарев, А.В. Любченко, М.К. Шейнкман, *Неравновесные процессы в фотопроводниках* (Наукова думка, Київ, 1981).
10. N.E. Korsunskaya, I.V. Markevich, T.V. Torchinskaya, and M.K. Sheinkman, Phys. Stat Sol. (a) **60**, 565 (1980).
11. Н.І. Каширіна, В.В. Кислюк, М.К. Шейнкман, УФЖ **44**, 856 (1999).
12. Д.В. Корбутяк, С.В. Мельничук, Є.В. Корбут, М.М. Борисик, *Телурид кадмію: домішково-дефектні стани та детекторні властивості* (Іван Федоров, Київ, 2000).

13. Chris G. Van de Walle, Phys. Rev. B **39**, 1871 (1989).

Одержано 13.10.09

#### ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТРУКТУРЫ МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК-ЛЕГИРОВАННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК

Р.М. Пелещак, О.В. Кузык, О.О. Даньків

#### Резюме

Исследовано влияние упругих деформаций, вызванных как несоответствием параметров решеток контактирующих полупроводниковых материалов, так и наличием кластера дефектов междоузельного кадмия в легированной полупроводниковой подложке CdTe, на инжекцию электронов в изолирующий слой структуры металл-нелегированный полупроводник  $Zn_xCd_{1-x}Te$ -полупроводниковая подложка  $n$ -CdTe.

#### INFLUENCE OF DEFORMATION EFFECTS ON ELECTRICAL PROPERTIES OF STRUCTURE METAL-SEMICONDUCTOR-DOPED SEMICONDUCTOR

R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv

Ivan Franko Drobych State Pedagogical University  
(24, Ivan Franko Str., Drobych 82100, Ukraine)

#### Summary

The influence of elastic deformations that arise owing to a mismatch between the lattice parameters of contacting semiconductor materials and in a vicinity of the defect cluster induced by interstitial cadmium in a doped semiconductor CdTe substrate on the electron injection into the insulating layer of the metal-undoped  $Zn_xCd_{1-x}Te$  semiconductor- $n$ -CdTe semiconductor substrate structure has been studied.