

## КОНСТАНТИ ДЕФОРМАЦІЙНОГО ПОТЕНЦІАЛУ $\Xi_u$ ТА $\Xi_d$ У $n$ -Si, ВИЗНАЧЕНІ МЕТОДОМ ТЕНЗОРЕЗИСТИВНОГО ЕФЕКТУ

С.В. ЛУНЬОВ,<sup>1</sup> Л.І. ПАНАСЮК,<sup>1</sup> С.А. ФЕДОСОВ<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Луцький національний технічний університет

(Вул. Львівська, 75, Луцьк 43018; e-mail: lunivser@mail.ru)

<sup>2</sup>Волинський національний університет ім. Лесі Українки

(Просп. Воли, 13, Луцьк 43025; e-mail: ftt@univer.lutsk.ua)

УДК 621.315.592  
© 2012

На основі вимірювань поздовжнього п'єзоопору для випадку, коли  $X \parallel J \parallel [100]$ , і теорії анізотропного розсіяння визначено константи деформаційного потенціалу  $\Xi_u$  та  $\Xi_d$  в  $\gamma$ -опромінену  $n$ -Si. Показано, що при визначенні параметра анізотропії часів релаксації для  $n$ -Si з глибоким енергетичним рівнем  $E_c - 0,17$  еВ необхідно враховувати залежність концентрації іонізованих глибоких центрів від деформації.

ноструктурах необхідно також мати надійне значення констант деформаційного потенціалу, ефективних мас, часу релаксації та інших важливих параметрів [6–8]. У роботі [7] показано, що зменшення розмірності системи суттєво впливає на величину рухливості носіїв заряду та констант деформаційного потенціалу кремнієвих нанопровідників.

### 1. Актуальність теми та об'єкта дослідження

Константи деформаційного потенціалу є важливими параметрами зонної структури напівпровідників. Розробка методів їх надійного визначення належить до важливих завдань експериментальної фізики напівпровідників. Значення констант деформаційного потенціалу, які отримано експериментально, застосовуються як для розрахунку енергетичних зсувів відповідних екстремумів при різному типі деформації, так і для розрахунку ймовірностей переходу при розсіянні на акустичних коливаннях ґратки, що визначають величину рухливості носіїв заряду та особливості анізотропних характеристик кінетичних явищ за такого розсіяння [1–4]. Особливості деформаційних ефектів у напівпровідниках, зумовлені зміщеннями за енергією різних екстремумів зонного спектра та його перебудовою при деформації [5], визначаються константами деформаційного потенціалу. Одновісна пружна деформація, яка знижує вихідну симетрію кристала, приводить до зняття виродження зонного спектра, наприклад, до зняття виродження за енергіями еквівалентних мінімумів зони провідності, величина енергетичного розщеплення яких при деформації визначається відповідними значеннями констант деформаційного потенціалу.

Слід зазначити, що на сучасному етапі розвитку напівпровідникового матеріалознавства під час дослідження явищ електронного перенесення вже у на-

Різні зовнішні фізико-активні впливи, наприклад, значні радіаційні поля, можуть суттєво впливати на зонні параметри напівпровідникових матеріалів, зокрема і на константи деформаційного потенціалу. Цю обставину необхідно враховувати під час конструювання різного типу напівпровідникових датчиків та приладів. Оскільки одним із основних матеріалів функціональної електроніки є нині й, напевне, буде у майбутньому кремній, то доцільно продовжувати вивчення фізичних властивостей даного матеріалу при різних екстремальних умовах.

Дану роботу присвячено визначенню констант деформаційного потенціалу  $\Xi_u$  та  $\Xi_d$  зони провідності для  $\gamma$ -опромінених кристалів  $n$ -Si за допомогою методу тензоефектів при одновісній пружній деформації. Як правило, застосування лише якогось одного із методів визначення констант деформаційного потенціалу дозволяє знайти комбінацію відповідних констант або якусь одну із двох ( $\Xi_u$  чи  $\Xi_d$ ). Нам же вдалось визначити дані константи окремо, що є цінним як у практичному, так і теоретичному відношенні. Для кремнію, на відміну від германію, для якого відповідні константи більш менш надійно встановлені, у літературі є досить суттєвий розкид даних констант деформаційного потенціалу. Особливо мало інформації про значення константи деформаційного потенціалу  $\Xi_d$  у кремнії. Зокрема, відсутність надійних даних про значення даної константи деформаційного потенціалу не дозволяє точно обчислити величину та характер зміщення дна зони провідності у  $n$ -Si при одновісній пружній деформації, коли механічне на-

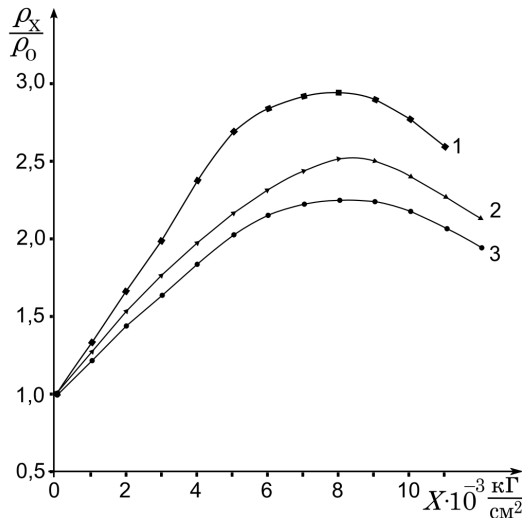


Рис. 1. Залежності п'єзоопору  $\frac{\rho_X}{\rho_0} = f(X)$   $\gamma$ -опроміненого *n*-Si дозою  $1,9 \cdot 10^{17}$  кв/см<sup>2</sup> за умови, коли  $X \parallel J \parallel [100]$ , для різних температур  $T$ : 1 – 77 К; 2 – 110 К; 3 – 150 К

пруження  $X$  направлене уздовж кристалографічного напрямку  $[111]$ , і також зміщення глибокого енергетичного рівня в даних умовах [9].

## 2. Експеримент

У нашій роботі досліджено п'єзоопір  $\gamma$ -опроміненних кристалів *n*-Si з вихідною концентрацією носіїв заряду  $n=1,1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> і глибоким енергетичним рівнем  $E_c - 0,17$  еВ в умовах  $X \parallel J \parallel [100]$ . Як відомо, переважачим радіаційним дефектом в  $\gamma$ -опроміненому *n*-Si з високим вмістом домішки кисню є глибокий енергетичний рівень  $E_c - 0,17$  еВ, що належить А-центру (комплекс вакансії з міжвузловинним атомом кисню) [10].

На рис. 1 наведено температурні залежності п'єзоопору  $\gamma$ -опроміненого *n*-Si для випадку, коли  $X \parallel J \parallel [100]$ . Зменшення питомого опору *n*-Si при переході через максимум залежності  $\frac{\rho_X}{\rho_0} = f(X)$  пояснюється зменшенням величини енергетичної щільності між глибоким енергетичним рівнем  $E_c - 0,17$  еВ і дном зони провідності [11].

Залежність рухливості носіїв заряду від деформації за наявності глибоких енергетичних рівнів при деякій фіксованій температурі  $T_0$  згідно з [12]:

$$\mu = \mu_0 \frac{\left\langle \frac{\rho_i}{\rho_{i+1}} \right\rangle^{-\frac{X}{\Delta X}}}{\frac{\rho(T_0, X)}{\rho(T_0)}} \quad (1)$$

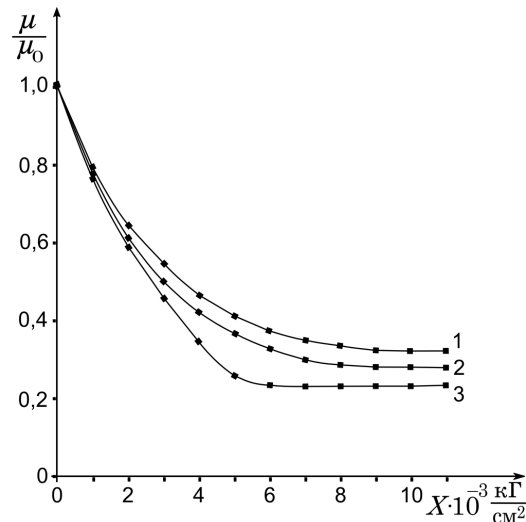


Рис. 2. Залежності  $\frac{\mu}{\mu_0} = f(X)$   $\gamma$ -опроміненого *n*-Si дозою  $1,9 \cdot 10^{17}$  кв/см<sup>2</sup> за умови, коли  $X \parallel J \parallel [100]$ , для різних температур  $T$ : 1 – 150 К; 2 – 110 К; 3 – 77 К

де  $\rho_i$  та  $\rho_{i+1}$  – значення питомого опору, яке відповідає механічному напруженню  $X_i$  та  $X_{i+1}$  відповідно;  $X_i, X_{i+1} > X'$ , де  $X'$  – механічне напруження, за якого залежність  $\frac{\rho_X}{\rho_0} = f(X)$  має максимум;  $\mu_0$  – рухливість електронів у недеформованому напівпровіднику при деякій фіксованій температурі  $T_0$ . Враховуючи вираз (1) і експериментальні дані рис. 1, отримаємо залежності рухливості носіїв заряду від деформації  $\frac{\mu}{\mu_0} = f(X)$  для *n*-Si з глибоким енергетичним рівнем  $E_c - 0,17$  еВ при різних фіксованих температурах (рис. 2).

Як видно з рис. 2, залежності  $\frac{\mu}{\mu_0} = f(X)$  при великих  $X$  виходять на насичення, що пояснюється повним переселенням носіїв заряду з чотирьох долин, які піднімаються, у дві долини, що опускаються при деформації *n*-Si, коли  $X \parallel J \parallel [100]$ . При цьому глибокий рівень  $E_c - 0,17$  еВ буде обмінюватись носіями заряду лише з двома долинами, які визначатимуть концентрацію і рухливість носіїв заряду у *n*-Si при сильних одновісних деформаціях [13].

## 3. Результати та їх обговорення

У випадку ізоенергетичної поверхні, яка є еліпсоїдом обертання, рухливість носіїв заряду в довільному напрямку визначається з співвідношення [5]:

$$\mu = \mu_{\perp} \sin^2 \theta + \mu_{\parallel} \cos^2 \theta, \quad (2)$$

де  $\theta$  – кут між напрямком, що розглядається, і головною віссю еліпсоїда;  $\mu_{\perp}$  і  $\mu_{\parallel}$  – рухливість носіїв заряду впоперек і уздовж осі еліпсоїда.

Для  $n$ -Si при  $X \parallel [100]$  еліпсоїди знаходяться на взаємно перпендикулярних осях, тому, зважаючи на (2), отримуємо

$$\mu_1 = \mu_{\parallel}, \quad \mu_2 = \mu_{\perp}. \quad (3)$$

Питома електропровідність кристала  $n$ -Si при деформації  $X \parallel [100]$  має вигляд

$$\sigma_X = 2en_1(X)\mu_{\parallel} + 4en_2(X)\mu_{\perp} = en(X)\mu(X), \quad (4)$$

де  $n_1(X)$  – концентрація носіїв заряду у долинах, які опускаються,  $n_2(X)$  – у долинах, які піднімаються при деформації,  $n(X)$  – сумарна концентрація носіїв заряду у зоні провідності при деформації.

Оскільки концентрація іонізованих центрів з рівнем  $E_c - 0,17$  еВ буде залежати від механічного напруження  $X$ , то, очевидно, і параметр анізотропії часів релаксації  $K_{\tau}$  також буде залежати від  $X$ . Тому визначити  $K_{\tau}$  для  $n$ -Si з глибоким енергетичним рівнем  $E_c - 0,17$  еВ на основі вимірювань поздовжнього п'єзоопору не можна так, як це було зроблено у роботі [14] для мілких рівнів, де необхідною умовою є сталість концентрації носіїв заряду у зоні провідності і відсутність міждолинного розсіяння, яке активно проявляється при  $T > 100$  К.

Запишемо вираз (4) для двох значень механічного напруження  $X_1$  та  $X_2$ , які мало відрізняються. Тому можна вважати, що при зміні  $X$  від  $X_1$  до  $X_2$  концентрація іонізованих центрів з рівнем  $E_c - 0,17$  еВ залишається сталою:

$$\sigma_{X_1} = 2en_1(X_1)\mu_{\parallel} + 4en_2(X_1)\mu_{\perp} = en(X_1)\mu(X_1), \quad (5)$$

$$\sigma_{X_2} = 2en_1(X_2)\mu_{\parallel} + 4en_2(X_2)\mu_{\perp} = en(X_2)\mu(X_2). \quad (6)$$

Можна записати так:

$$\begin{cases} 2n_1(X_1) + 4n_2(X_1) = n(X_1) \\ 2n_1(X_2) + 4n_2(X_2) = n(X_2) \end{cases} \begin{cases} \frac{n_2(X_1)}{n_1(X_1)} = e^{-\frac{\Delta E_1}{kT}} = a_1, \\ \frac{n_2(X_2)}{n_1(X_2)} = e^{-\frac{\Delta E_2}{kT}} = a_2, \end{cases} \quad (7)$$

де  $\Delta E_1$ ,  $\Delta E_2$  – енергетична щілина, що виникає між двома долинами, які опускаються, і чотирма, які піднімаються для різних значень деформації  $X_1$  та  $X_2$   $n$ -Si уздовж кристалографічного напрямку  $[100]$ .

Враховуючи (5), (6) і (7), отримуємо

$$\frac{\mu(X_1)}{\mu(X_2)} = \frac{\mu_{\parallel} + 2\mu_{\perp}a_1}{\mu_{\parallel} + 2\mu_{\perp}a_2} \frac{1 + 2a_2}{1 + 2a_1} \quad (8)$$

або

$$\frac{\mu(X_1)}{\mu(X_2)} = \frac{1 + 2Ka_1}{1 + 2Ka_2} \frac{1 + 2a_2}{1 + 2a_1}, \quad (9)$$

де  $K = \frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}}$  – параметр анізотропії рухливості носіїв заряду.

Визначимо  $K$  з (9):

$$K = \frac{(1 + 2a_2)\mu(X_2) - (1 + 2a_1)\mu(X_1)}{2a_2(1 + 2a_1)\mu(X_1) - 2a_1(1 + 2a_2)\mu(X_2)}, \quad (10)$$

$$K = \frac{K_m}{K_{\tau}}, \quad (11)$$

де  $K_m$  – параметр анізотропії ефективних мас,  $K_{\tau}$  – параметр анізотропії часів релаксації.

Враховуючи (10) і (11), маємо

$$K_{\tau} = K_m \frac{2a_2(1 + 2a_1)\mu(X_1) - 2a_1(1 + 2a_2)\mu(X_2)}{(1 + 2a_2)\mu(X_2) - (1 + 2a_1)\mu(X_1)}. \quad (12)$$

Визначимо  $K_{\tau}$  на основі теорії анізотропного розсіяння [15]:

$$K_{\tau} = \frac{\langle \tau_{\parallel} \rangle}{\langle \tau_{\perp} \rangle}, \quad (13)$$

$$\langle \tau_{\parallel} \rangle = \int_0^{\infty} dx x^{3/2} e^{-x} \tau_{\parallel}, \quad \langle \tau_{\perp} \rangle = \int_0^{\infty} dx x^{3/2} e^{-x} \tau_{\perp}. \quad (14)$$

Запишемо вирази для  $\tau_{\parallel}$  та  $\tau_{\perp}$  в умовах змішаного розсіяння:

$$\tau_{\parallel} = \frac{a_{\parallel}}{\sqrt{k_B T^{3/2}}} \frac{x^{3/2}}{x^2 + b_0}, \quad \tau_{\perp} = \frac{a_{\perp}}{\sqrt{k_B T^{3/2}}} \frac{x^{3/2}}{x^2 + b_1}, \quad (15)$$

де

$$a_{\parallel} = \frac{\pi c_{11} \hbar^4}{k_B \Xi_d^2 \sqrt{2m_{\parallel} m_{\perp}^2}} \frac{1}{\Phi_{0a}}, \quad a_{\perp} = \frac{\pi c_{11} \hbar^4}{k_B \Xi_d^2 \sqrt{2m_{\parallel} m_{\perp}^2}} \frac{1}{\Phi_{1a}}, \quad (16)$$

$$\Phi_{0a} = 1 + 1,645 \frac{\Xi_u}{\Xi_d} + 1,03 \frac{\Xi_u^2}{\Xi_d^2},$$

$$\Phi_{1a} = 1 + 0,818 \frac{\Xi_u}{\Xi_d} + 0,688 \frac{\Xi_u^2}{\Xi_d^2}, \quad (17)$$

$$b_0 = \frac{a_{\parallel} \Phi_{0i}}{\sqrt{k_B T^{3/2} \tau_{0i}(kT)}}, \quad b_1 = \frac{a_{\perp} \Phi_{1i}}{\sqrt{k_B T^{3/2} \tau_{0i}(kT)}}, \quad (18)$$

$$\tau_{0i}(k_B T) = \frac{\sqrt{2} m_{\perp} \varepsilon_0^2 (k_B T)^{3/2}}{\pi n e^4 \sqrt{m_{\parallel}}}, \quad (19)$$

де  $n$  – концентрація іонізованих центрів,  $\varepsilon_0$  – діелектрична проникність,  $e$  – заряд електрона;

$$\begin{aligned} \Phi_{0i} = & \frac{3}{2\beta^3} \left[ \left( \frac{\beta}{1+\beta^2} - a \right) \ln \gamma^2 - a \ln(1+\beta^2) + 2L(a) + \right. \\ & \left. + \frac{\beta \gamma^2}{2} \left( \frac{\beta^2 - 1}{\beta^2 + 1} + \frac{a(\beta^2 + 1)}{\beta} \right) \right], \\ \Phi_{1i} = & \frac{3}{4\beta^3} \left[ ((1-\beta^2)a - \beta) \ln \gamma^2 + 2(\beta^2 - 1)L(a) - 2\beta^2 a - \right. \\ & \left. - (\beta^2 - 1)a \ln(1+\beta^2) + \frac{\gamma^2}{2} (\beta(1+3\beta^2) + a(3\beta^4 + 2\beta^2 - 1)) \right], \quad (20) \end{aligned}$$

де  $\beta^2 = \frac{m_{\parallel} - m_{\perp}}{m_{\perp}}$ ,  $a = \arctan \beta$ ,  $L(a) = - \int_0^a \ln \cos \varphi d\varphi$  – функція Лобачевського,  $\gamma^2 = \frac{\pi \hbar^2 e^2}{2m_{\parallel} \varepsilon_0 k_B^2} \cdot \frac{n}{T^2 x}$ ,  $x = \frac{\varepsilon}{k_B T}$ .

Враховуючи (16) і (19), вирази (18) можна записати так:

$$b_0 = \frac{nA\Phi_{0i}}{\Xi_d^2 \Phi_{0a}}, \quad b_1 = \frac{nA\Phi_{1i}}{\Xi_d^2 \Phi_{1a}}, \quad (21)$$

де  $A = \frac{\pi^2 c_{11} \hbar^4 e^4}{2k_B^3 m_{\perp}^2 T^3 \varepsilon_0^2}$ .

Згідно з (12)–(21), отримуємо

$$\begin{aligned} & \frac{\Phi_{1a}}{\Phi_{0a}} \frac{\int_0^{\infty} dx (x^3 e^{-x}) / (x^2 + \frac{nA\Phi_{0i}}{\Xi_d^2 \Phi_{0a}})}{\int_0^{\infty} dx (x^3 e^{-x}) / (x^2 + \frac{nA\Phi_{1i}}{\Xi_d^2 \Phi_{1a}})} = \\ & = K_m \frac{2a_2(1+2a_1) \frac{\mu(X_1)}{\mu_0} - 2a_1(1+2a_2) \frac{\mu(X_2)}{\mu_0}}{(1+2a_2) \frac{\mu(X_2)}{\mu_0} - (1+2a_1) \frac{\mu(X_1)}{\mu_0}}. \quad (22) \end{aligned}$$

Продиференціюємо (4) по  $X$ :

$$\frac{d\sigma}{dX} = e \left( \mu \frac{dn}{dX} + n \frac{d\mu}{dX} \right) \quad (23)$$

або

$$-\frac{1}{\rho^2} \frac{d\rho}{dX} = e \left( \mu \frac{dn}{dX} + n \frac{d\mu}{dX} \right). \quad (24)$$

Концентрація електронів у деформованому напівпровіднику при наявності глибоких енергетичних рівнів визначається [16]:

$$n = n_0 e^{-\frac{\Delta E}{\alpha kT}}, \quad (25)$$

де  $\Delta E$  – зміна величини енергетичної щільності між глибоким рівнем і дном зони провідності при деформації,  $\alpha$  – коефіцієнт, який змінюється від 1 до 2 залежно від ступеня заповнення глибокого рівня,  $n_0$  – концентрація електронів у недеформованому напівпровіднику.

Враховуючи (25) отримуємо

$$\frac{d\rho}{dX} = -en\rho^2 \frac{d\mu}{dX} + \frac{\rho}{\alpha kT} \frac{d(\Delta E)}{dX}. \quad (26)$$

Оскільки залежність  $\frac{\rho x}{\rho_0} = f(X)$  (рис. 1, крива 1) має максимум при  $X = X_0$ , то це означає, що  $\left. \frac{d\rho}{dX} \right|_{X=X_0} = 0$ .

При сильних одновісних деформаціях  $\Delta E = \frac{d(\Delta E)}{dX} X$  [9]. Тоді згідно з (25) та (26) маємо

$$\frac{\ln(en_0\mu(X_0)\rho(X_0))}{X_0} = \frac{1}{\mu(X_0)} \left. \frac{d\mu}{dX} \right|_{X=X_0}. \quad (27)$$

При механічному напруженні  $X \geq X_0$  вздовж кристалографічного напрямку [100] питома електропровідність  $n$ -Si буде визначатись лише двома долинами з рухливістю  $\mu = \mu_{\parallel}$ . Враховуючи те, що

$$\mu_{\parallel} = \frac{e}{m_{\parallel}} \langle \tau_{\parallel} \rangle, \quad (28)$$

і вирази (14)–(20), рівняння (27) можна записати так

$$\begin{aligned} & \frac{\ln(en_0\mu(X_0)\rho(X_0))}{X_0} = \\ & = \frac{1}{\mu(X_0)} \frac{e\pi c_{11} \hbar^4}{(k_B T)^{3/2} \Xi_d^2 \sqrt{2m_{\parallel}^3 m_{\perp}^2}} \times \\ & \times \frac{d}{dX} \left[ \int_0^{\infty} dx \frac{x^3 e^{-x}}{x^2 + \frac{nA\Phi_{0i}}{\Xi_d^2 \Phi_{0a}}} \right] \Bigg|_{X=X_0}, \quad (29) \end{aligned}$$

або

$$B \int_0^{\infty} dx \frac{x^3 e^{-x}}{\left( x^2 + \frac{A\Phi_{0i}}{\varepsilon \mu(X_0) \rho(X_0) \Xi_d^2 \Phi_{0a}} \right)^2} = e\mu^2(X_0)\rho(X_0), \quad (30)$$

$$\text{де } B = \frac{A\Phi_{0i}\pi c_{11}\hbar^4 e}{(k_B T)^{3/2} \Xi_d^2 \Phi_{0a} \sqrt{2m_{\parallel}^* m_{\perp}^*}}$$

Згідно з (22) та (30) отримуємо систему двох рівнянь відносно невідомих значень констант деформаційного потенціалу  $\Xi_u$  і  $\Xi_d$ :

$$\begin{cases} \frac{\Phi_{1a}}{\Phi_{0a}} \frac{\int_0^{\infty} \frac{x^3 e^{-x} dx}{x^2 + \frac{n A \Phi_{0i}}{\Xi_d^2 \Phi_{0a}}} = K_m \frac{2a_2(1+2a_1) \frac{\mu(X_1)}{\mu_0} - 2a_1(1+2a_2) \frac{\mu(X_2)}{\mu_0}}{(1+2a_2) \frac{\mu(X_2)}{\mu_0} - (1+2a_1) \frac{\mu(X_1)}{\mu_0}}, \\ B \cdot \int_0^{\infty} \frac{x^3 e^{-x} dx}{\left(x^2 + \frac{A \Phi_{0i}}{e\mu(X_0)\rho(X_0)\Xi_d^2 \Phi_{0a}}\right)^2} = e\mu^2(X_0)\rho(X_0). \end{cases} \quad (31)$$

Система (31) має дві пари розв'язків: 1)  $\Xi_u = 9,23$  eВ та  $\Xi_d = -2,12$  eВ; 2)  $\Xi_u = -66$  eВ та  $\Xi_d = 29$  eВ.

Другу пару розв'язків ми повинні відкинути, оскільки:

1. Чотири долини при деформації мали б опускатися униз за шкалою енергій. А це суперечить надійно експериментально і теоретично встановленим закономірностям ефекту п'єзоопору Сміта–Херінга.
2. Значення швидкості зміщення глибокого рівня А-центра в  $n$ -Si при одновісній деформації для всіх кристалографічних напрямків є значно завищеним.
3. Теоретичне значення рухливості носіїв заряду у кристалах  $n$ -Si, визначене на основі теорії анізотропного розсіяння, буде значно меншим за експериментальне.

На користь достовірності одержаних результатів слід віддати належне, що значення константи деформаційного потенціалу  $\Xi_u = 9,3$  eВ, яке є досить близьким до нашого ( $\Xi_u = 9,23$  eВ), було одержано раніше як для чистих, переважно в умовах фононного розсіяння [17], так і для опромінених невеликими дозами кристалів кремнію [18]. Метод визначення константи деформаційного потенціалу  $\Xi_u$ , який використано у роботах [17, 18] має обмеження як по температурі, так і по концентрації домішки. Достатньо точно визначити відповідну константу у кремнії на основі даного методу можливо тоді, коли п'єзоопір зумовлений лише одним перерозподілом носіїв заряду між долинами при дії одновісної деформації. Коли ж при  $\gamma$ -опроміненні концентрація радіаційних дефектів, наприклад А-центрів, така, що зміна ступеня їх заповнення при деформації може відчутно змінювати концентрацію носіїв заряду у зоні провідності, то використати даний метод неможливо.

#### 4. Висновки

Запропонований нами метод дозволяє, по-перше, визначити обидві константи деформаційного потенціалу  $\Xi_u$  та  $\Xi_d$  при одночасній дії різних механізмів п'єзоопору. По-друге, визначити відповідні константи при довільній концентрації як мілких, так і глибоких центрів у кристалах кремнію, що є важливим під час виготовлення різного типу датчиків та сенсорів тиску з наперед прогнозованими характеристиками. Запропонований метод визначення констант деформаційного потенціалу можна було б апробувати для відшукання відповідних констант таких технічно важливих багатодолинних напівпровідників, як Ge, GaAs, GaSb, CdSb та інших.

1. K.H. Park, T. Unuma, K. Hirakawa, and S. Takagi, Appl. Phys. Lett. **91**, 132118 (2007).
2. P.D. Yoder, V.D. Natoli, and R.M. Martin, J. Appl. Phys. **73**, 4378 (1993).
3. E. Pop, R.W. Dutton, and K.E. Goodson, J. Appl. Phys. **96**, 4998 (2004).
4. A.A. Skvortsov, O. V. Litvinenko, and A.M. Orlov, Semiconductors **37**, 15 (2003).
5. Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (Наука, Москва, 1972).
6. S.E. Thompson, G. Sun, Y.S. Choi, and T. Nishida, IEEE Trans. Electron Devices **53**, XXX (2006).
7. F. Murphy-Armando, G. Fagas, and J.C. Greer, Nano Lett. **10**, 869 (2010).
8. O.D. Restrepo, K. Varga, and S.T. Pantelides, Appl. Phys. Lett. **94**, 212103 (2009).
9. А.В. Федосов, С.В. Луньов, С.А. Федосов, УФЖ **55**, 323 (2010).
10. И.Д. Ковозенко, А.К. Семенюк, В.И. Хиврич, *Радиационные эффекты в кремнии* (Наукова думка, Київ, 1974).
11. А.К. Семенюк, *Радиационные эффекты в багатодолинних напівпровідниках* (Надстир'я, Луцьк, 2001).
12. А.В. Федосов, С.В. Лунёв, С.А. Федосов, *Влияние одноосной упругой деформации на подвижность носителей тока в монокристаллах при наличии глубоких энергетических уровней* (Материалы 8-й Международной конференции ВИГТ-2009, Минск, 357 (2009)).
13. С.В. Луньов, Сенсорна електроніка і мікросистемні технології, **1**, 11 (2010).
14. А.В. Федосов, В.С. Тимошук, Л.В. Ящинский, ФТП **22**, 1704 (1988).
15. П.И. Баранский, И.С. Буда, И.В. Даховский, В.В. Коломеец, *Электрические и гальваномагнитные явления*

ния в анизотропных полупроводниках (Наукова думка, Київ, 1977).

16. А.В. Федосов, С.В. Луньов, С.А. Федосов, УФЖ **56**, 1, 70 (2011).
17. П.И. Баранский, И.В. Даховский, В.В. Коломоец, А.В. Федосов, ФТП **10**, 1387 (1976).
18. А.В. Федосов, Л.В. Ящинский, Рукопись депон. в УкрНИИИТИ **2565**, 79 (1988).

Одержано 06.06.11

КОНСТАНТЫ ДЕФОРМАЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА  $\Xi_u$  И  $\Xi_d$  В  $n$ -Si, ОПРЕДЕЛЕННЫЕ МЕТОДОМ ТЕНЗОРЕЗИСТИВНОГО ЭФФЕКТА

*С.В. Лунёв, Л.И. Панасюк, С.А. Федосов*

Резюме

На основе измерений продольного пьезосопротивления для случая, когда  $X \parallel J \parallel [100]$ , и теории анизотропного рассеяния определены константы деформационного потенциала  $\Xi_u$  и  $\Xi_d$  в  $\gamma$ -облученном  $n$ -Si. Показано, что при определении параметра анизотропии времен релаксации для  $n$ -Si с глубоким энергетическим уровнем  $E_c - 0,17$  eV необходимо учитывать

зависимость концентрации ионизированных глубоких центров от деформации.

DEFORMATION POTENTIAL  
CONSTANTS  $\Xi_u$  AND  $\Xi_d$  IN  $n$ -Si DETERMINED  
WITH THE USE OF THE TENSORESISTANCE EFFECT

*S. V. Luniov<sup>1</sup>, L. I. Panasiuk<sup>1</sup>, S. A. Fedosov<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Lutsk National Technical University  
(75, Lvivska Str., Luts'k 43018, Ukraine;  
e-mail: luniover@mail.ru),

<sup>2</sup>Lesya Ukrainka Volyn National University  
(13, Prosp. Volya, Luts'k 43025, Ukraine;  
e-mail: ftt@univer.lutsk.ua)

S u m m a r y

On the basis of longitudinal piezoresistance measurements in the geometry  $X \parallel J \parallel [100]$  and the theory of anisotropic scattering, the deformation potential constants  $\Xi_u$  and  $\Xi_d$  for  $\gamma$ -irradiated  $n$ -Si have been determined. It has been shown that, while determining the anisotropy of relaxation times for  $n$ -Si with the deep energy level  $E_c - 0.17$  eV, the dependence of the concentration of deep ionized centers on the deformation must be taken into consideration.