

## ВПЛИВ ОДНОВІСНОЇ ДЕФОРМАЦІЇ НА ЗАПОВНЕННЯ РІВНЯ, ПОВ'ЯЗАНОГО З А-ЦЕНТРОМ, У КРИСТАЛАХ $n$ -Si

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

<sup>1</sup>Луцький національний технічний університет  
(Вул. Львівська, 75, Луцьк 43018; e-mail: luniover@mail.ru)

<sup>2</sup>Волинський національний університет ім. Лесі Українки  
(Просп. Воли, 13, Луцьк; e-mail: ftt@univer.lutsk.ua)

УДК 621.315.592  
© 2011

Досліджено монокристали  $n$ -Si з вихідною концентрацією носіїв струму  $1,24 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , опромінені  $\gamma$ -квантами  $\text{Co}^{60}$  дозою  $3,8 \cdot 10^{17} \text{ кв/см}^2$ . Досліджено  $p$ 'езоопір  $\gamma$ -опромінених кристалів  $n$ -Si за умови, коли  $X \parallel J \parallel [100]$  та  $X \parallel J \parallel [110]$ . Представлено метод розрахунку швидкості зміщення і оцінено ступінь заповнення  $\alpha$  глибоких рівнів. Обчислено величину зміни енергетичної щільності між глибоким енергетичним рівнем  $E_C = 0,17 \text{ eV}$  і нижніми долинами зони провідності  $n$ -Si при одновісній пружній деформації вздовж кристалографічних напрямків  $[100]$  і  $[110]$ . Визначено середнє значення коефіцієнта  $\alpha$  (ступінь заповнення глибоких енергетичних рівнів) для різних температур.

### 1. Вступ

Вивчення поведінки глибоких центрів при деформації дає важливі відомості про характер зв'язку локальних електронних станів цих центрів з найближчими

зонами, вказує на тип симетрії дефекту, ступінь деформації внутрішніх зв'язків у ґратці, тому питання, пов'язані зі структурою і енергетичним спектром центрів сильної локалізації електронів, є актуальними.

Поведінка глибоких рівнів при деформації не піддається такому простому аналізу, як поведінка мілких рівнів. Мілкі рівні практично не зміщуються при деформації відносно країв зон, а глибокі зміщуються з великою швидкістю, причому кожен з таких рівнів характеризується своєю швидкістю зміщення.

Як у пізнавальному, так і практичному аспектах цікавим є вивчення особливостей ефекту  $p$ 'езоопору в  $n$ -Si за наявності в його забороненій зоні глибоких енергетичних рівнів, що належать радіаційним дефектам. Як відомо, переважаючим радіаційним дефектом в  $\gamma$ -опроміненому  $n$ -Si з високим вмістом домішки кисню є глибокий енергетичний рівень  $E_C = 0,17 \text{ eV}$ , що належить А-центру (комплекс вакансії з міжвузловинним атомом кисню) [1, 2].

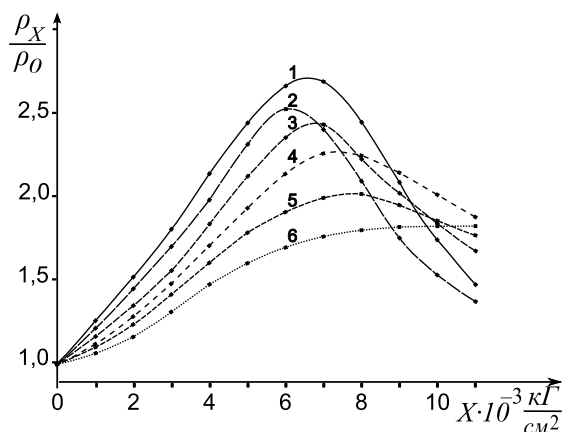


Рис. 1. Залежності  $\frac{\rho_X}{\rho_0} = f(X)$  після  $\gamma$ -опромінення кристалів  $n$ -Si дозою  $\Phi = 3,8 \cdot 10^{17} \text{ кв/см}^2$  для випадку, коли  $X \parallel J \parallel [100]$  при температурах  $T, \text{ К}$ : 1 – 77, 2 – 120, 3 – 135, 4 – 170, 5 – 200, 6 – 300

### 2. Результати та їх обговорення

Для дослідження впливу радіаційних дефектів на  $p$ 'езоопір  $n$ -Si, в умовах  $X \parallel J \parallel [100]$  та  $X \parallel J \parallel [110]$ , у нашій роботі використано кристали  $n$ -Si з питомим опором  $\rho_{300 \text{ К}} = 30 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  і вихідною концентрацією носіїв струму  $n = 1,24 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , які опромінювались  $\gamma$ -квантами  $\text{Co}^{60}$  дозою  $3,8 \cdot 10^{17} \text{ кв/см}^2$  (рис. 1, рис. 2).

На рис. 1 наведено результати вимірювання поздовжнього  $p$ 'езоопору  $\gamma$ -опромінених кристалів  $n$ -Si при різних фіксованих температурах за умов  $X \parallel J \parallel [100]$ . У неопромінених кристалах  $n$ -Si (без глибоких рівнів у забороненій зоні) наявність  $p$ 'езоопору, коли  $X \parallel J \parallel [100]$ , зумовлена переселенням носіїв струму з чотирьох долин (з більшою рухливістю  $\mu_{\perp}$ ), які піднімаються, у дві долини (з  $\mu_{\parallel} < \mu_{\perp}$ ), які опуска-

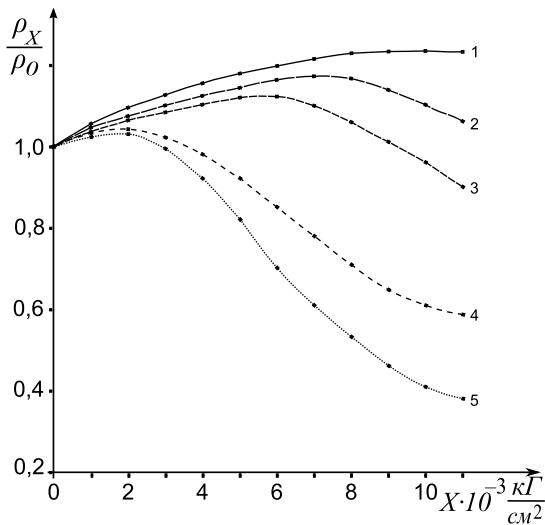


Рис. 2. Залежності  $\frac{\rho_X}{\rho_0} = f(X)$  після  $\gamma$ -опромінення кристалів  $n$ -Si дозою  $\Phi = 3,8 \cdot 10^{17}$  кв/см<sup>2</sup> для випадку, коли  $X \parallel J \parallel [110]$  при температурах  $T$ , К: 1 – 300, 2 – 160, 3 – 140, 4 – 120, 5 – 77

ються вниз за шкалою енергій, що веде спочатку до зростання питомого опору з подальшим виходом на насичення [3]. Для нашого випадку така залежність спостерігається лише при  $T = 300$  К (рис. 1, крива б), коли глибокий центр з рівнем  $E_c - 0,17$  еВ повністю іонізований. Зі зниженням температури, коли починає проявлятися рівень радіаційних дефектів, особливою залежностей  $\rho_X/\rho_0 = f(X)$  є проходження через максимум з подальшим зменшенням питомого опору при збільшенні механічних напружень (рис. 1, криві 1–5).

Якісно подібні залежності  $\rho_X/\rho_0 = f(X)$  при різних фіксованих температурах отримані для  $\gamma$ -опроміненого  $n$ -Si в умовах, коли  $X \parallel J \parallel [110]$  (рис. 2). Але для даного випадку, на відміну від попереднього (рис. 1), спостерігається лише незначне зростання залежностей  $\rho_X/\rho_0 = f(X)$  (рис. 2, криві 1–3) і тільки в області найбільш високих температур, що пояснюється переселенням носіїв струму з двох долин, які піднімаються в чотири долини, що опускаються вниз за шкалою енергій при деформації.

Отриманий в цих дослідках хід залежностей  $\rho_X/\rho_0 = f(X)$  для обох кристалографічних напрямків в  $n$ -Si можна пояснити наявністю двох механізмів зміни питомого опору з тиском:

– перерозподілом носіїв струму між долинами, які деформаційно зміщуються (за шкалою енергій) у протилежних напрямках;

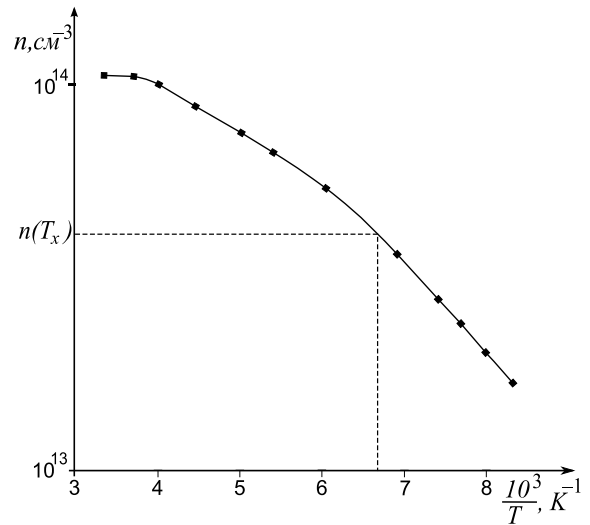


Рис. 3. Температурна залежність концентрації носіїв струму в  $\gamma$ -опроміненому  $n$ -Si дозою  $\Phi = 3,8 \cdot 10^{17}$  кв/см<sup>2</sup>

– підвищенням загальної концентрації носіїв струму в  $C$ -зоні за рахунок деформаційного зменшення енергетичної щільності між глибоким рівнем  $E_c - 0,17$  еВ і дном зони провідності, що веде до спаду питомого опору зі зростанням  $X$ .

На рис. 3 наведено температурну залежність концентрації носіїв струму в  $\gamma$ -опроміненіх кристалах  $n$ -Si дозою  $3,8 \cdot 10^{17}$  кв/см<sup>2</sup>. Особливістю залежності  $n = f(10^3/T)$  (рис. 3) є перехід від “повного” нахилу рівня  $E_c - 0,17$  еВ при температурах  $T \leq T_X$  до “половинного” при  $T > T_X$ . Згідно з рис. 3 характеристична температура переходу  $T_X = 148$  К, а відповідна їй концентрація  $n(T_X) \cong 4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>.

Визначимо величину зміни енергетичної щільності між глибоким рівнем  $E_c - 0,17$  еВ і дном зони провідності  $n$ -Si в умовах  $X \parallel J \parallel [100]$  та  $X \parallel J \parallel [110]$  на основі методу, який було наведено у роботі [4] для цих же кристалів  $n$ -Si, коли  $X \parallel J \parallel [111]$ . Залежність концентрації електронів у зоні провідності від деформації [4, 5]:

$$n_\epsilon = n \exp\left(-\frac{\Delta E}{\alpha k T}\right), \tag{1}$$

де  $n$  – концентрація електронів у недеформованому напівпровіднику,  $\alpha$  – коефіцієнт, який змінюється від 1 до 2 залежно від ступеня заповнення глибокого рівня [5, 6],  $\Delta E$  – зміна величини енергетичної щільності між глибоким енергетичним рівнем і дном зони провідності при деформації. Продиференціюємо (1)

по  $X$ :

$$\frac{dn_\varepsilon}{dX} = -\frac{n}{\alpha kT} \exp\left(-\frac{\Delta E}{\alpha kT}\right) \frac{d(\Delta E)}{dX}. \quad (2)$$

Із даних робіт [2, 4–6] відомо, що

$$\frac{d(\Delta E)}{dX} = \text{const}. \quad (3)$$

Оскільки значення похідної  $\frac{dn_\varepsilon}{dX}$  в деякій точці  $X_1$  дорівнює тангенсу кута нахилу дотичної до графіка функції  $n_\varepsilon = f(X)$ , то похідну  $\frac{dn_\varepsilon}{dX}$  в точці  $X_1$  можна записати

$$\left. \frac{dn_\varepsilon}{dX} \right|_{X_1} = \text{tg } \beta_1. \quad (4)$$

Згідно з (1), (2) і (4):

$$\frac{d(\Delta E)}{dX} = -\frac{\alpha_1 kT}{n_\varepsilon(X_1)} \text{tg } \beta_1. \quad (5)$$

Вище показано, що  $\frac{d(\Delta E)}{dX} = \text{const}$ . Тоді для двох різних значень  $X_1$  і  $X_2$ , згідно з (5):

$$\frac{\alpha_1 \text{tg } \beta_1}{n_\varepsilon(X_1)} = \frac{\alpha_2 \text{tg } \beta_2}{n_\varepsilon(X_2)}. \quad (6)$$

У роботах [2, 7] показано, що залежність концентрації носіїв струму при температурах  $T > T_X$  має вигляд  $n \sim \exp\left(-\frac{E_0}{2kT}\right)$ . У випадку низьких температур  $T \leq T_X$  під знак експоненти входить повна енергія активації рівня ( $\alpha = 1$ , при  $T \leq T_X$ ). Згідно з (6):

$$\frac{\alpha_1 \text{tg } \beta_1}{n_\varepsilon(X_1)} = \frac{\text{tg } \beta_0}{n_\varepsilon(X_0)}, \quad (7)$$

де  $\text{tg } \beta_0$  – тангенс кута нахилу дотичної до залежності  $n_\varepsilon = f(X)$  в точці  $X_0$ , в якій  $n_\varepsilon(X_0) = n(T_X)$ . Враховуючи (5) і (7), значення величини зміни енергетичної щільності між глибоким рівнем  $E_\varepsilon$  і нижніми долинами зони провідності при деформації ( $T = \text{const}$ ) дорівнює

$$\frac{d(\Delta E)}{dX} = -\frac{kT}{n_\varepsilon(X_0)} \text{tg } \beta_0. \quad (8)$$

Із (7) можна визначити значення коефіцієнта  $\alpha$ , при  $X = X_1$ :

$$\alpha_1 = \frac{n_\varepsilon(X_1) \cdot \text{tg } \beta_0}{n_\varepsilon(X_0) \cdot \text{tg } \beta_1}. \quad (9)$$

У загальному випадку для довільного значення механічного напруження  $X = X_n$  і температури  $T_1 \leq T_X$  ( $T_1 = \text{const}$ ):

$$\alpha_n = \begin{cases} \frac{n_\varepsilon(X_n) \text{tg } \beta_0}{n_\varepsilon(X_0) \text{tg } \beta_n}, & \text{коли } X_n \neq X_0, \\ 1, & \text{коли } X_n = X_0. \end{cases} \quad (10)$$

Для випадку, коли  $T_2 > T_X$  ( $T_2 = \text{const}$ ), згідно з (3) і (5),

$$\alpha_n = \frac{T_1 n_\varepsilon(X_n, T_2) \text{tg } \beta_0}{T_2 n_\varepsilon(X_0, T_1) \text{tg } \beta_n}. \quad (11)$$

При несиметричному розміщенні осі деформації по відношенню до ізоенергетичних еліпсоїдів в  $n$ -Si перерозподіл носіїв струму між долинами закінчується практично при механічних напруженнях порядку  $X \approx 7000$  кГ/см<sup>2</sup>, при більш високих значеннях  $X$  залишається діючим лише другий з згаданих вище механізмів п'єзоопору. За прямолінійними нахилами спаду кривих  $\ln \rho = f(X)$  можна визначити величину зміни енергетичної щільності між глибоким рівнем  $E_c - 0,17$  еВ і нижніми долинами зони провідності [6]:

$$\frac{d(\Delta E)}{dX} = \frac{(\Delta \ln \rho) \alpha kT}{1,6 \cdot 10^{-19} \Delta X}, \quad (12)$$

де  $\alpha$  – коефіцієнт, який змінюється від 1 до 2 залежно від ступеня заповнення глибокого рівня.

Використання одних лише залежностей п'єзоопору навіть в області сильних одновісних пружних деформацій, як показано в роботі [2], не завжди приводить до правильних результатів щодо зміни положення глибокого рівня. Похибки зумовлюються залежністю ефективної рухливості від ступеня однорідності кристалів і незначною зміною часу релаксації. Оскільки характер і величина зміщення рівня з тиском мало залежать від температури [8], то тільки правильне врахування числового коефіцієнта  $\alpha$  може дати нам істинне значення величини зміни енергетичної щільності при різних фіксованих температурах.

Величину зміни енергетичної щільності між глибоким рівнем і дном зони провідності можна записати у вигляді

$$\Delta E = \frac{d(\Delta E)}{dX} X. \quad (13)$$

Тоді, враховуючи (12) і (13), вираз (1) для обчислення концентрації електронів  $n_\varepsilon$  в деформованому

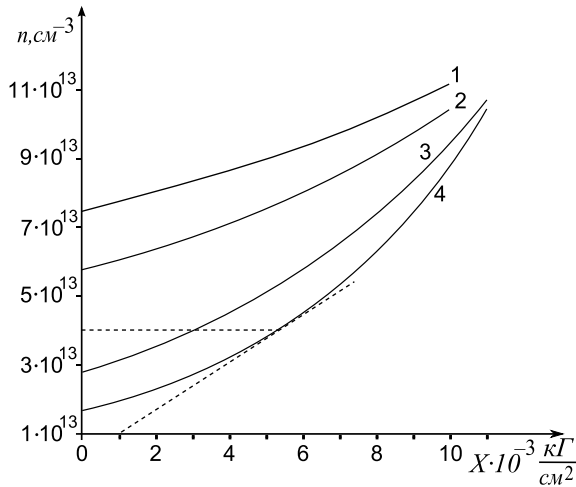


Рис. 4. Залежності  $n_e = f(X)$  після  $\gamma$ -опромінення кристалів  $n$ -Si дозою  $\Phi = 3,8 \cdot 10^{17}$  кв/см<sup>2</sup> для випадку, коли  $X \parallel J \parallel [100]$  при температурах  $T$ , К: 1 – 200, 2 – 170, 3 – 135, 4 – 120

напівпровіднику за наявності глибоких енергетичних рівнів набуває вигляду

$$n_e = n \left( \frac{\rho_i}{\rho_{i+1}} \right)^{\frac{X}{\Delta X}}, \quad (14)$$

де  $\rho_i$  та  $\rho_{i+1}$  – значення питомого опору, яке відповідає механічному напруженню  $X_i$  та  $X_{i+1}$  відповідно;  $X_i > X'$  і  $X_{i+1} > X'$  ( $X'$  – механічне напруження, при якому залежність  $\rho = f(X)$  має максимум).

Після відповідної обробки експериментальних залежностей  $\rho_X/\rho_0 = f(X)$  в області  $X > 7000$ – $8000$  кГ/см<sup>2</sup>, згідно з (14), отримано залежності концентрації носіїв струму  $n_e = f(X)$  для  $\gamma$ -опроміненіх кристалів  $n$ -Si при різних температурах в умовах  $X \parallel J \parallel [100]$  та  $X \parallel J \parallel [110]$  (рис. 4, 5).

### 3. Висновки

Величина зміни енергетичної щільності між глибоким рівнем  $E_c - 0,17$  еВ і дном зони провідності  $n$ -Si в розрахунку на кожні  $10^3$  кГ/см<sup>2</sup> виявилась такою:  $(2,45 \pm 0,10) \cdot 10^{-3}$  еВ і  $(1,42 \pm 0,06) \cdot 10^{-3}$  еВ для кристаліграфічних напрямків  $[100]$  та  $[110]$  відповідно.

Середні значення коефіцієнтів  $\alpha$ , обчислених згідно з (10) і (11), для кристаліграфічних напрямків  $[100]$  і  $[110]$  при різних фіксованих значеннях температури

[100]	$T$ , К	120	135	170	200
	$\alpha$	1,43	1,73	1,91	1,98
[110]	$T$ , К	120	140	160	–
	$\alpha$	1,12	1,35	1,77	–

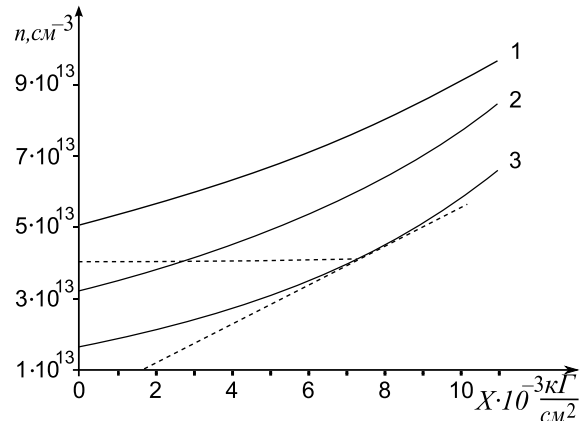


Рис. 5. Залежності  $n_e = f(X)$  після  $\gamma$ -опромінення кристалів  $n$ -Si дозою  $\Phi = 3,8 \cdot 10^{17}$  кв/см<sup>2</sup> для випадку, коли  $X \parallel J \parallel [110]$  при температурах  $T$ , К: 1 – 160, 2 – 140, 3 – 120

$T$  для одновісно деформованих кристалів  $n$ -Si з глибоким енергетичним рівнем  $E_c - 0,17$  еВ наведено в таблиці.

Як показують розрахунки, середнє значення коефіцієнтів  $\alpha$  при збільшенні температури збільшується для обох кристаліграфічних напрямків  $[100]$  і  $[110]$  відповідно, що пояснюється зменшенням ступеня заповнення глибокого рівня  $E_c - 0,17$  еВ в  $n$ -Si. При невеликих значеннях механічного напруження ( $X < 7000$ – $8000$  кГ/см<sup>2</sup>), коли ще можливий міждолинний перерозподіл, глибокий рівень  $E_c - 0,17$  еВ буде обмінюватись носіями струму з шістьма долинами зони провідності  $n$ -Si, а при сильних одновісних деформаціях – з тими долинами, які виявились нижніми при деформації, що також буде впливати на зміну коефіцієнтів  $\alpha$ .

Даний метод в поєднанні з вимірюваннями поздовжнього п'єзоопору дозволяє вивчати поведінку глибоких енергетичних рівнів як радіаційного, так і технологічного походження при довільних значеннях одновісних тисків  $X$  та температур. Наявність глибоких енергетичних рівнів у кристалах, наприклад,  $n$ -Si дозволяє в широких межах керувати тензочутливістю багатодолинних напівпровідників, тому дані результати можуть бути використані в тензосенсорах.

1. И.Д. Конозенко, А.К. Семенюк, В.И. Хиврич, *Радиационные эффекты в кремнии* (Наукова думка, Киев, 1974).
2. А.К. Семенюк, *Радиационные эффекты в багатодолинних напівпровідниках* (Надстир'я, Луцьк, 2001).
3. П.И. Баранский, И.С. Буда, И.В. Даховский, В.В. Коломеец, *Электрические и гальваномагнитные явления*

- в анизотропных полупроводниках (Наукова думка, Киев, 1977).
4. А.В. Федосов, С.В. Луньов, С.А. Федосов, УФЖ **55**, 323 (2010).
  5. А.В. Федосов, С.В. Луньов, Д.А. Захарчук, С.А. Федосов, В.С. Тимошук, Науковий вісник ВНУ. Серія фізичні науки **18** (2008).
  6. П.І. Баранський, А.В. Федосов, Г.П. Гайдар, *Фізичні властивості кристалів кремнію та германію в поліях ефективного зовнішнього впливу* (Надстир'я, Луцьк, 2000).
  7. К. Зеегер, *Физика полупроводников* (Наука, Москва, 1977).
  8. Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (Наука, Москва, 1972).

Одержано 27.06.10

ВЛИЯНИЕ ОДНООСНОЙ  
ДЕФОРМАЦИИ НА ЗАПОЛНЕНИЕ УРОВНЯ,  
СВЯЗАННОГО С А-ЦЕНТРОМ, В КРИСТАЛЛАХ *n*-Si

А.В. Федосов, С.В. Лунёв, С.А. Федосов

Резюме

Исследованы монокристаллы *n*-Si с исходной концентрацией носителей тока  $1,24 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , облученные  $\gamma$ -квантами  $\text{Co}^{60}$  дозой  $3,8 \cdot 10^{17} \text{ кв/см}^2$ . Исследовано пьезосопротивление  $\gamma$ -облученных кристаллов *n*-Si при условии, когда  $X \parallel J \parallel [100]$  и  $X \parallel J \parallel [110]$ . Представлен метод расчета скорости смещения и оценена степень заполнения  $\alpha$  глубоких уровней. Вычислена величина изменения энергетического зазора между глубоким

энергетическим уровнем  $E_C - 0,17 \text{ эВ}$  и нижними долинами зоны проводимости *n*-Si при одноосной упругой деформации вдоль кристаллографических направлений [100] и [110]. Определено среднее значение коэффициента  $\alpha$  (степень заполнения глубоких энергетических уровней) для разных температур.

INFLUENCE OF UNIAXIAL  
DEFORMATION ON THE FILLING OF THE LEVEL  
ASSOCIATED WITH A-CENTER IN *n*-Si CRYSTALS

A. V. Fedosov<sup>1</sup>, S. V. Luniov<sup>1</sup>, S. A. Fedosov<sup>2</sup>

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

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

S u m m a r y

Single crystals of *n*-Si with the initial charge carrier concentration of  $1.24 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  which were irradiated with  $\text{Co}^{60} \gamma$ -quanta to a dose of  $3.8 \times 10^{17} \text{ quantum/cm}^2$  have been studied. The piezoresistance of  $\gamma$ -irradiated *n*-Si crystals has been measured in the case where  $X \parallel J \parallel [100]$  and  $X \parallel J \parallel [110]$ . The technique of calculations of the drift rate is presented, and the filling degree  $\alpha$  of deep levels is estimated. The variation of the energy gap between the deep energy level  $E_C - 0.17 \text{ eV}$  and the lower valleys in the conduction band in *n*-Si crystals induced by an uniaxial elastic deformation along the crystallographic directions [100] and [110] is calculated. The average value of the coefficient  $\alpha$  is determined at various temperatures.