

## ОСОБЛИВОСТІ П'ЄЗООПОРУ $\gamma$ -ОПРОМІНЕНИХ КРИСТАЛІВ $n$ -Si У ВИПАДКУ СИМЕТРИЧНОГО РОЗМІЩЕННЯ ОСІ ДЕФОРМАЦІЇ ВІДНОСНО ВСІХ ІЗОЕНЕРГЕТИЧНИХ ЕЛІПСОЇДІВ

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: lniouuser@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  
©2010

Досліджено п'єзоопір  $\gamma$ -опромінених кристалів  $n$ -Si за умови, коли  $X \parallel J \parallel [111]$ . Визначено величину зміни енергетичної щільності між глибоким енергетичним рівнем  $E_C - 0,17$  еВ і долинами зони провідності  $n$ -Si при одновісній деформації вздовж кристалографічного напрямку  $[111]$ . Показано, що для даного кристалографічного напрямку баричний коефіцієнт зміни енергетичної щільності є незначним, оскільки зміщення самого глибокого рівня  $E_C - 0,17$  еВ і долин зони провідності  $n$ -Si при деформації є практично однаковими за величиною.

Цікавим як в теоретичному, так і в пізнавальному відношенні є вивчення особливостей п'єзоопору  $\gamma$ -опромінених кристалів  $n$ -Si у випадку симетричного розміщення осі деформації відносно всіх ізоенергетичних еліпсоїдів. У роботі [1] для випадку великих механічних напружень, коли  $X \parallel J \parallel [111]$  для  $n$ -Si, було отримано нелінійну і значну за величиною залежність  $\frac{\rho_X}{\rho_0} = f(X)$ . Оскільки з прикладанням механічного напруження  $X$ , в умовах цих досліджень, відносно зміщення долин в  $n$ -Si відсутнє, то наявність п'єзоопору в неопромінених кристалах при сталій концентрації носіїв струму в зоні провідності пояснюється зміною рухливості внаслідок зростання поперечної ефективної маси  $m_{\perp}$  при одночасному прояві деформаційно наведеної непараболічності  $C$ -зони [1, 2]. З урахуванням того, що  $m_{\perp} \sim X$ , в роботі [1] було отримано вираз

$$\frac{\rho_X}{\rho_0} - 1 = a_0 X^2, \quad (1)$$

де  $a_0$  – деяка стала, яка залежить від механізмів розсіювання носіїв струму.

Враховуючи вирази для питомого опору деформованого і недеформованого зразка  $n$ -Si, отримуємо

$$\rho_X = \frac{1}{en_e \mu_X}, \quad \rho_0 = \frac{1}{en_e \mu_0}, \quad (2)$$

де  $\mu_X$  і  $\mu_0$  – рухливість носіїв струму в деформованому і недеформованому  $n$ -Si відповідно;  $n_e$  – концентрація електронів в зоні провідності. Тоді (1), з врахуванням (2), набуде вигляду

$$\frac{\mu_0}{\mu_X} = 1 + a_0 X^2. \quad (3)$$

Для дослідження впливу радіаційних дефектів на п'єзоопір  $n$ -Si в умовах  $X \parallel J \parallel [111]$  в нашій роботі використовували кристали  $n$ -Si, вирощені методом Чохральського, з питомим опором  $\rho_{300\text{ K}} = 30$  Ом·см і вихідною концентрацією носіїв струму  $n = 1,24 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, опромінені  $\gamma$ -квантами  $\text{Co}^{60}$  дозою  $3,8 \cdot 10^{17}$  кв/см<sup>2</sup> (рис. 1).

Як відомо, в кристалах кремнію з високим вмістом домішки кисню в результаті  $\gamma$ -опромінення з'являються радіаційні дефекти, які мають в забороненій зоні глибокі енергетичні рівні  $E_C - 0,17$  еВ, що належать А-центрам (комплекс вакансії з міжвузловинним атомом кисню) [3].

Для випадку  $\gamma$ -опроміненого  $n$ -Si з глибоким енергетичним рівнем  $E_C - 0,17$  еВ маємо

$$\sigma_X^0 = \frac{1}{\rho_X^0} = en_e \mu_X^0, \quad \sigma_0^0 = \frac{1}{\rho_0^0} = en_e \mu_0^0, \quad (4)$$

де  $\sigma_X^0$ ,  $\rho_X^0$ ,  $\sigma_0^0$ ,  $\rho_0^0$ ,  $\mu_X^0$ ,  $\mu_0^0$ ,  $n_e$ ,  $n$  – питома електропровідність, питомий опір, рухливість і концентрація носіїв струму для  $\gamma$ -опромінених кристалів  $n$ -Si відповідно; індекс “ $X$ ” відповідає деформованому напівпровіднику, а “ $0$ ” – недеформованому.

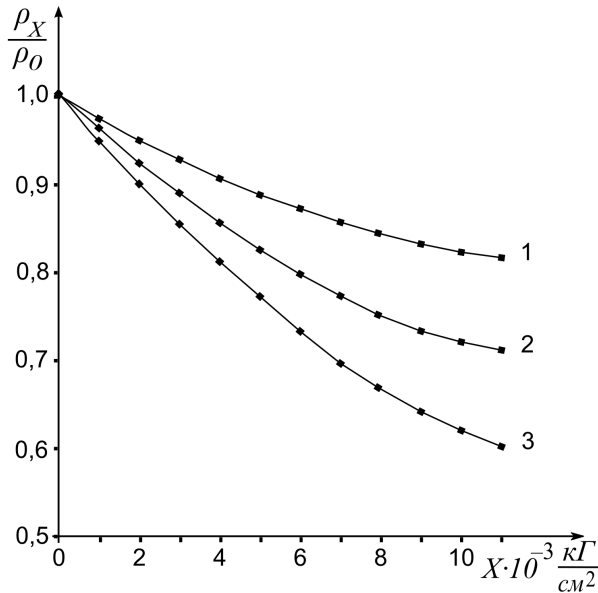


Рис. 1. Залежності  $\frac{\rho_X}{\rho_0} = f(X)$  після  $\gamma$ -опромінення кристалів  $n$ -Si дозою  $\Phi = 3,8 \cdot 10^{17}$  кв/см<sup>2</sup> для випадку, коли  $X \parallel J \parallel [111]$  при різних температурах  $T$ , К: 1 – 150, 2 – 130, 3 – 77

Залежність концентрації електронів в зоні провідності напівпровідника від деформації за наявності глибоких енергетичних рівнів, згідно з [4]:

$$n_\varepsilon = n e^{-\frac{\Delta E}{\alpha k T}}, \quad (5)$$

де  $\Delta E$  – зміна величини енергетичної щільності між глибоким енергетичним рівнем і дном зони провідності;  $\alpha$  – коефіцієнт, який змінюється від 1 до 2 залежно від ступеня заповнення глибокого рівня.

Враховуючи (3), (4) і вираз (5) для концентрації електронів в деформованому напівпровіднику за наявності глибоких рівнів, отримуємо

$$\frac{\rho_X}{\rho_0} = (1 + aX^2) e^{\frac{\Delta E}{\alpha k T}} = f(X), \quad (6)$$

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

Розкладемо функцію  $f(X)$  в ряд Тейлора в околі деякої точки  $X_1$  і обмежимося при цьому лінійним наближенням:

$$f(X) \cong f(X_1) + \left[ \frac{2aX_1 f(X_1)}{1 + aX_1^2} + \frac{f(X_1)}{\alpha_1 k T} \frac{d(\Delta E)}{dX} \right] (X - X_1). \quad (7)$$

Тоді для двох близько розміщених точок  $X_1$  і  $X_2$  таких, що  $X_2 = X_1 + \Delta X$ , де  $\Delta X \ll X_1$ , значення

коефіцієнтів  $\alpha$  можна вважати в такому наближенні рівними. Тоді запишемо:

$$f(X_2) \cong f(X_1) + \left[ \frac{2aX_1 f(X_1)}{1 + aX_1^2} + \frac{f(X_1)}{\alpha_1 k T} \frac{d(\Delta E)}{dX} \right] (X_2 - X_1). \quad (8)$$

Згідно з (6) маємо

$$\frac{d(\Delta E)}{dX} = \frac{\ln \frac{f(X_1)}{1 + aX_1^2}}{X_1}.$$

Отримаємо вираз, з якого можна визначити константу  $a$  (при фіксованій температурі  $T$ ):

$$f(X_2) \cong f(X_1) + \left[ \frac{2aX_1 f(X_1)}{1 + aX_1^2} + f(X_1) \frac{\ln \frac{f(X_1)}{1 + aX_1^2}}{X_1} \right] (X_2 - X_1). \quad (9)$$

Враховуючи (5) і (6), можна записати вираз для концентрації носіїв струму в  $n$ -Si за умови  $X \parallel J \parallel [111]$  за наявності глибоких енергетичних рівнів в забороненій зоні:

$$n_\varepsilon = n \frac{1 + aX^2}{f(X)}. \quad (10)$$

Продиференціюємо (5) по  $X$ :

$$\frac{dn_\varepsilon}{dX} = -\frac{n}{\alpha k T} e^{-\frac{\Delta E}{\alpha k T}} \frac{d(\Delta E)}{dX}. \quad (11)$$

За даними робіт [5–7] маємо

$$\frac{d(\Delta E)}{dX} = \text{const}. \quad (12)$$

Значення похідної  $\frac{dn_\varepsilon}{dX}$  в деякій точці  $X_1$  дорівнює тангенсу кута нахилу дотичної до графіка функції  $n_\varepsilon = f(X)$ . Тоді похідну  $\frac{dn_\varepsilon}{dX}$  в точці  $X_1$  можна записати так:

$$\left. \frac{dn_\varepsilon}{dX} \right|_{X_1} = \text{tg} \beta_1. \quad (13)$$

Згідно з (5), (11) і (12) маємо

$$\frac{d(\Delta E)}{dX} = -\frac{\alpha_1 k T}{n_\varepsilon(X_1)} \text{tg} \beta_1. \quad (14)$$

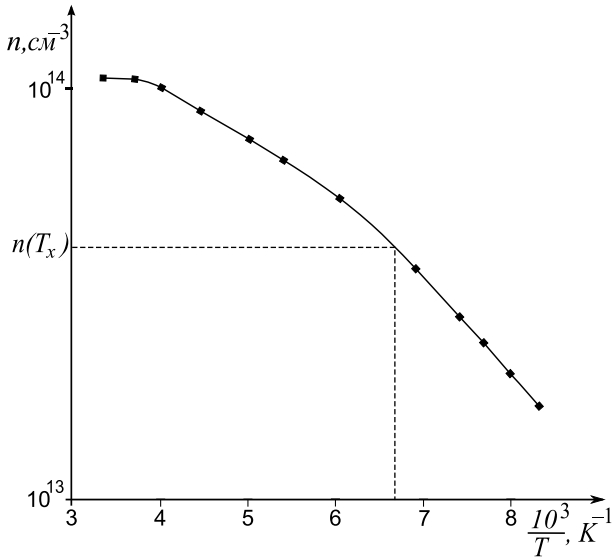


Рис. 2. Температурна залежність концентрації носіїв струму в  $\gamma$ -опромінену *n*-Si дозою  $3,8 \cdot 10^{17}$  кв/см<sup>2</sup>

Тоді для двох різних значень  $X_1$  і  $X_2$ , згідно з (14):

$$\frac{\alpha_1 \operatorname{tg} \beta_1}{n_\varepsilon(X_1)} = \frac{\alpha_2 \operatorname{tg} \beta_2}{n_\varepsilon(X_2)}. \quad (15)$$

В роботах [6, 8] показано, що залежність концентрації при температурах  $T \geq T_x$  має вигляд  $n \sim \exp(-\frac{E_0}{2kT})$ . У випадку низьких температур  $T < T_x$  під знак експоненти входить повна енергія активації рівня,  $T_x$  – деяка характеристична температура, значення якої визначається експериментально з температурної залежності концентрації носіїв струму. Тоді  $\alpha = 1$ , при  $T < T_x$ . Згідно з (15):

$$\frac{\alpha_1}{n_\varepsilon(X_1)} \operatorname{tg} \beta_1 = \frac{\alpha_2}{n_\varepsilon(X_2)} \operatorname{tg} \beta_2, \quad (16)$$

де  $\operatorname{tg} \beta_0$  – тангенс кута нахилу дотичної до залежності  $n_\varepsilon = f(X)$  в точці  $X_0$ , в якій  $n_\varepsilon(X_0) = n(T_x)$ . Згідно з (14) і (15), значення величини зміни енергетичної щільності між глибоким рівнем  $E_\varepsilon$  і нижніми долинами зони провідності при деформації ( $T = \text{const}$ ) дорівнює:

$$\frac{\alpha_1}{n_\varepsilon(X_1)} \operatorname{tg} \beta_1 = \frac{\operatorname{tg} \beta_0}{n_\varepsilon(X_0)}. \quad (17)$$

Як видно з рис. 2, особливістю залежності  $n = f(\frac{10^3}{T})$  є перехід від “повного” нахилу рівня  $E_C - 0,17$  еВ при температурах  $T < T_x$  і до “половинного” при  $T \geq T_x$ . Згідно з рис. 2, характеристична температура переходу  $T_x = 148$  К, а відповідна їй концентрація  $n(T_x) \cong 4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

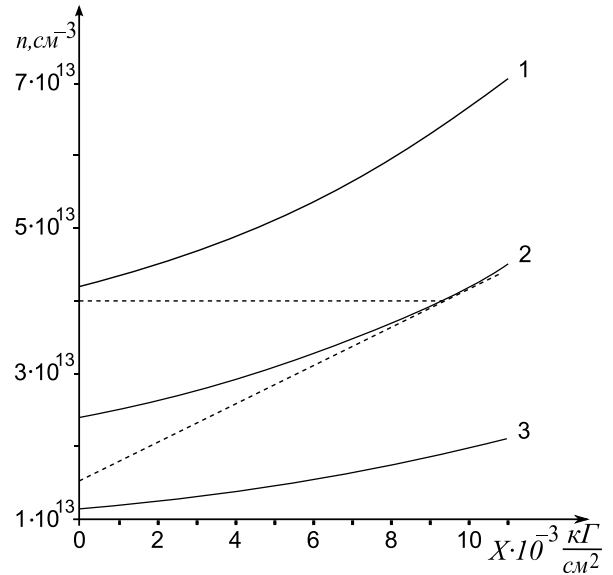


Рис. 3. Залежності  $n_\varepsilon = f(X)$  після  $\gamma$ -опромінення кристалів *n*-Si дозою  $\Phi = 3,8 \cdot 10^{17}$  кв/см<sup>2</sup> для випадку, коли  $X \parallel J \parallel [111]$  при різних температурах  $T$ , К: 1 – 150, 2 – 130, 3 – 77

На рис. 3 наведено залежності  $n_\varepsilon = f(X)$  для випадку, коли  $X \parallel J \parallel [111]$  при різних значеннях температур, де  $n_\varepsilon$  визначали за даними п'єзоопору, згідно з (10). 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 рівною  $(0,68 \pm 0,03) \cdot 10^{-3}$  еВ. Як бачимо, баричний коефіцієнт зміни енергетичної щільності для даного кристалографічного напрямку є незначним. Це пояснюється тим, що при деформації *n*-Si вздовж кристалографічного напрямку [111], зміщення долин зони провідності і глибокого рівня  $E_C - 0,17$  еВ є практично однаковими за величиною [5].

1. П.И. Баранский, В.В. Коломеец, А.В. Федосов, ФТП **13**, 4 (1979).
2. С.С. Королюк, ФТП **15**, 4 (1981).
3. И.Д. Конозенко, А.К. Семенюк, В.И. Хиврич, *Радиационные эффекты в кремнии* (Наукова думка, Киев, 1974).
4. А.В. Федосов, С.В. Луньов, Д.А. Захарчук, С.А. Федосов, В.С. Тимошук, *Науковий вісник ВНУ. Серія фіз.* **18**, 54 (2008).
5. А.К. Семенюк, П.Ф. Назарчук, ФТП **19**, 7 (1985).
6. А.К. Семенюк, *Радиационные эффекты в багатодолинних напівпровідниках* (Надстир'я, Луцьк, 2001).

7. П.І. Баранський, А. В. Федосов, Г. П. Гайдар, *Фізичні властивості кристалів кремнію та германію в полях ефективного зовнішнього впливу* (Надстир'я, Луцьк, 2000).
8. К. Зеерер, *Фізика полупроводников* (Наука, Москва, 1977).

Одержано 23.12.09

ОСОБЕННОСТИ ПЬЕЗОСОПРОТИВЛЕНИЯ  
 $\gamma$ -ОБЛУЧЕННЫХ КРИСТАЛЛОВ  $n$ -Si  
 ДЛЯ СЛУЧАЯ СИММЕТРИЧНОГО  
 РАСПОЛОЖЕНИЯ ОСИ ДЕФОРМАЦИИ  
 ОТНОСИТЕЛЬНО ВСЕХ  
 ИЗОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ  
 ЭЛЛИПСОИДОВ

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

Резюме

Исследовано пьезосопротивление  $\gamma$ -облученных кристаллов  $n$ -Si при условии, когда  $X \parallel J \parallel [111]$ . Определено изменение величины энергетического зазора между глубоким энергетическим уровнем  $E_C - 0,17$  эВ и долинами зоны проводимости  $n$ -Si при одноосной деформации вдоль кристаллографического направления  $[111]$ . Показано, что для данного кристаллографического направления барический коэффициент изменения энергетического зазора является незначительным, поскольку

сдвиги самого глубокого уровня  $E_C - 0,17$  эВ и долин зоны проводимости  $n$ -Si при деформации практически одинаковы по величине.

PECULIARITIES OF PIEZORESISTANCE  
 OF  $\gamma$ -IRRADIATED  $n$ -Si CRYSTALS IN THE CASE  
 OF SYMMETRIC POSITION OF THE DEFORMATION  
 AXIS RELATIVE TO ALL ISOENERGETIC ELLIPSOIDS

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

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

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

S u m m a r y

The piezoresistance of  $\gamma$ -irradiated  $n$ -Si crystals is studied in the case where  $X \parallel J \parallel [111]$ . A change of the energy gap between the deep energy level  $E_C - 0.17$  eV and the conduction band valleys in  $n$ -Si arising due to a uniaxial deformation along the crystallographic direction  $[111]$  is determined. It is shown that, for this crystallographic direction, the baric coefficient of a change of the energy gap is insignificant, since the shifts of the deepest level  $E_C - 0.17$  eV and the conduction band valleys in  $n$ -Si under deformation are practically identical.