

С. В. Луньов<sup>1</sup>, А. І. Зіміч<sup>1</sup>, П. Ф. Назарчук<sup>1</sup>, С. А. Мороз<sup>1</sup>,  
Л. М. Поліщук<sup>1</sup>, В. Т. Маслюк<sup>2</sup>, І. Г. Мегела<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород

### ВИЗНАЧЕННЯ ЕНЕРГІЇ АКТИВАЦІЇ А-ЦЕНТРА В ОДНОВІСНО ДЕФОРМОВАНИХ МОНОКРИСТАЛАХ n-Ge

На основі розв'язків рівняння електронейтральності та експериментальних результатів вимірювань п'єзохолл-ефекту отримано залежності енергії активації глибокого рівня А-центра від одновісного тиску вздовж кристалографічних напрямків [100], [110] та [111] для монокристалів n-Ge, опромінених електронами з енергією 10 МеВ. За допомогою методу найменших квадратів отримано апроксимаційні поліноми для розрахунку даних залежностей. Показано, що енергія активації А-центра зменшується лінійно для всього діапазону одновісних тисків уздовж кристалографічного напрямку [100]. Для випадків одновісної деформації вздовж кристалографічних напрямків [110] та [111] зменшення енергії активації за лінійним законом спостерігається лише при високих одновісних тисках, коли глибокий рівень А-центра взаємодіє з тими мінімумами зони провідності германію, які виявилися нижніми при деформації.

*Ключові слова:* монокристали n-Ge, одновісна деформація, п'єзо-холл-ефект, радіаційні дефекти, А-центри.

#### Вступ

Зростання вимог до сучасної електронної техніки, таких як швидкодія ЕОМ, механічна, термічна та радіаційна стійкість, точність вимірювальної апаратури та ін., потребує вдосконалення її складових частин, які в основному виготовляються з напівпровідникових матеріалів. Параметри використовуваних матеріалів істотно залежать від дефектів та домішок, які виникають при технологічних процесах їхнього отримання або експлуатації. Одним із способів цілеспрямованої зміни властивостей напівпровідникових матеріалів для створення на їхній основі різних елементів функціональної електроніки з необхідними характеристиками є прогнозований вплив радіації на напівпровідники, що складає основу методу радіаційних технологій [1]. Контрольоване введення радіаційних дефектів у поєднанні з термообробкою дозволяє в широких межах змінювати електрофізичні характеристики напівпровідників. Зазвичай такі дефекти створюють глибокі енергетичні рівні в забороненій зоні напівпровідника, які можуть бути донорами або акцепторами, а також центрами рекомбінації для нерівноважних носіїв заряду [2]. Проблема глибоких центрів у практичному та теоретичному плані актуальна й сьогодні. Знання про їхню атомну структуру, хвильові функції та енергетичні рівні є недостатніми, незважаючи на інтенсивні дослідження, проведені останнім часом. У практичному відношенні роль глибоких рівнів важлива при використанні електричних, оптичних, резонансних та інших властивостей напівпровідників. Домішкові центри з глибокими

енергетичними рівнями визначають спектри випромінювання світлодіодів, є центрами швидкої рекомбінації, сильно впливають на чутливість напівпровідників до механічних тисків [3].

Такий напівпровідниковий матеріал, як германій, незважаючи на досить детальне його вивчення, і в подальшому буде знаходити своє практичне використання в різних складних пристроях мікро- та наноелектроніки [4]. Напружений германій використовується в CMOS технологіях електронних приладів [5, 6] та в наноструктурах (квантові точки Ge, гетероструктури Si/Ge) [7 - 9]. Названі наноб'єкти, залежно від сфери експлуатації, можуть перебувати також в області дії зовнішніх радіаційних полів. Тому дослідження впливу утворених при опроміненні радіаційних дефектів на електрофізичні властивості деформованих монокристалів n-Ge є актуальною фундаментальною та прикладною задачею. Так, у роботі [10] вивчався вплив глибокого рівня радіаційних дефектів ( $E_c - 0,2$ ) eВ на тензоопір монокристалів n-Ge. Зменшення питомого опору  $\gamma$ -опромінених монокристалів n-Ge для всього діапазону одновісних тисків уздовж кристалографічного напрямку [100] та при одновісних тисках  $P > 0,7$  ГПа вздовж кристалографічних напрямків [110] та [111] пов'язувалося зі збільшенням концентрації електронів у зоні провідності за рахунок зменшення енергії активації даного глибокого рівня з ростом тиску. Недоліком таких досліджень є неможливість окремо розділити механізми зміни рухливості та концентрації носіїв струму при прикладеному одновісному тиску. Дане завдання особливо ускладнюється

© С. В. Луньов, А. І. Зіміч, П. Ф. Назарчук, С. А. Мороз,  
Л. М. Поліщук, В. Т. Маслюк, І. Г. Мегела, 2017

при концентраціях радіаційних дефектів з глибокими рівнями більше, ніж  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ , коли суттєвими стають механізми розсіювання електронів на заряджених глибоких центрах та крупномасштабному потенціалі [11]. Імовірність даних механізмів розсіювання і відповідно сама рухливість будуть залежати від величини одновісного тиску. У таких умовах для адекватного аналізу та числових оцінок необхідно проводити вимірювання п'єзо-холл-ефекту. Для теоретичного опису впливу одновісного тиску на електричні характеристики монокристалів n-Ge з глибокими рівнями необхідно знати, як змінюється їхнє положення в забороненій зоні напівпровідника при деформації. Відомості ж про дані параметри в подальшому можуть бути використані при моделюванні властивостей одновісно деформованого германію та напружених наноструктур на його основі при наявності радіаційних дефектів з глибокими рівнями.

Тому викликає значний науковий і практичний інтерес вивчення впливу одновісного тиску на енергію активації глибоких рівнів радіаційних дефектів у монокристалах германію, що й становило мету нашого дослідження.

### Експериментальні результати та теоретичні розрахунки

У даній роботі проводилися вимірювання ефекту Холла та п'єзо-холл-ефекту для опроміненних монокристалів n-Ge потоком електронів  $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ ел./см}^2$  з енергією 10 МеВ (рис. 1).

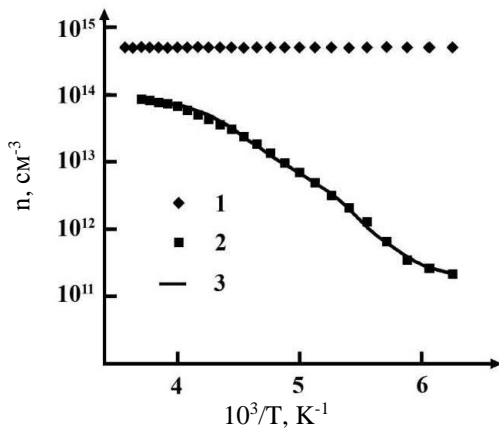


Рис. 1. Температурні залежності концентрації електронів для монокристалів n-Ge: 1 - неопроміненних; 2 - опроміненних потоком електронів  $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ ел./см}^2$ ; 3 - теоретичний розрахунок на основі знайдених параметрів радіаційних дефектів.

Концентрація легуючої домішки сурми для монокристалів n-Ge, вирощених методом Чохральського, становила  $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Як було показано в роботі [12], для цих же монокристалів n-Ge при

дозах опромінення  $\Phi < 10^{16} \text{ см}^{-2}$  германій не змінював тип провідності, а при  $\Phi > 2 \cdot 10^{16} \text{ ел./см}^2$  – конвертував р-тип. Автори роботи [12] при розрахунках концентрації радіаційних дефектів обмежилися лише дефектами одного типу (А-центрами). Насправді ж при електронному опроміненні в монокристалах n-Ge утворюються різні типи радіаційних дефектів (А- та Е-центри, дивакансії та ін.) [4]. Імовірність утворення даних дефектів залежить від умов опромінення і технологічних характеристик монокристалів n-Ge. Тому розглянемо найбільш загальний випадок наявності в опроміненних монокристалах n-Ge радіаційних дефектів різних типів.

Нехай у германії з концентрацією донорної домішки  $N_d$  при опроміненні утворюються  $m$  різних типів радіаційних дефектів із концентраціями  $N_k$  і кожному такому дефекту належить  $L_k$  акцепторних рівнів. Тоді при температурах, коли мілкі донори іонізовані повністю, а верхній енергетичний рівень радіаційних дефектів – тільки частково, можна записати рівняння електронейтральності

$$\sum_{k=2}^m N_k L_k + N_1(L_1 - 1) + n_A + n = N_d, \quad (1)$$

де  $n_A$  – концентрація електронів на найвищому за шкалою енергій акцепторному рівні;  $n$  – концентрація електронів у зоні провідності;  $N_d$  – концентрація донорної домішки;  $N_1$  – концентрація радіаційних дефектів, яка відповідає найвищому за шкалою енергій енергетичному рівню;  $L_1$  – число акцепторних рівнів, які належать кожному такому дефекту. Враховуючи вирази для відповідних концентрацій [13]

$$n_A = \frac{N_1}{2e^{\frac{E_A - E_F}{kT}} + 1}, \quad n = N_c e^{\frac{E_F}{kT}}, \quad (2)$$

рівняння (1) можна записати в такому вигляді:

$$\sum_{k=2}^m N_k L_k + N_1(L_1 - 1) + \frac{N_1}{1 + \frac{2N_c}{n} e^{\frac{E_A}{kT}}} + n = N_d, \quad (3)$$

де  $N_c = \frac{(2m_n kT)^{3/2}}{4\pi^3 \hbar^3}$  – ефективна густина станів зони провідності;  $E_A$  – енергія активації найвищого за шкалою енергій акцепторного рівня.

Оскільки в германії ізоенергетичні поверхні є еліпсоїдами обертання, то ефективна маса густини станів [13]

$$m_n = Z^{\frac{2}{3}} (m_{\parallel} m_{\perp}^2)^{\frac{1}{3}}, \quad (4)$$

де  $Z$  – число еквівалентних еліпсоїдів (мінімумів);  $m_{\parallel}$  та  $m_{\perp}$  – складові тензора ефективної маси електрона вздовж та поперек довгої осі еліпсоїда. Для германію в недеформованому стані  $Z = 4$ ,  $m_{\parallel} = 1,58m_0$ ,  $m_{\perp} = 0,082m_0$  [13]. Тоді, згідно з формулою (4),  $m_n = 0,55m_0$ .

Запишемо рівняння (3) для чотирьох різних значень концентрації електронів при температурах  $T_1, T_2, T_3$  та  $T_4$  відповідно. Отримаємо таку систему рівнянь електронейтральності:

$$\left\{ \begin{aligned} \sum_{k=2}^m N_k L_k + N_1(L_1 - 1) + \frac{N_1}{1 + \frac{2N_c(T_1) e^{\frac{E_A}{kT_1}}}{n(T_1)}} + n(T_1) &= N_d, \\ \sum_{k=2}^m N_k L_k + N_1(L_1 - 1) + \frac{N_1}{1 + \frac{2N_c(T_2) e^{\frac{E_A}{kT_2}}}{n(T_2)}} + n(T_2) &= N_d, \\ \sum_{k=2}^m N_k L_k + N_1(L_1 - 1) + \frac{N_1}{1 + \frac{2N_c(T_3) e^{\frac{E_A}{kT_3}}}{n(T_3)}} + n(T_3) &= N_d, \\ \sum_{k=2}^m N_k L_k + N_1(L_1 - 1) + \frac{N_1}{1 + \frac{2N_c(T_4) e^{\frac{E_A}{kT_4}}}{n(T_4)}} + n(T_4) &= N_d. \end{aligned} \right. \quad (5)$$

Після відповідних алгебраїчних перетворень систему (5) можна записати так:

$$\left\{ \begin{aligned} N_1 \left( \frac{1}{1 + \frac{2N_c(T_2) e^{\frac{E_A}{kT_2}}}{n(T_2)}} - \frac{1}{1 + \frac{2N_c(T_1) e^{\frac{E_A}{kT_1}}}{n(T_1)}} \right) + n(T_2) - n(T_1) &= 0, \\ N_1 \left( \frac{1}{1 + \frac{2N_c(T_4) e^{\frac{E_A}{kT_4}}}{n(T_4)}} - \frac{1}{1 + \frac{2N_c(T_3) e^{\frac{E_A}{kT_3}}}{n(T_3)}} \right) + n(T_4) - n(T_3) &= 0. \end{aligned} \right. \quad (6)$$

Враховуючи значення ефективної маси густини станів для електронів зони провідності, концентрацію домішки сурми та експериментальні значення концентрацій електронів  $n(T_1), n(T_2), n(T_3), n(T_4)$  для відповідних температур  $T_1, T_2, T_3$  та  $T_4$  (див. рис. 1, крива 2), можна знайти концентрацію радіаційних дефектів, яка відповідає найвищому за шкалою енергій енергетичному рівню  $E_A$  та енергію активації цього рівня. У результаті проведених розрахунків були отримані такі значення  $N_1$  та  $E_A$  для опромінених монокристалів n-Ge потоком електронів:  $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$  ел./см<sup>2</sup>:  $N_1 = (2,8 \pm 0,2) \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> та  $E_A = E_c - (0,27 \pm 0,02)$  еВ. Як впливає з аналізу спектроскопічних досліджень [14], даний акцепторний рівень належить А-центру.

Згідно з формулою (3),

$$\sum_{k=2}^m N_k L_k = N_d - n - \frac{N_1}{1 + \frac{2N_c e^{\frac{E_A}{kT}}}{n}} - N_1(L_1 - 1). \quad (7)$$

Як показують розрахунки на основі виразу

$$(7), \quad \sum_{k=2}^m N_k L_k > 0, \quad \text{коли } L_1 = 1 \text{ або } L_1 = 2, \text{ та}$$

$\sum_{k=2}^m N_k L_k < 0$  для  $L_1 \geq 3$ . Тому можна зробити висновок, що для нашого випадку радіаційний дефект може мати 1 або 2 енергетичні рівні в забороненій зоні германію. Як впливає з результатів багатьох робіт [14 - 21], кожному типу радіаційних дефектів у германії відповідає, переважно, два і більше енергетичних рівнів. Детальні дослідження, проведені авторами роботи [18], показують, що лише дивакансія в германії має один акцепторний рівень ( $E_v + 0,19$ ) еВ. Оскільки знайдене нами енергетичне положення рівня  $E_A = E_c - (0,27 \pm 0,02)$  еВ істотно відрізняється від енергетичного положення рівня дивакансії, то для нашого випадку електронного опромінення n-Ge дивакансія не є домінуючим радіаційним дефектом. Тому можна вважати, що  $L_1 = 2$ . Тоді, згідно з формулою (7), концентрація компенсуючих центрів, що належать будь-яким іншим радіаційним дефектам, для досліджуваних монокристалів n-Ge становить приблизно  $2 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

Із розв'язків рівняння (3) отримуємо, що

$$n = \frac{1}{2} \left( \sqrt{\left( N_1 + 2N_c e^{\frac{E_A}{kT}} - C \right)^2 + 8N_c e^{\frac{E_A}{kT}} C} - \left( N_1 + 2N_c e^{\frac{E_A}{kT}} - C \right) \right), \quad (8)$$

де  $C = N_d - N_1(L_1 - 1) - \sum_{k=2}^m N_k L_k$ .

Розрахунок температурної залежності концентрації електронів на основі виразу (8) представлено на рис. 1 (крива 3). Як видно з рисунка, отримана теоретична залежність, з урахуванням вищезнайдених параметрів радіаційних дефектів в опромінених електронами монокристалів n-Ge, добре узгоджується з відповідною експериментальною.

На рис. 2 представлено результати вимірювань п'єзо-холл-ефекту для опромінених потокелектронів  $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$  ел./см<sup>2</sup> з енергією 10 МеВ монокристалів n-Ge <Sb> при  $T = 200$  К. Як впливає з рисунка, при деформації n-Ge вздовж різних кристалографічних напрямків спостерігається зростання концентрації електронів. Із розв'язків рівняння (3) знаходимо, що

$$E_A = kT \ln \left( \frac{n}{2N_c} \left( \frac{N_1}{N_d - n - N_1(L_1 - 1) - \sum_{k=2}^m N_k L_k} - 1 \right) \right). \quad (9)$$

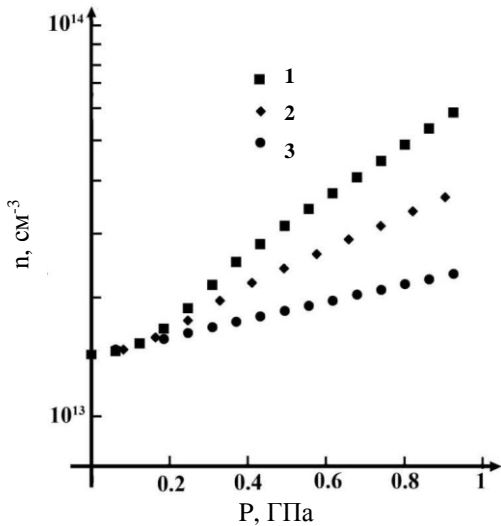


Рис. 2. Залежності концентрації електронів від одновісного тиску для опромінених монокристалів n-Ge потоком електронів  $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$  ел./см<sup>2</sup> при  $T = 200$  К та за умови орієнтації осі деформації вздовж різних кристалографічних напрямків: 1 – [111]; 2 – [110]; 3 – [100].

Слід зауважити, що вираз (9) справедливий лише для випадку одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100], коли чотири мінімуми зони провідності германію зміщуються синхронно за шкалою енергій угору [22]. При

одновісних тисках уздовж кристалографічних напрямків [111] та [110] різні мінімуми будуть зміщуватися в протилежних напрямках. Унаслідок цього енергія активації А-центра при прикладеному одновісному тиску може змінюватися по-різному відносно даних мінімумів. Тому для цих випадків можна говорити лише про ефективне значення енергії активації глибокого рівня А-центра і в розрахунках необхідно враховувати зміщення відповідних мінімумів при деформації.

При одновісному тиску n-Ge вздовж кристалографічного напрямку [111] один мінімум буде опускатися вниз за шкалою енергій на величину [22]

$$\Delta E_1 = -(\Xi_d + \frac{1}{3}\Xi_u)(S_{11} + 2S_{12})P - \frac{1}{3}\Xi_u S_{44}P, \quad (10)$$

а інші три мінімуми – підніматимуться вгору на величину

$$\Delta E_2 = -(\Xi_d + \frac{1}{3}\Xi_u)(S_{11} + 2S_{12})P + \frac{1}{9}\Xi_u S_{44}P. \quad (11)$$

Для випадку одновісного тиску n-Ge вздовж кристалографічного напрямку [110] два мінімуми зони провідності будуть опускатися вниз за шкалою енергій на величину

$$\Delta E_1 = -(\Xi_d + \frac{1}{3}\Xi_u)(S_{11} + 2S_{12})P - \frac{1}{6}\Xi_u S_{44}P, \quad (12)$$

а інші два мінімуми – підніматимуться вгору на величину

$$\Delta E_2 = -(\Xi_d + \frac{1}{3}\Xi_u)(S_{11} + 2S_{12})P + \frac{1}{6}\Xi_u S_{44}P. \quad (13)$$

Якщо  $n_1$  – концентрація електронів у мінімухах, які опускаються, а  $n_2$  – у тих мінімухах, які піднімаються вгору при одновісному тиску, то загальна концентрація електронів у зоні провідності германію

$$n = n_1 + n_2. \quad (14)$$

Для невиродженого електронного газу [13]

$$n_1 = 2 \left( \frac{2\pi m_1 kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} e^{\frac{E_F - \Delta E_1}{kT}},$$

$$n_2 = 2 \left( \frac{2\pi m_2 kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} e^{\frac{E_F - \Delta E_2}{kT}}, \quad (15)$$

де,  $m_1, m_2$  – ефективні маси густини станів у даних мінімумах.

Для германію  $\Xi_d = -6,4$  eВ,  $\Xi_u = 16,4$  eВ,  
 $S_{11} = -0,769 \cdot 10^{-11}$  Па<sup>-1</sup>,  $S_{12} = -0,21 \cdot 10^{-11}$  Па<sup>-1</sup>,

$S_{44} = -1,46 \cdot 10^{-11}$  Па<sup>-1</sup> [23].

Тоді, враховуючи вирази (2), (13) і (14), з рівняння електронейтральності (3) знаходимо, що

$$E_A = kT \ln \left( \frac{n}{2 \left( N_{c1} e^{-\frac{\Delta E_1}{kT}} + N_{c2} e^{-\frac{\Delta E_2}{kT}} \right)} \cdot \left( \frac{N_1}{N_d - n - N_1(L_1 - 1) - \sum_{k=2}^m N_k L_k} - 1 \right) \right), \quad (16)$$

де  $N_{c1} = 2 \left( \frac{2\pi m_1 kT}{h^2} \right)^{3/2}$ ,  $N_{c2} = 2 \left( \frac{2\pi m_2 kT}{h^2} \right)^{3/2}$ .

На основі виразів (9) та (16) можна отримати залежності енергії активації А-центра від одновісного тиску вздовж різних кристалографічних напрямків. Для цього необхідно врахувати вищевказані параметри зонної структури германію, значення концентрацій легуючої домішки сурми та введених при електронному опроміненні радіаційних дефектів, а також експериментальні дані вимірювань п'єзо-холл-ефекту (див. рис. 2). На рис. 3 показано результати таких розрахунків. Аналітичні залежності енергії активації А-центра від одновісного тиску в нашому випадку отримано з використанням методу найменших квадратів. Апроксимаційні поліноми для розрахунку енергії активації рівня А-центра в одновісно деформованих монокристалах n-Ge представлено в таблиці. Розрахунок коефіцієнтів даних поліномів здійснювався за допомогою системи комп'ютерної алгебри MathCad 14.

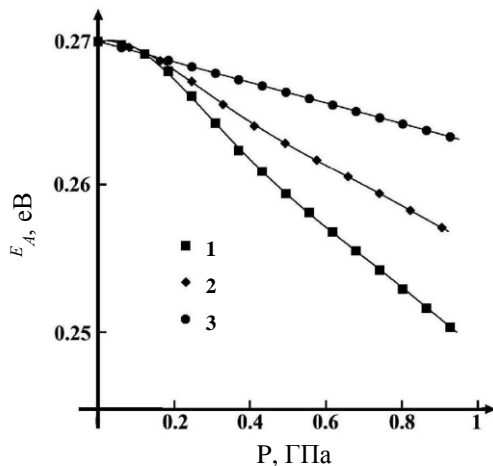


Рис. 3. Залежність енергії активації А-центра від одновісного тиску за умови орієнтації осі деформації вздовж різних кристалографічних напрямків: 1 - [111]; 2 - [110]; 3 - [100]. Суцільні криві - теоретичні розрахунки на основі апроксимаційних поліномів, представлених у таблиці.

**Обговорення одержаних результатів**

Як показують розрахунки (див. рис. 3), для всіх кристалографічних напрямків енергія акти-

вації глибокого рівня  $E_A = E_c - (0,27 \pm 0,02)$  eВ, що належить А-центру, зменшується при збільшенні одновісного тиску. При деформації вздовж кристалографічного напрямку [100] енергія активації добре апроксимується лінійною функцією тиску (див. таблицю). Оскільки в нашому випадку, як показують розрахунки, концентрація компенсуючих центрів, що належать іншим радіаційним дефектам, майже на порядок менша, ніж А-центрів, то на електричні та тензоелектричні властивості досліджуваних монокристалів n-Ge будуть впливати, в основному, утворені при електронному опроміненні А-центри. Відомо [3], що зміна величини енергії активації глибокого рівня при деформації визначається як зміщенням самого рівня, так і мінімумів відносно дна зони провідності в недеформованому стані. Оскільки при одновісному тиску n-Ge вздовж кристалографічного напрямку [100] чотири мінімуми зони провідності будуть зміщуватися по лінійному закону синхронно вгору за шкалою енергій, то й глибокий рівень А-центра в германії також підніматиметься вгору з постійною швидкістю, яка більша за швидкість зміщення цих мінімумів [22]. Це пояснює зменшення енергії активації А-центра при збільшенні одновісного тиску за лінійним законом. Аналогічні міркування можна провести й для випадків одновісного тиску n-Ge вздовж кристалографічних напрямків [110] і [111]. При цьому зміщення глибокого рівня А-центра є лінійним лише для одновісних тисків  $P \geq 0,41$  та  $P \geq 0,49$  ГПа (див. таблицю). При таких тисках інтенсивність переходів електронів з рівнів А-центра в мінімуми зони провідності германію, які піднімаються вгору, буде набагато меншою за інтенсивність переходів у мінімуми, які опускаються вниз. Тому можна вважати, що при високих тисках глибокий рівень взаємодіє тільки з тими мінімумами зони провідності, які опускаються вниз за шкалою енергій при деформації (для розглянутих випадків відповідно з двома та одним мінімумом). При одновісних тисках  $P \leq 0,41$  та  $P \leq 0,49$  ГПа дане наближення є несправедливим, тому також необхідно враховувати інтенсивність переходів електронів з рівнів

А-центра в ті мінімуми, які піднімаються вгору при одновісному тиску. Як наслідок цього, залежності енергії активації А-центра від одновісного тиску відносно мінімумів зони провідності германію, які опускаються та піднімаються при деформації, будуть відрізнятися. А це, в свою

чергу, пояснює отримані нами нелінійні залежності ефективної енергії активації глибокого рівня А-центра (усередненої за даними мінімумами) від одновісної деформації вздовж кристалографічних напрямків [111] та [110] для таких тисків (див. рис. 3, криві 1 і 2).

**Апроксимаційні поліноми для розрахунку енергії активації глибокого рівня А-центра в одновісно деформованих монокристалах n-Ge**

Орієнтація одновісного тиску відносно різних кристалографічних напрямків	Залежність енергії активації $E_A$ , eВ, від одновісного тиску $P$ , ГПа
Одновісний тиск уздовж кристалографічного напрямку [100]	$E_A(P) = -0,007P + 0,27$
Одновісний тиск уздовж кристалографічного напрямку [110]	$E_A(P) = \begin{cases} 0,108P^4 - 0,026P^3 - 0,037P^2 - 0,001P + 0,27, & P < 0,41, \\ -0,014P + 0,27, & P \geq 0,41. \end{cases}$
Одновісний тиск уздовж кристалографічного напрямку [111]	$E_A(P) = \begin{cases} 0,047P^4 + 0,066P^3 - 0,093P^2 + 0,003P + 0,27, & P < 0,49, \\ -0,021P + 0,27, & P \geq 0,49. \end{cases}$

Слід зазначити, що в роботах [25, 26] при дослідженнях впливу одновісного тиску на енергію активації глибоких рівнів у германії та кремнії розглядався тільки вплив тих мінімумів зони провідності, які були нижніми при деформації. Отримані результати в такому наближенні будуть справедливими лише для високих одновісних тисків. Нам же вдалося врахувати внесок усіх мінімумів зони провідності германію і, відповідно, отримати значення енергії активації А-центра як при високих, так і при невеликих значеннях одновісних тисків.

**Висновки**

Таким чином, з аналізу одержаних експериментальних результатів і проведених теоретичних розрахунків випливає, що енергія активації А-центра залежить від напрямку прикладання одновісного тиску. Залежність енергії активації від орієнтації осі деформації відносно різних кристалографічних напрямків може свідчити про анізотропні характеристики А-центра в германії. Наприклад, для монокристалів n-Ge з глибоким

рівнем золота [25] та n-Si з глибоким рівнем А-центра [26] різні значення баричних коефіцієнтів для цих рівнів при одновісному тиску вздовж різних кристалографічних напрямків пов'язуються з особливостями мікроструктури цих дефектів. Слід зауважити, що мікроструктура А-центра в германії на сьогодні не є надійно встановленою на відміну від мікроструктури цього дефекту в кремнії. Однією з основних причин цього, на відміну від кремнію, є обмеженість використання для германію електронного парамагнітного резонансу [21]. Тому можна зробити лише припущення щодо анізотропії А-центра в германії. Отримані на основі методу найменших квадратів апроксимаційні поліноми для розрахунку залежностей енергії активації глибокого рівня А-центра від одновісного тиску можуть бути використані при теоретичному описі різних кінетичних ефектів в одновісно деформованих монокристалах n-Ge та напружених наноструктурах на їхній основі при наявності таких глибоких центрів.

**СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ**

1. *Вопросы радиационной технологии полупроводников* / Под ред. Л. С. Смирнова - Новосибирск: Наука, 1980. - 296 с.
2. *Козловский В.В., Козлов В.А., Ломасов В.Н.* Модифицирование полупроводников пучками протонов: обзор // ФТП. - 2000. - Т. 34, вып. 2. - С. 129 - 147.
3. *Семенюк А. К.* Радиационні ефекти в багатодолинних напівпровідниках. - Луцьк: Надстир'я, 2001. - 323 с.
4. *Claes C., Simoen E.* Germanium-Based Technologies: From Materials to Devices. - Oxford: Elsevier Science, 2007. - 476 p.
5. *Murphy-Armando F., Fahy S.* Giant enhancement of n-type carrier mobility in highly strained germanium nanostructures // J. Appl. Phys. - 2011. - Vol. 109. - P. 113703.
6. *Lemke B., Baskaran R., Paul O.* Piezoresistive CMOS sensor for out-of-plane normal stress // Sensor Actuat A-phys. - 2012. - Vol. 176. - P. 10 - 18.
7. *Lobanov D.N., Novikov A.V., Kudryavtsev K.E. et al.*

- Effect of parameters of Ge(Si)/Si(001) self-assembled islands on their electroluminescence at room temperature // *Semiconductors*. - 2009. - Vol. 43, Iss. 3. - P. 313 - 317.
8. *Tong S., Liu J., Wan L. J. et al.* Normal-incidence Ge quantum-dot photodetectors at 1.5  $\mu\text{m}$  based on Si substrate // *Appl. Phys. Lett.* - 2002. - Vol. 80. - P. 1189.
  9. *Brunner K.* Si/Ge nanostructures // *Rep. Prog. Phys.* - 2002. - Vol. 65, No. 1. - P. 27.
  10. *Gaidar G.P.* On the tensor resistance of n-Ge and n-Si crystals with radiation-induced defects // *Semiconductors*. - 2015. - Vol. 49, Iss. 9. - P. 1129 - 1133.
  11. *Luniov S.V., Zimych A.I., Nazarchuk P.F. et al.* Specific features of electron scattering in uniaxially deformed n-Ge single crystals in the presence of radiation defects // *Radiation Effects and Defects in Solids*. - 2016. - Vol. 171, Iss. 11. - P. 855 - 868.
  12. *Luniov S.V., Zimych A.I., Nazarchuk P.F. et al.* Determination of parameters of radiation defects in single crystal n-Ge irradiated by high-energy electrons // *Yaderna fizyka ta energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)*. - 2016. - Vol. 17, No. 1. - P. 47 - 52.
  13. *Куреев П.С.* Физика полупроводников. - Москва: Высш. шк., 1969. - 590 с.
  14. *Fage-Pedersen J., Larsen A.N., Mesli A.* Irradiation-induced defects in Ge studied by transient spectroscopies // *Phys. Rev. B*. - 2000. - Vol. 62, No. 15. - P. 10116 - 10125.
  15. *Larsen A.N., Mesli A.* The hidden secrets of the E-center in Si and Ge // *Physica B*. - 2007. - Vol. 401-402. - P. 85 - 90.
  16. *Markevich V.P., Peaker A.R., Litvinov V.V. et al.* Electronic properties of antimony-vacancy complex in Ge crystals // *J. Appl. Phys.* - 2004. - Vol. 95, Iss. 8. - P. 4078.
  17. *Markevich V.P., Hawkins I.D., Peaker A.R. et al.* Vacancy-group-V-impurity atom pairs in Ge crystals doped with P, As, Sb, and Bi // *Phys. Rev. B*. - 2004. - Vol. 70, Iss. 23. - P. 235213.
  18. *Petersen M. Christian, Larsen A. Nylandsted, Mesli A.* Divacancy defects in germanium studied using deep-level transient spectroscopy // *Phys. Rev. B*. - 2010. - Vol. 82. - P. 075203.
  19. *Coutinho J., Torres V.J.B., Jones R. et al.* Calculation of deep carrier traps in a divacancy in germanium crystals // *Appl. Phys. Lett.* - 2006. - Vol. 88, Iss. 9. - P. 091919.
  20. *Markevich V.P., Hawkins I.D., Peaker A.R. et al.* Electronic properties of vacancy-oxygen complex in Ge crystals // *Appl. Phys. Lett.* - 2002. - Vol. 81. - P. 1821.
  21. *Литвинов В.В., Мурич Л.И., Линдстром Дж.Л. и др.* Локальные колебательные моды комплекса кислород-вакансия в германии // *ФТП*. - 2002. - Т. 36, вып.6. - С. 658.
  22. *Полякова А.Л.* Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов. - Москва: Наука, 1979. - 168 с.
  23. *Баранский П.И., Клочков В.П., Потыкевич И.В.,* Полупроводниковая электроника. - Киев: Наук. думка, 1975. - 704 с.
  24. *Markevich V.P., Litvinov V.V., Dobaczewski L. et al.* Vacancy-oxygen complex in Ge crystals // *Physica B*. - 2003. - Vol. 340-342. - P. 844 - 848.
  25. *Семенюк А.К., Назарчук П.Ф.* Влияние одноосных деформаций на положение глубокого уровня золота в n-Ge // *ФТП*. - 1984. - Т. 18, вып. 3. - С. 540 - 542.
  26. *Семенюк А.К., Назарчук П.Ф.* Влияние одноосной деформации на энергию ионизации А-центра в n-Si // *ФТП*. - 1985. - Т. 19, вып. 7. - С. 1331 - 1333.

**С. В. Лунев<sup>1</sup>, А. И. Зимич<sup>1</sup>, П. Ф. Назарчук<sup>1</sup>,  
С. А. Мороз<sup>1</sup>, Л. Н. Полищук<sup>1</sup>, В. Т. Маслюк<sup>2</sup>, И. Г. Мегела<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Луцкий национальный технический университет, Луцк

<sup>2</sup> Институт электронной физики НАН Украины, Ужгород

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ АКТИВАЦИИ А-ЦЕНТРА В ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ n-Ge

На основе решений уравнения электронейтральности и экспериментальных результатов измерений пьезо-холл-эффекта получены зависимости энергии активации глубокого уровня А-центра от одноосного давления вдоль кристаллографических направлений [100], [110] и [111] для монокристаллов n-Ge, облученных электронами с энергией 10 МэВ. С помощью метода наименьших квадратов получены аппроксимационные полиномы для расчета данных зависимостей. Показано, что энергия активации глубокого уровня А-центра уменьшается линейно для всего диапазона одноосных давлений вдоль кристаллографического направления [100]. Для случаев одноосной деформации вдоль кристаллографических направлений [110] и [111] уменьшение энергии активации по линейному закону наблюдается только при высоких одноосных давлениях, когда глубокий уровень А-центра взаимодействует с теми минимумами зоны проводимости германия, которые оказались нижними при деформации. Различные зависимости энергии активации А-центра от ориентации оси деформации могут быть связаны с особенностями его микроструктуры.

*Ключевые слова:* монокристаллы n-Ge, одноосная деформация, пьезо-холл-эффект, радиационные дефекты, А-центры.

S. V. Luniov<sup>1</sup>, A. I. Zimych<sup>1</sup>, P. F. Nazarchuk<sup>1</sup>, S. A. Moroz<sup>1</sup>, L. N. Polishchuk<sup>1</sup>, V. T. Maslyuk<sup>2</sup>, I. G. Megela<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Lutsk National Technical University, Lutsk

<sup>2</sup> Institute of Electron Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Uzhhorod

### DETERMINATION OF THE ACTIVATION ENERGY OF A-CENTER IN THE UNIAXIALLY DEFORMED n-Ge SINGLE CRYSTALS

Based on the decisions of electroneutrality equation and experimental results of measurements of the piezo-Hall-effect the dependences of activation energy of the deep level A-center depending on the uniaxial pressure along the crystallographic directions [100], [110] and [111] for n-Ge single crystals, irradiated by the electrons with energy 10 MeV are obtained. Using the method of least squares approximations polynomials for the calculation of these dependences are obtained. It is shown that the activation energy of A-center deep level decreases linearly for the entire range of uniaxial pressure along the crystallographic direction [100]. For the cases of uniaxial deformation along the crystallographic directions [110] and [111] decrease of the activation energy according to the linear law is observed only at high uniaxial pressures, when the A-center deep level interacts with the minima of the germanium conduction band, which proved the lower at the deformation. The various dependences of the activation energy of A-center depending on the orientation of the axis of deformation may be connected with features of its microstructure.

**Keywords:** n-Ge single crystals, uniaxial deformation, piezo-Hall-effect, radiation defects, A-centers.

#### REFERENCES

- Issues of radiation technology of semiconductors / Ed. L. S. Smirnova - Novosibirsk: Nauka, 1980. - 296 p. (Rus)
- Kozlovskij V. V., Kozlov V. A., Lomasov V.N. // FTP. - 2000. - Vol. 34, Iss. 2. - P. 129 - 147. (Rus)
- Semenyuk A.K. Radiation effects in multi-valves semiconductors. - Lutsk: Nadstyr'ya, 2001. - 323 p. (Ukr)
- Claes C., Simoen E. Germanium-Based Technologies: From Materials to Devices. - Oxford: Elsevier Science, 2007. - 476 p.
- Murphy-Armando F., Fahy S. Giant enhancement of n-type carrier mobility in highly strained germanium nanostructuresancement of n-type carrier mobility in highly strained germanium nanostructures // J. Appl. Phys. - 2011. - Vol. 109. - P. 113703.
- Lemke B., Baskaran R., Paul O. Piezoresistive CMOS sensor for out-of-plane normal stress // Sensor Actuat A-phys. - 2012. - Vol. 176. - P. 10 - 18.
- Lobanov D.N., Novikov A.V., Kudryavtsev K.E. et al. Effect of parameters of Ge(Si)/Si(001) self-assembled islands on their electroluminescence at room temperature // Semiconductors. - 2009. - Vol. 43, Iss. 3. - P. 313 - 317.
- Tong S., Liu J., Wan L. J. et al. Normal-incidence Ge quantum-dot photodetectors at 1.5  $\mu\text{m}$  based on Si substrate // Appl. Phys. Lett. - 2002. - Vol. 80. - P. 1189.
- Brunner K. Si/Ge nanostructures // Rep. Prog. Phys. - 2002. - Vol. 65, No. 1. - P. 27.
- Gaidar G.P. On the tensorresistance of n-Ge and n-Si crystals with radiation-induced defects // Semiconductors. - 2015. - Vol. 49, Iss. 9. - P. 1129 - 1133.
- Luniov S.V., Zimych A.I., Nazarchuk P.F. et al. Specific features of electron scattering in uniaxially deformed n-Ge single crystals in the presence of radiation defects // Radiation Effects and Defects in Solids. - 2016. - Vol. 171, Iss. 11. - P. 855 - 868.
- Luniov S.V., Zimych A.I., Nazarchuk P.F. et al. Determination of parameters of radiation defects in single crystal n-Ge irradiated by high-energy electrons // Yaderna fizyka ta energetyka (Nucl. Phys. At. Energy). - 2016. - Vol. 17, No. 1. - P. 47 - 52.
- Kireev P.S. Physics of semiconductors. - Moskva: Vysshaya shkola, 1969. - 590 p. (Rus)
- Fage-Pedersen J., Larsen A.N., Mesli A. Irradiation-induced defects in Ge studied by transient spectroscopies // Phys. Rev. B. - 2000. - Vol. 62, No. 15. - P. 10116 - 10125.
- Larsen A.N., Mesli A. The hidden secrets of the E-center in Si and Ge // Physica B. - 2007. - Vol. 401-402. - P. 85 - 90.
- Markevich V.P., Peaker A.R., Litvinov V.V. et al. Electronic properties of antimony-vacancy complex in Ge crystals // J. Appl. Phys. - 2004. - Vol. 95, Iss. 8. - P. 4078.
- Markevich V.P., Hawkins I.D., Peaker A.R. et al. Vacancy-group-V-impurity atom pairs in Ge crystals doped with P, As, Sb, and Bi // Phys. Rev B. - 2004. - Vol. 70, Iss. 23. - P. 235213.
- Petersen M. Christian, Larsen A. Nylandsted, Mesli A. Divacancy defects in germanium studied using deep-level transient spectroscopy // Phys. Rev. B. - 2010. - Vol. 82. - P. 075203.
- Coutinho J., Torres V. J. B., Jones R. et al. Calculation of deep carrier traps in a divacancy in germanium crystals // Appl. Phys. Lett. - 2006. - Vol. 88, Iss. 9. - P. 091919.
- Markevich V.P., Hawkins I.D., Peaker A.R. et al. Electronic properties of vacancy-oxygen complex in Ge crystals // Appl. Phys. Lett. - 2002. - Vol. 81. - P. 1821.
- Litvinov V.V., Murin L.I., Lindstrom Dzh.L. et al. // FTP. - 2002. - Vol. 36, Iss. 6. - P. 658. (Rus)
- Polyakova A.L. Deformation of semiconductors and semiconductor devices. - Moskva: Nauka, 1979. - 168 p. (Rus)
- Baranskij P.I., Klochkov V.P., Potykevich I.V. Semiconductor electronics. - Kyiv: Naukova Dumka, 1975. - 704 p. (Rus)
- Markevich V.P., Litvinov V.V., Dobaczewski L. et al. Vacancy-oxygen complex in Ge crystals // Physica B. - 2003. - Vol. 340-342. - P. 844 - 848.
- Semenyuk A.K., Nazarchuk P.F. // FTP. - 1984. - Vol. 18, Iss. 3. - P. 540 - 542. (Rus)
- Semenyuk A.K., Nazarchuk P.F. // FTP. - 1985. - Vol. 19, Iss. 7. - P. 1331 - 1333. (Rus)

Надійшла 10.03.2017

Received 10.03.2017