

ВПЛИВ РАДІАЦІЙНИХ ДЕФЕКТІВ НА МЕХАНІЗМИ РОЗСІЯННЯ ЕЛЕКТРОНІВ В МОНОКРИСТАЛАХ n -Ge

С. В. Луньов¹, А. І. Зіміч¹, П. Ф. Назарчук¹, В. Т. Маслюк², І. Г. Мегела²

¹Луцький національний технічний університет
Вул. Львівська, буд. 75, Луцьк, 43018, Україна

²Інститут електронної фізики НАН України,
Вул. Університетська 21, м. Ужгород, 88017, Україна

(Отримано 15 вересня 2015 р.; в остаточному вигляді — 23 грудня 2015 р.)

На основі вимірювань ефекту Холла одержано температурні залежності холлівської рухливості для опромінених монокристалів n -Ge різними потоками електронів з енергією 10 МеВ. Теоретичні розрахунки показують, що, крім розсіяння електронів на йонах мілких донорів, акустичних, оптичних та міждолинних фононах, суттєвий внесок у величину холлівської рухливості опромінених монокристалів n -Ge роблять механізми розсіяння електронів на областях розупорядкування та крупномасштабному потенціалі, створеному флуктуаціями концентрації заряджених дефектів. Незначну розбіжність між теоретичними та експериментальними залежностями холлівської рухливості можна пояснити додатковим впливом механізмів розсіяння електронів на областях пружних деформації навколо утворених радіаційних дефектів та глибоких А-центрів.

Ключові слова: радіаційні дефекти, області розупорядкування, крупномасштабний потенціал, А-центри.

PACS number(s): 72.10.-d, 61.80.Az

I. АКТУАЛЬНІСТЬ ТЕМИ ДОСЛІДЖЕННЯ

Вплив високоенергетичних частинок та випромінювання на тверді тіла приводить до зміни їх структурно-фазового стану та фізичних властивостей. В основі радіаційних методів лежать як первинні процеси взаємодії заряджених частинок і випромінювання з твердим тілом, так і подальше утворення в ньому структурних дефектів. Ці два моменти є базисом радіаційних явищ та ефектів, що становить основу радіаційних технологій XXI століття [1, 2]. Найбільш уразливими складниками електронної апаратури до впливу проникаючої радіації є виробниці напівпровідникової електроніки, без яких не вдається створити сучасні радіоелектронні засоби, що уможливають функціонування та безпеку атомних електростанцій, підводних та надводних кораблів з ядерними реакторами, ракетних комплексів стратегічного призначення [3, 4]. Тому питання, пов'язані з впливом радіації на напівпровідникові матеріали, є актуальними.

Перспективним напівпровідниковим матеріалом, який використовують і який також може знайти своє нове практичне використання в радіаційних технологіях напівпровідників, є монокристалічний германій [5]. У літературі наявний суттєвий розкид даних щодо визначених різними методами значень енергетичних рівнів радіаційних дефектів в Ge [6–9]. Однією з основних причин цього, на відміну від Si, є обмеженість використання електронного парамагнітного резонансу (ЕПР) [10, 11] для ідентифікації радіаційних пошкоджень. Тому цікавим, як з теоретичного, так і практичного погляду, є дослідження енергетичних рівнів радіаційних дефектів у Ge та їх впливу на різні його фізичні властивості.

II. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ ТА ОДЕРЖАНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Опромінювали зразки на мікротроні М-30, параметри якого дають змогу формувати пучки прискорених електронів з енергіями в діапазоні 1–25 МеВ з моноенергетичністю 0,02% та струмом до 50 мкА. В умовах цього експерименту опромінювали за щільності потоку прискорених електронів $5 \cdot 10^{10} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ та кімнатної температури (18°С). Контролювали температуру *in situ* за допомогою мідь-константанової термомпарі, для якої, як встановлено, параметри є стійкими до тривалої дії радіації. За час опромінювання зміни температури не перевищували $\pm 3^\circ \text{C}$ і регулювалися обдувом повітря.

У попередній нашій роботі [12] вимірювали ефект Холла для опромінених різними дозами електронів з енергією 10 МеВ монокристалів n -Ge. За нахилом кривих температурних залежностей сталої Холла були визначені енергетичні рівні дефектів, які вводили за опромінення n -Ge високоенергетичними електронами. При дозах опромінення $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{см}^{-2}$ та $\Phi = 10^{16} \text{см}^{-2}$ виникали радіаційні дефекти з глибокими рівнями ($E_c - 0,27$) еВ та ($E_c - 0,28$) еВ відповідно. Для таких доз опромінення германій не конвертував з n у p -тип. З аналізу одержаних результатів цієї роботи випливає, що насправді при електронному опроміненні германію в забороненій зоні виникає лише один енергетичний рівень ($E_c - 0,27$) еВ, що належить А-центру [13]. Енергетичне положення цього глибокого рівня може незначно змінюватися залежно від величини внутрішніх напружень у ґратці, створених міжвузловими атомами та вакансіями [14, 15]. Це й пояснює невелику різницю між енергіями йонізації знайдених глибоких рівнів.

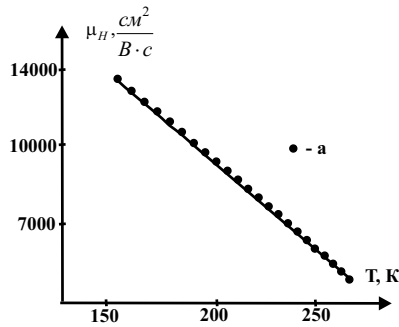


Рис. 1. Температурна залежність холлівської рухливості для неопромінених монокристалів n -Ge: а — експериментальні результати, суцільна крива — теоретичні розрахунки.

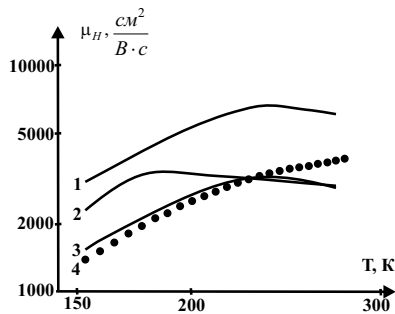


Рис. 2. Температурна залежність холлівської рухливості для опромінених монокристалів n -Ge потоком електронів $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$: 1 — теоретичний розрахунок без врахування механізму розсіяння електронів на областях розупорядкування; 2 — теоретичний розрахунок без врахування впливу амплітуди крупномасштабного потенціалу ($\Delta = 0$); 3 — теоретичний розрахунок з врахуванням механізмів розсіяння електронів на областях розупорядкування та крупномасштабному потенціалі; 4 — експериментальні результати.

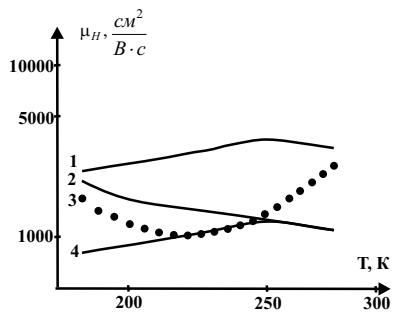


Рис. 3. Температурна залежність холлівської рухливості для опромінених монокристалів n -Ge потоком електронів $\Phi = 10^{16} \text{ cm}^{-2}$: 1 — теоретичний розрахунок без врахування механізму розсіяння електронів на областях розупорядкування; 2 — теоретичний розрахунок без врахування впливу амплітуди крупномасштабного потенціалу ($\Delta = 0$); 3 — експериментальні результати; 4 — теоретичний розрахунок з врахуванням механізмів розсіяння електронів на областях розупорядкування та крупномасштабному потенціалі.

У цій праці ми досліджували вплив утворених радіаційних дефектів, з вказаними вище глибокими рівнями, на механізми розсіяння електронів у монокриста-

лах n -Ge. Для цього вимірювали температурні залежності холлівської рухливості електронів та теоретично аналізували їх з урахуванням можливих механізмів розсіяння для цих умов експерименту (рис. 1–3).

III. ТЕОРЕТИЧНИЙ РОЗРАХУНОК ТЕМПЕРАТУРНИХ ЗАЛЕЖНОСТЕЙ РУХЛИВОСТІ ДЛЯ ОПРОМІНЕНИХ ЕЛЕКТРОНАМИ МОНОКРИСТАЛІВ N -GE

Відомо, що опромінення германію потоками електронів з енергіями порядку одиниць MeV або ж гальмівним випромінюванням γ -квантів, що вони створюють, веде до утворення лише точкових дефектів та їх комплексів. При опроміненні електронами енергіями 10 MeV та більше в германії поряд із точковими дефектами починають утворюватись області розупорядкування, які є активними центрами розсіяння [3]. Тоді, згідно з [3], вираз для рухливості електронів із урахуванням розсіяння на областях розупорядкування матиме вигляд:

$$\frac{1}{\mu_{\Phi}} = \frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu_r} = \frac{1}{\mu_0} + K_{\mu} \Phi, \quad (1)$$

де μ_0 — рухливість електронів з урахуванням усіх діючих механізмів розсіяння, за винятком розсіяння на областях розупорядкування; μ_r — рухливість електронів при розсіянні лише на областях розупорядкування; K_{μ} — коефіцієнт радіаційної зміни рухливості; Φ — доза опромінення.

При опроміненні n -Ge електронами з енергією 10 MeV $K_{\mu} = \frac{2 \cdot 10^{-16}}{\mu_0}$ [3].

Згідно з [16], ізоенергетичні поверхні для германію мають вигляд еліпсоїдів обертання з віссю симетрії, яка збігається з кристалографічним напрямком [111]. Тоді рухливість носіїв заряду для довільного напрямку можна визначити зі співвідношення [17]:

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

де θ — кут між розглядуваним напрямком і головною віссю еліпсоїда; μ_{\perp} і μ_{\parallel} — рухливість носіїв заряду поперек і вздовж осі еліпсоїда.

Тоді, згідно з (2), для германію

$$\mu_0 = \frac{1}{3} \mu_{\parallel} + \frac{2}{3} \mu_{\perp}. \quad (3)$$

Як відомо, для n -Ge крім розсіяння електронів на акустичних фонах та йонах домішки, також є можливим їх розсіяння на оптичних фонах, що спричинене взаємодією електронів з фонами, частоти яких відповідають температурі $T_{C1} = 430 \text{ K}$ (внутрішньодолине розсіяння) та міждолине розсіяння на акустичних фонах з характеристичною температурою $T_{C2} = 320 \text{ K}$ [18]. Міждолине розсіяння електронів

та розсіяння електронів на оптичних фонах описується скалярним часом релаксації τ_j [18]:

$$\frac{1}{\tau_j} = a_j \phi_j, \quad (4)$$

$$\text{де } a_j = \frac{\Xi_j^2 (m_d^j)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{2\pi\rho\hbar^2} (kT_{Cj})^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{T}{T_{Cj}} \right)^{\frac{1}{2}},$$

$$\varphi_j(x) = \frac{1}{e^{\frac{T_{Cj}}{T}} - 1} \times \left[\left(x + \frac{T_{Cj}}{T} \right)^{\frac{1}{2}} + e^{\frac{T_{Cj}}{T}} \theta \left(x; \frac{T_{Cj}}{T} \right) \left(x - \frac{T_{Cj}}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \right],$$

m_d^j — ефективна маса густини станів для електронів зони провідності, Ξ_j — константа міждолинного або оптичного деформаційного потенціалу; ρ — густина кристала; T_{Cj} — температура j -го міждолинного або оптичного фону; $x = \frac{\varepsilon}{kT}$ — зведена енергія електрона; $\theta \left(x; \frac{T_{Cj}}{T} \right)$ — ступінчаста функція.

Для міждолинного розсіяння

$$m_d^j = (m_{\parallel j} m_{\perp j}^2)^{\frac{1}{3}} (Z_j - 1), \quad (5)$$

де $m_{\parallel j}$, $m_{\perp j}$ — поздовжній та поперечний складники тензора ефективної маси для електронів, які перебувають в еліпсоїді j -типу; Z_j — кількість еквівалентних еліпсоїдів зони провідності j -типу.

Для внутрішньодолинного розсіяння електронів на оптичних фонах

$$m_d^j = (m_{\parallel j} m_{\perp j}^2)^{\frac{1}{3}} Z_j^{\frac{2}{3}}. \quad (6)$$

На основі теорії анізотропного розсіяння можна записати вирази для компонент тензора часів релаксації $\tau_{\parallel}^{a,i}$ та $\tau_{\perp}^{a,i}$ в умовах змішаного розсіяння електронів на акустичних фонах та йонах домішки [19]:

$$\tau_{\parallel}^{a,i} = \frac{a_{\parallel}}{\sqrt{kT}^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{x^{\frac{3}{2}}}{x^2 + b_0}, \quad \tau_{\perp}^{a,i} = \frac{a_{\perp}}{\sqrt{kT}^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{x^{\frac{3}{2}}}{x^2 + b_1} \quad (7)$$

(вирази для знаходження a_{\parallel} , a_{\perp} , b_0 , b_1 наведено в додатку).

Тоді в найбільш загальному випадку розсіяння електронів на акустичних фонах, йонах домішки, оптичних та міждолинних фонах вирази для компонент тензора часів релаксації можна записати так [20]:

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}} = \frac{1}{\tau_{\parallel}^{a,i}} + \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}; \quad \frac{1}{\tau_{\perp}} = \frac{1}{\tau_{\perp}^{a,i}} + \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}, \quad (8)$$

де $\tau_{\parallel}^{a,i}$, $\tau_{\perp}^{a,i}$, τ_1 , τ_2 — поздовжні та поперечні складники тензора часів релаксації при розсіянні на акустичних фонах та йонах домішки; τ_1 , τ_2 — часи релаксації для міждолинного розсіяння та розсіяння на оптичних фонах. Компоненти тензорів рухливості

можна виразити через компоненти тензорів часів релаксації та ефективної маси:

$$\mu_{\parallel} = \frac{e}{m_{\parallel}} \langle \tau_{\parallel} \rangle, \quad \mu_{\perp} = \frac{e}{m_{\perp}} \langle \tau_{\perp} \rangle. \quad (9)$$

$$\langle \tau_{\parallel} \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^{\frac{3}{2}} e^{-x} \tau_{\parallel}, \quad (10)$$

$$\langle \tau_{\perp} \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^{\frac{3}{2}} e^{-x} \tau_{\perp}.$$

Ураховуючи вирази (4–10), можна знайти, згідно з (3), рухливість μ_0 , а отже й на основі (1) μ_{Φ} .

Експериментально з вимірів ефекту Холла ми одержали температурні залежності холлівської рухливості. Тому для зіставлення цих експериментальних результатів та проведених теоретичних розрахунків необхідно величину дрейфової рухливості μ_{Φ} , отриману для опромінених монокристалів n -Ge, помножити на значення холл-фактора, який також ми одержали для цих умов експерименту.

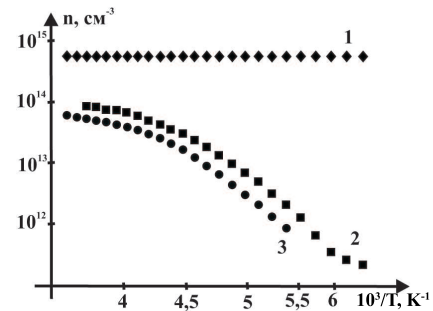


Рис. 4. Температурні залежності концентрації електронів для монокристалів n -Ge опромінених різними потоками електронів Φ , см^{-2} : 1- 0; 2 — $5 \cdot 10^{15}$; 3 — 10^{16} .

Уведені при опроміненні глибокі рівні радіаційних дефектів виконуватимуть роль компенсуючих центрів стосовно до основних носіїв струму. Зменшення при цьому ефекту екранування приводить до крупномасштабних флуктуацій концентрації заряджених дефектів та відповідно виникнення крупномасштабного потенціалу [21–25]. Амплітуда цього потенціалу може виявитися досить значною, що спричинить модуляцію густини станів носіїв заряду і, як наслідок, зменшення холлівської рухливості [24, 25]. Тоді, згідно з даними праць [23, 25], холлівську рухливість для електронів опроміненого n -Ge можна записати так:

$$\mu_H = \mu_{\Phi} A \exp \left(-\frac{\Delta}{kT} \right), \quad (11)$$

де A — холл-фактор, Δ — амплітуда крупномасштабного потенціалу. Згідно з [22],

$$\Delta = \frac{q^2 N^{\frac{2}{3}}}{\varepsilon \cdot n^{\frac{1}{3}}}, \quad (12)$$

де N — концентрація заряджених дефектів, яка дорівнює сумі концентрацій йонізованих донорів N_d та компенсуючих заряджених акцепторів N_a , ε — діелектрична проникність, n — концентрація електронів у зоні провідності, q — заряд електрона.

Ураховуючи отримані на основі вимірювань ефекту Холла температурні залежності концентрації $n = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ для опромінених монокристалів n -Ge дозами $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ та $\Phi = 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (рис. 4) та знайдені в роботі [12] концентрації акцепторних рівнів N_a радіаційних дефектів, утворених при опроміненні цими дозами електронів, згідно з (12), легко обчислити амплітуду крупномасштабного потенціалу. Тоді на основі (11), з урахуванням виразів (1–10) та знайдених значень амплітуди крупномасштабного потенціалу, можна отримати температурні залежності холлівської рухливості для опромінених та неопромінених монокристалів n -Ge. Для цього також потрібно мати параметри зонної структури монокристалів германію, до яких належать компоненти тензорів акустичного потенціалу деформації та ефективної маси ($\Xi_d = -6.4 \text{ eV}$, $\Xi_u = 16.4 \text{ eV}$, $m_{\parallel} = 1.58m_0$, $m_{\perp} = 0.082m_0$) [19], константи електрон-фононої взаємодії для оптичних $\Xi_{430} = 4 \cdot 10^8 \text{ eV/см}$ та міждолинних фононів $\Xi_{320} = 1.4 \cdot 10^8 \text{ eV/см}$ [20]. Одержані на основі цих розрахунків температурні залежності холлівської рухливості для неопромінених та опромінених електронами з енергією 10 MeV, дозами $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ та $\Phi = 10^{16} \text{ см}^{-2}$, монокристалів n -Ge зображені на рис. 1–3.

IV. ВИСНОВКИ ТА ОБГОВОРЕННЯ ОДЕРЖАНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ

Порівняння одержаних експериментальних результатів із відповідними теоретичними розрахунками показує (рис. 1), що для неопромінених монокристалів n -Ge величина холлівської рухливості визначатиметься ефективністю розсіяння електронів на акустичних, оптичних та міждолинних фононах. Суттєва різниця у величині холлівської рухливості для опромінених монокристалів n -Ge з урахуванням (рис. 2, крива 3 та рис. 3, крива 4) та без урахування (рис. 2 та рис. 3, криві 1) розсіяння електронів на областях розупорядкування показує, що цей механізм розсіяння є досить ефективним для таких доз електронного опромінення. Зростання рухливості до температур $T < 185 \text{ K}$ для опроміненого дозою $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ n -Ge (рис. 2, криві 1–4) можна пояснити зменшенням радіуса екранування за рахунок збільшення концентрації електронів із підвищенням температури, що своєю чергою приводить до зменшення відносного внеску домішкового розсіяння. Подальше аномальне зростання рухливості до температур $T < 235 \text{ K}$ (рис. 2, криві 1, 3 та 4) пов'язане, згідно з (12), зі зменшенням амплітуди крупномасштабного потенціалу за рахунок збільшення концентрації електронів у зоні провідності. Для температур $T > 235 \text{ K}$ холлівська рухливість при переході через максимум з підвищенням температури

починає зменшуватися (рис. 2, крива 3), що пояснюється зростанням ефективності фононного розсіяння. Але експериментальна температурна залежність холлівської рухливості вказує на її зростання для всього досліджуваного діапазону температур (рис. 2, крива 4). Таке зростання за температур $T > 235 \text{ K}$ не може бути теоретично пояснено в межах розглянутих вище механізмів розсіяння електронів. Поряд із розсіянням електронів на областях розупорядкування додатково необхідно враховувати розсіяння на точкових дефектах, що створюють глибокі центри. Для нашого випадку — це А-центри. Як відомо [11], А-центр у германії може перебувати у двох зарядових станах: A^0 та A^- . Якщо утворені при опроміненні А-центри перебувають у зарядовому стані A^- , то за рахунок термічної йонізації, віддавши електрон у зону провідності, вони перейдуть у нейтральний стан A^0 . Така перезарядка приводить до зменшення відносного внеску розсіяння електронів на заряджених А-центрах, а отже й може пояснювати зростання рухливості при $T > 235 \text{ K}$. Ще одним важливим механізмом розсіяння електронів в опромінених монокристалах n -Ge, який впливає на величину холлівської рухливості, є розсіяння електронів на областях пружних деформацій навколо точкових дефектів [26]. Урахування цих механізмів розсіяння дозволило б точніше теоретично описати одержані експериментальні результати. Проте, труднощі полягають у побудові коректного потенціалу взаємодії електрона з цими дефектами. Зокрема, незважаючи на інтенсивні дослідження проведені останнім часом, на сьогодні нема єдиної теорії утворення глибоких центрів та їх впливу на фізичні властивості напівпровідників. Як правило, для пояснення експериментальних результатів використовують напівемпіричні моделі таких центрів [27].

Аналогічні міркування використані для пояснення температурних залежностей холлівської рухливості для опромінених монокристалів n -Ge дозою $\Phi = 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Але, на відміну від опроміненого n -Ge дозою $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, рухливість спочатку зменшується за підвищенням температури до $T \approx 225 \text{ K}$, а потім зростає (рис. 3, крива 3). Таку специфічну залежність рухливості можна пояснити зміною ефекту екранування з підвищенням температури і, відповідно, “потужності” розсіюючого потенціалу як для мілких донорних домішок, так і глибоких енергетичних рівнів радіаційних дефектів. Також, як було показано в роботі [15], величина внутрішніх механічних напружень, створених точковими дефектами в ґратці германію, залежить від зарядового стану цих дефектів. Тому за рахунок зміни зарядового стану А-центру при його термічній йонізації може змінюватися величина внутрішніх напружень, а отже й, відповідно, ефективність механізму розсіяння електронів на областях пружних деформацій навколо утворених радіаційних дефектів.

Отже, проведені експериментальні та теоретичні дослідження дали змогу встановити внесок розглянутих механізмів розсіяння у величину холлівської рухливості електронів та природу утворених при елект-

ронному опроміненні радіаційних дефектів в n -Ge (чи це точкові дефекти, чи комплекси точкових дефектів із домішками або області розупорядкування).

Порівняння одержаних експериментальних результатів з відповідними теоретичними розрахунками холлівської рухливості для опромінених монокристалів n -Ge з урахуванням та без урахування розсіяння електронів на областях розупорядкування дає підстави стверджувати, що відносний внесок цього механізму розсіяння в повному механізмі струмоперенесення є доміантним. Наявність механізму розсіяння електронів на крупномасштабному потенціалі з дещо меншою ймовірністю щодо розсіяння на областях розу-

порядкування пояснює зростання холлівської рухливості з підвищенням температури до $T < 235$ К для опромінених монокристалів n -Ge потоком електронів $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

Створення коректної моделі розсіюючого потенціалу А-центру та області пружних деформацій навколо дефектів дало б змогу точніше теоретично описати одержані експериментальні результати, які зможуть знайти своє практичне використання в радіаційних технологіях напівпровідників при конструюванні на основі германію різних елементів електронної техніки.

ДОДАТОК А

$$a_{\parallel} = \frac{\pi C_{11} \hbar^4}{k \Xi_d^2 \sqrt{2m_{\parallel} m_{\perp}^2}} \cdot \frac{1}{\Phi_{0a}}, \quad a_{\perp} = \frac{\pi C_{11} \hbar^4}{k \Xi_d^2 \sqrt{2m_{\parallel} m_{\perp}^2}} \cdot \frac{1}{\Phi_{1a}}, \quad (\text{A.1})$$

$$b_0 = \frac{a_{\parallel} \cdot \Phi_{0i}}{\sqrt{kT}^{\frac{3}{2}} \tau_{0i}(kT)}, \quad b_1 = \frac{a_{\perp} \cdot \Phi_{1i}}{\sqrt{kT}^{\frac{3}{2}} \tau_{0i}(kT)}, \quad (\text{A.2})$$

$$\tau_{0i}(kT) = \frac{\sqrt{2} m_{\perp} \varepsilon^2 (kT)^{\frac{3}{2}}}{\pi N e^4 \sqrt{m_{\parallel}}}, \quad (\text{A.3})$$

$$\Phi_{1a} = 1 + \frac{1 + \beta^2}{\beta^2} \left(2 + \frac{3}{\beta^2} - \frac{3(1 + \beta^2)}{\beta^3} \alpha \right) \frac{\Xi_u}{\Xi_d} + \frac{(1 + \beta^2)}{\beta^4} \frac{\Xi_u^2}{\Xi_d^2} (C + B), \quad (\text{A.4})$$

$$C = (1 + \beta^2) \left(1 + \frac{15}{4\beta^2} - \frac{3}{4\beta^3} (5 + 3\beta^2) \alpha \right)$$

$$B = \frac{C_{11}}{4C_{44}} \left(-13 - \frac{15}{\beta^2} + \frac{3(1 + \beta^2)}{\beta^3} (5 + \beta^2) \alpha \right)$$

$$\Phi_{0a} = 1 + \frac{2(1 + \beta^2)}{\beta^2} \left(1 - \frac{3}{\beta^2} + \frac{3}{\beta^3} \alpha \right) \frac{\Xi_u}{\Xi_d} + \frac{(1 + \beta^2)}{\beta^4} \frac{\Xi_u^2}{\Xi_d^2} (D + K), \quad (\text{A.5})$$

$$D = (1 + \beta^2) \left(1 - \frac{6}{\beta^2} - \frac{3}{2\beta^2(1 + \beta^2)} + \frac{15\alpha}{2\beta^3} \right)$$

$$K = \frac{C_{11}}{C_{44}} \left(2 + \frac{15}{2\beta^2} - \frac{3}{2\beta^3} (5 + 3\beta^2) \alpha \right)$$

$$\Phi_{0i} = \frac{3}{2\beta^3} \left(\left(\frac{\beta}{1 + \beta^2} - \alpha \right) \ln \gamma^2 - \alpha \ln(1 + \beta^2) + 2L(\alpha) + \frac{\beta\gamma^2}{2} M \right), \quad (\text{A.6})$$

$$M = \frac{\beta^2 - 1}{\beta^2 + 1} + \frac{\alpha(\beta^2 + 1)}{\beta}$$

$$\Phi_{1i} = \frac{3}{4\beta^3} (((1 - \beta^2) \alpha - \beta) \ln \gamma^2 + 2(\beta^2 - 1) L(\alpha)) + \frac{3}{4\beta^3} R, \quad (\text{A.7})$$

$$R = -2\beta^2 \alpha - (\beta^2 - 1) \alpha \ln(1 + \beta^2) + \frac{\gamma^2}{2} (\beta(1 + 3\beta^2) + \alpha(3\beta^4 + 2\beta^2 - 1))$$

де $\alpha = \arctg \beta$, $\beta^2 = \frac{m_{\parallel} - m_{\perp}}{m_{\perp}}$, $\gamma = \sqrt{\frac{\pi \hbar^2 e^2 n}{2m_{\parallel} \epsilon \epsilon_0 k T}}$; $L(\alpha) = -\int_0^{\alpha} \ln \cos \varphi d\varphi$ — функція Лобачевського, n — концентрація електронів.

-
- [1] В. В. Углов, *Радиационные эффекты в твердых телах* (БГУ, Минск, 2007).
- [2] В. Н. Воеводин, И. М. Неклюдов, *Эволюция структурно-фазового состояния и радиационная стойкость конструкционных материалов* (Киев, 2006).
- [3] Э. Н. Вологдин, А. П. Лысенко *Интегральные радиационные изменения параметров полупроводниковых материалов* (Москва, 1998).
- [4] M. Khandaker, *Int. J. Fund. Phys. Sci.* **1**, 42 (2011).
- [5] C. Claes, E. Simoen, *Germanium-Based Technologies* (Elsevier, Oxford, 2007).
- [6] K. T. Roro, P. J. Jance van Rensburg, F. D. Aurret, S. Coelho, *Physica B* **404**, 4496 (2009).
- [7] P. M. Mooney, F. Poulin, J. C. Bourgoin, *Phys. Rev. B* **28**, 3372 (1983)
- [8] N. S. Patel, C. Monmeyran, A. Agarwal, L. C. Kimerling, *J. Appl. Phys.* **118**, 155702 (2015).
- [9] H. J. Stein, *J. Appl. Phys.* **43**, 138 (1972).
- [10] D. L. Trueblood, *Phys. Rev.* **161**, 828 (1963).
- [11] A. P. Dolgolenko, *Nucl. Phys. At. En.* **14**, 377 (2013).
- [12] S. V. Luniov, A. I. Zimych, P. F. Nazarchuk, in *Materials of the X international research and practice conference, Munich, May 28th–29th, 2015. International Conference on European Science and Technology. Vol II* (Munich, 2015), p. 174.
- [13] J. Fage-Pedersen, A. N. Larsen, A. Mesli, *Phys. Rev. B* **62**, 10116 (2000).
- [14] A. P. Dolgolenko *et al.*, *Phys. Status Solidi B* **243**, 1842 (2006).
- [15] Н. А. Витовский, В. В. Емцев, Т. В. Машовец, В. В. Михнович, *Физ. техн. полупр.* **23**, 184 (1989).
- [16] П. С. Киреев *Физика полупроводников* (Высшая школа, Москва, 1969).
- [17] Г. Л. Бир, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (Наука, Москва, 1972).
- [18] W. Fawcett, E. G. S. Paige, *J. Phys. C* **4**, 1801 (1971).
- [19] П. И. Баранский, И. С. Буда, И.В. Даховский, В. В. Коломоец, *Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках* (Наукова думка, Київ, 1977).
- [20] S. V. Luniov, O. V. Vurban, *J. Nano-Electron. Phys.* **6**, 5 (2014).
- [21] П. І. Баранський, А.В. Федосов, Г. П. Гайдар, *Неоднорідності напівпровідників і актуальні задачі між-дефектної взаємодії в радіаційній фізиці і нанотехнології* (Ред.-вид. відділ Луцького держ. техн. ун-ту, Київ–Луцьк, 2006).
- [22] В. Г. Карпов, *Физ. техн. полупр.* **15**, 217 (1981).
- [23] С. В. Безлюдный, Н. В. Колесников, *Физ. техн. полупр.* **15**, 218 (1981).
- [24] Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников* (Наука, Москва, 1979).
- [25] А. Я. Шик, *Неоднородные и примесные полупроводники во внешних полях: сб. статей* (Штиинца, Кишинев, 1979.).
- [26] В. В. Емцев, М. И. Клиггер, Т. В. Машовец, *Журн. эксп. теор. физ.* **19**, 575 (1974).
- [27] А. К. Семенюк, *Радіаційні ефекти в багатодоминних напівпровідниках* (Надстир'я, Луцьк, 2001).

THE IMPACT OF RADIATION DEFECTS ON THE MECHANISMS OF ELECTRON SCATTERING IN SINGLE CRYSTALS *n*-GeS. V. Luniiov¹, A. I. Zimych¹, P. F. Nazarchuk¹, V. T. Maslyuk², I. G. Megela²¹*Lutsk National Technical University,**75, L'vivska St., Lutsk, UA-43018, Ukraine, luniouser@mail.ru*²*Institute of Electron Physics, National Academy of Sciences of Ukraine,**21, Universytetska St., Uzhhorod, UA-88000, Ukraine, volodymyr.maslyuk@gmail.com*

The irradiation of sample single crystals *n*-Ge was carried on the M-30 microtron. The parameters of such a microtron allow to form beams of accelerated electrons with energies in the range of 1–25 MeV. The analysis of the results of electronic irradiation shows that in the forbidden zone of germanium an energy level ($E_c - 0,27$) eV is formed owing to the A-center. The energy position of the A-center depends on the magnitude of internal stresses in the lattice. This in turn affects the scattering of electrons on deep centers. On the basis of the Hall effect measurements the temperature dependences of the Hall mobility for irradiated *n*-Ge single crystals of various streams of electrons with the energy of 10 MeV were obtained. For the investigated streams of electron irradiation, the conductivity type of germanium did not changed. Theoretical calculations show that besides the scattering of electrons on ions shallow donors, acoustic, optical and intervalley phonons, substantial contribution to the value of the Hall mobility of irradiated single crystals of *n*-Ge is brought by mechanisms of electron scattering on the regions of disordering and a large scale potential created by the fluctuations of the concentration of the charged defects. The uncharacteristic effect of increase of the Hall mobility at high temperatures for irradiated single crystals of *n*-Ge with the change of charge state of A-center at the expense of its thermal ionization by explained. Also, the magnitude of internal mechanical stresses in the lattice germanium depends on the charge state of A-center. Therefore, some discrepancy between theoretical and experimental dependences of the Hall mobility can be explained by the additional influence of electron scattering mechanisms on the regions of elastic deformation around the deffects created by radiation and deep levels of A-centers.