

## Розсіювання електронів для одновісно деформованих монокристалів $n$ -Ge

С.В. Луцьков

Луцький національний технічний університет, вул. Львівська, 75, 43018 Луцьк, Україна

(Одержано 10.03.2015; опубліковано online 20.10.2015)

Досліджено розсіювання електронів в  $(L_1 - \Delta_1)$  моделі зони провідності монокристалів  $n$ -Ge, утвореної одновісним тиском вздовж кристалографічного напрямку [100]. Одержані експериментальні результати та проведені теоретичні розрахунки температурних залежностей питомого опору для одновісно деформованих монокристалів  $n$ -Ge показують, що для діапазону одновісних тисків від 1,4 до 2,3 ГПа суттєвим стає нееквівалентне міждолинне розсіювання електронів між  $L_1$  та  $\Delta_1$  мінімумами, відносний вклад якого залежить від величини одновісного тиску. Найвність максимуму для залежностей сталої Холла від одновісного тиску при  $P \sim 2,1$  ГПа, коли енергетична щільність між  $L_1$  та  $\Delta_1$  "захлопується", пояснюється найбільшою ефективністю даного механізму розсіювання при таких тисках.

**Ключові слова:** Одновісна деформація, Еквівалентне та нееквівалентне міждолинне розсіювання, Монокристали  $n$ -Ge,  $L_1$  та  $\Delta_1$  мінімуми, Стала Холла.

PACS numbers: 72.10. - d, 72.20.Fr

### 1. ВСТУП

Монокристалічний германій завжди був і залишається одним з провідних матеріалів напівпровідникової електроніки. Зокрема, він використовується як сировинний матеріал для виготовлення інтегральних мікросхем, дозиметричних приборів, детекторів реєстрації частинок темної матерії, в конструкціях тепловізійних приладів наземного, повітряного, морського базування, що працюють в інтервалі довжин хвиль 2,5 ... 14 мкм [1-3]. Висока рухливість електронів в германії дозволяє створювати нанотранзистори з високопровідними каналами, що використовуються в NMOSFET та CMOS технологіях [4-7].

Електричні та оптичні властивості напівпровідників та напівпровідникових наноструктур значно залежать від зовнішніх та внутрішніх деформаційних полів. При деформації змінюється зонна структура напівпровідників. Зокрема, в роботі [8] досліджено вплив внутрішніх механічних напружень, які виникають в гетероструктурі Si / Ge, на трансформацію зонної структури кремнію та германію. Показано, що величина таких внутрішніх напружень залежить від співвідношення між товщинами шарів кремнію та германію, що необхідно враховувати при конструюванні електронних приладів на основі напружених гетероструктур. Також деформація може впливати на зміну відносного вкладу різних механізмів розсіювання. В роботі [9] на основі вимірювань температурних залежностей питомого опору для недеформованих та одновісно деформованих монокристалів  $n$ -Si показано, що за рахунок сильного одновісного тиску  $P = 1,3$  ГПа вздовж кристалографічного напрямку [100] повністю "виключається" міждолинне розсіювання  $f$ -типу. Дослідження міждолинного розсіювання електронів в деформованих монокристалах  $n$ -Ge були проведені в роботах [10-11]. При цьому розглядалось лише міждолинне розсіювання електронів між еквівалентними мінімумами типу  $L_1$  або  $\Delta_1$ . Також в германії можливе міждолинне розсіювання електронів між нееквівалентними мінімумами  $L_1$  та  $\Delta_1$  [12]. При слабких електричних полях та невисоких температурах теплова енер-

гія електрона буде набагато меншою за величину енергетичної щільності між даними мінімумами, яка для недеформованого  $n$ -Ge складає 0,18 еВ. При цьому всі електрони будуть знаходитись в нижчих за шкалою енергій  $L_1$  мінімумах і даний механізм розсіювання не буде спостерігатись. Але в умовах сильних електричних полів або значних деформацій, коли змінюється положення даних мінімумів за шкалою енергій, відносним вкладом вище згаданого механізму розсіювання не можна знехтувати.

Тому, в даній роботі досліджувалось розсіювання електронів в  $(L_1 - \Delta_1)$  моделі зони провідності германію, коли участь в провідності беруть як  $L_1$ , так і  $\Delta_1$  мінімуми. Дану модель можна реалізувати при одновісному деформуванні монокристалів  $n$ -Ge вздовж кристалографічного напрямку [100], оскільки, як було показано в роботі [13], для таких умов енергетична щільність між  $L_1$  та  $\Delta_1$  в  $n$ -Ge зменшується.

### 2. ТЕОРЕТИЧНІ РОЗРАХУНКИ ПИТОМОГО ОПУРУ ТА СТАЛОЇ ХОЛЛА ДЛЯ ОДНОВІСНО ДЕФОРМОВАНИХ ВЗДОВЖ КРИСТАЛОГРАФІЧНОГО НАПРЯМКУ [100] МОНОКРИСТАЛІВ $n$ -Ge

Питому електропровідність одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів  $n$ -Ge можна представити так:

$$\sigma = q(n_{L_1} \mu_{L_1} + n_{\Delta_1} \mu_{\Delta_1}), \quad (1)$$

де  $n_{L_1}, n_{\Delta_1}, \mu_{L_1}, \mu_{\Delta_1}$  – концентрація та рухливість електронів для  $L_1$  та  $\Delta_1$  мінімумів відповідно,  $q$  – заряд електрона. Для невиродженого електронного газу

$$n_{L_1} = 2 \left( \frac{2\pi m_{L_1} kT}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_F - E_{L_1}}{kT}}, \quad (2)$$
$$n_{\Delta_1} = 2 \left( \frac{2\pi m_{\Delta_1} kT}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_F - E_{\Delta_1}}{kT}}.$$

Тоді

$$\frac{n_{L_1}}{n_{\Delta_1}} = \left( \frac{m_{L_1}}{m_{\Delta_1}} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{\Delta E(P)}{kT}} = A, \quad (3)$$

де  $\Delta E(P) = E_{\Delta_1} - E_{L_1}$ , а  $E_{L_1}, E_{\Delta_1}$  – енергії  $L_1$  та  $\Delta_1$  мінімумів у деформованому кристалі;  $m_{L_1}, m_{\Delta_1}$  – ефективна маса густини станів в даних мінімумах.

Для недеформованих монокристалів  $n$ -Ge енергетична щілина між  $L_1$  та  $\Delta_1$  рівна 0,18 еВ та зменшується лінійно від одновісного тиску  $P$  [13]. Тоді для випадку деформованого зразка можна записати:

$$\Delta E(P) = 0,18 - \beta P, \quad (4)$$

де  $\beta = 8,97 \cdot 10^{-11} \text{ еВ} \cdot \text{Па}^{-1}$  – баричний коефіцієнт зміни величини енергетичної щілини між  $L_1$  та  $\Delta_1$  мінімумами при одновісному тиску  $P/[100]$  [13].

Для випадку, коли енергетичні рівні домішки є повністю іонізованими, а власна провідність ще не проявляється

$$n_{L_1} + n_{\Delta_1} = n = N_D. \quad (5)$$

Тоді, враховуючи вирази (3) та (5), питомий опір для одновісно деформованих монокристалів  $n$ -Ge

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{A+1}{qN_D(A\mu_{L_1} + \mu_{\Delta_1})}. \quad (6)$$

Ізоенергетичні поверхні як для  $L_1$ , так і для  $\Delta_1$  мінімумів є еліпсоїдами обертання. Тоді рухливість носіїв заряду в довільному напрямку можна визначити із співвідношення [14]:

$$\mu = \mu_{\perp} \sin^2 \theta + \mu_{\parallel} \cos^2 \theta, \quad (7)$$

де  $\theta$  – кут між розглядуваним напрямком і головною віссю еліпсоїда;  $\mu_{\perp}$  і  $\mu_{\parallel}$  – рухливість носіїв заряду поперек і вздовж осі еліпсоїда.

Згідно з (1), для  $L_1$  мінімуму

$$\mu_{\parallel}^{L_1} = \frac{1}{3} \mu_{\parallel}^{L_1} + \frac{2}{3} \mu_{\perp}^{L_1}, \quad (8)$$

а для  $\Delta_1$  мінімуму, коли  $P/J/[100]$ ,

$$\mu_{\parallel}^{\Delta_1} = \mu_{\parallel}^{\Delta_1}. \quad (9)$$

Компоненти тензора рухливості  $\mu_{\perp}$  і  $\mu_{\parallel}$  можна виразити через компоненти тензора часів релаксації та ефективної маси для даних мінімумів:

$$\begin{aligned} \mu_{\parallel}^{L_1, \Delta_1} &= \frac{q}{m_{\parallel}^{L_1, \Delta_1}} \langle \tau_{\parallel}^{L_1, \Delta_1} \rangle, \\ \mu_{\perp}^{L_1, \Delta_1} &= \frac{q}{m_{\perp}^{L_1, \Delta_1}} \langle \tau_{\perp}^{L_1, \Delta_1} \rangle \end{aligned} \quad (10)$$

На основі теорії анізотропного розсіяння запише-

мо вирази для  $\tau_{\parallel}^{L_1, \Delta_1}$  та  $\tau_{\perp}^{L_1, \Delta_1}$  в умовах розсіяння електронів на іонах домішки та акустичних фононах (внутрідолинне розсіяння) [15]:

$$\begin{aligned} \tau_{\parallel}^{L_1, \Delta_1} &= \frac{\alpha_{\parallel}^{L_1, \Delta_1}}{\sqrt{k_B T^2}} \cdot \frac{x^{\frac{3}{2}}}{x^2 + b_0^{L_1, \Delta_1}}, \\ \tau_{\perp}^{L_1, \Delta_1} &= \frac{\alpha_{\perp}^{L_1, \Delta_1}}{\sqrt{k_B T^2}} \cdot \frac{x^{\frac{3}{2}}}{x^2 + b_1^{L_1, \Delta_1}} \end{aligned} \quad (11)$$

(Необхідні позначення у виразах (11) наведені в додатку).

Поряд з розсіянням електронів на акустичних фононах та іонах домішки в  $n$ -Ge необхідно враховувати також для  $L_1$  моделі зони провідності розсіяння електронів на оптичних фононах, частоти яких відповідають температурі  $T_{C1} = 430 \text{ К}$  (внутрідолинне розсіяння) та міждолинне розсіяння на акустичних фононах з характеристичною температурою  $T_{C2} = 320 \text{ К}$  [11]. Для двохдолинної  $\Delta_1$  моделі зони провідності монокристалів  $n$ -Ge, утвореної одновісним тиском  $P/[100]$ , має місце еквівалентне міждолинне розсіювання на акустичних та оптичних фононах з характеристичними температурами  $T_{C1} = 100 \text{ К}$  та  $T_{C1} = 430 \text{ К}$  між долинами, які розташовані на одній осі ( $g$  – розсіювання) [10]. Також за рахунок зменшення енергетичної щілини між  $L_1$  та  $\Delta_1$  мінімумами при одновісному тиску зростає роль нееквівалентного міждолинного розсіювання. Нееквівалентне  $L_1 \leftrightarrow \Delta_1$  міждолинне розсіювання електронів обумовлене їх взаємодією з акустичними фононами, які мають характеристичну температуру  $T_{C2} = 320 \text{ К}$  [12]. Розсіювання електронів на оптичних та міждолинних фононах можна описати скалярним часом релаксації  $\tau_{ij}$  [12]:

$$\frac{1}{\tau_{ij}} = \alpha_{ij} \phi_i, \quad (12)$$

$$\text{де } \alpha_{ij} = \frac{\Xi_{ij}^2 (m_d^j)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{2\pi} \rho \hbar^2 (kT_{Cj})^{\frac{1}{2}}},$$

$$\begin{aligned} \phi_i(x) &= \frac{1}{e^{\frac{T_{Cj}}{T}} - 1} \left[ \left( x + \Delta E^*(P) + T_{Cj}/T \right)^{\frac{1}{2}} + \right. \\ &\left. + e^{\frac{T_{Cj}}{T}} \theta(x; T_{Cj}/T) \left( x + \Delta E^*(P) - T_{Cj}/T \right)^{\frac{1}{2}} \right] \end{aligned}$$

$m_d^j$  – комбінована маса густини станів для  $j$ -ого мінімуму;  $\Xi_{ij}$  – константа міждолинного або оптичного потенціалу деформації;  $\rho$  – густина кристалу;  $T_{Cj}$  – температура  $j$ -ого міждолинного або оптичного фонона;  $x = \varepsilon/kT$  – безрозмірна енергія електрона;  $\theta(x; T_{Cj}/T)$  – ступінчаста функція;

$$\Delta E^*(P) = \Delta E(P)/kT.$$

Для еквівалентного міждолинного розсіяння [12]

$$m_d^j = \left(m_{\parallel} m_{\perp j}^2\right)^{\frac{1}{3}} (Z_j - 1), \quad (13)$$

а для нееквівалентного

$$m_d^j = \left(m_{\parallel} m_{\perp j}^2\right)^{\frac{1}{3}} Z_j, \quad (14)$$

де  $m_{\parallel j}$ ,  $m_{\perp j}$  – поздовжня та поперечна складова тензора ефективної маси для електронів, які знаходяться в еліпсоїді  $j$  – типу;  $Z_j$  – число еквівалентних еліпсоїдів зони провідності  $j$  – типу.

Для внутрідолинного розсіяння електронів на оптичних фононах

$$m_d^j = \left(m_{\parallel} m_{\perp j}^2\right)^{\frac{1}{3}} Z_j^{\frac{1}{3}}. \quad (15)$$

Тоді для найбільш загального випадку розсіяння електронів на акустичних фононах, іонах домішки, оптичних та міждолинних фононах вирази для компонент тензора часів релаксації для  $L_1$  та  $\Delta_1$  мінімумів можна представити так:

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}^{L_1}} = \frac{1}{\tau_{\parallel}} + \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_{12}} + \frac{1}{\tau_{21}}, \quad (16)$$

$$\frac{1}{\tau_{\perp}^{L_1}} = \frac{1}{\tau_{\perp}} + \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_{12}} + \frac{1}{\tau_{21}}.$$

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}^{\Delta_1}} = \frac{1}{\tau_{\parallel}} + \frac{1}{\tau_3} + \frac{1}{\tau_4} + \frac{1}{\tau_{12}} + \frac{1}{\tau_{21}}, \quad (17)$$

де  $\tau_{\parallel}^{L_1, \Delta_1}$ ,  $\tau_{\perp}^{L_1, \Delta_1}$  – поздовжні та поперечні складові тензора часів релаксації при розсіянні на акустичних фононах (внутрідолинне розсіяння) та іонах домішки для  $L_1$  та  $\Delta_1$  мінімумів;  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  – часи релаксації для міждолинного розсіяння на акустичних фононах з характеристичною температурою  $T_{C1} = 320$  К та розсіяння на оптичних фононах з характеристичною температурою  $T_{C2} = 430$  К (внутрідолинне розсіяння) для  $L_1$  мінімумів;  $\tau_3$ ,  $\tau_4$  – часи релаксації для міждолинного розсіювання електронів ( $g$  – розсіювання) на акустичних та оптичних фононах з характеристичними температурами  $T_{C1} = 100$  К та  $T_{C2} = 430$  К для  $\Delta_1$  мінімумів;  $\tau_{12}$ ,  $\tau_{21}$  – часи релаксації для нееквівалентного  $L_1 \rightarrow \Delta_1$  та  $\Delta_1 \rightarrow L_1$  міждолинного розсіювання електронів на акустичних фононах з характеристичною температурою  $T_C = 320$  К.

Для невиродженого електронного газу

$$\langle \tau_{\parallel}^{L_1, \Delta_1} \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^{\frac{3}{2}} e^{-x} \tau_{\parallel}^{L_1, \Delta_1}, \quad (18)$$

$$\langle \tau_{\perp}^{L_1, \Delta_1} \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^{\frac{3}{2}} e^{-x} \tau_{\perp}^{L_1, \Delta_1}.$$

При дослідженнях електричних властивостей та механізмів розсіяння носіїв струму в напівпровідниках поряд з такими електричними параметрами, як рухливість та концентрація носіїв струму, питомий опір, необхідно також мати відомості і про значення коефіцієнта Холла. Коефіцієнт Холла за наявності носіїв струму з різною рухливістю та концентрацією можна записати так [16]:

$$R = \frac{r_1 q_1 n_1 \mu_1^2 + r_2 q_2 n_2 \mu_2^2}{(r_1 q_1 n_1 \mu_1 + r_2 q_2 n_2 \mu_2)^2}, \quad (19)$$

де  $r_1, q_1, n_1, \mu_1$  – холл-фактор, заряд, концентрація та рухливість для носіїв струму першого сорту, а  $r_2, q_2, n_2, \mu_2$  – відповідно другого.

Для електронів  $L_1$  та  $\Delta_1$  мінімумів в  $n$ -Ge  $r_1 = r_{L_1}$ ,  $r_2 = r_{\Delta_1}$ ,  $n_1 = n_{L_1}$ ,  $n_2 = n_{\Delta_1}$ ,  $\mu_1 = \mu_{L_1}$ ,  $\mu_2 = \mu_{\Delta_1}$ ,  $q_1 = q_2 = q$ .

Тоді, з врахуванням виразів (3), (5) та (19), коефіцієнт Холла для одновісно деформованого  $n$ -Ge матиме вигляд:

$$R = \frac{(A+1)(Ar_{L_1} \mu_{L_1}^2 + r_{\Delta_1} \mu_{\Delta_1}^2)}{qn(A\mu_{L_1} + \mu_{\Delta_1})^2}. \quad (20)$$

Холл – фактор для різних типів мінімумів, згідно з [16], визначається як

$$r_{L_1} = \frac{\langle \tau_{L_1}^2 \rangle}{\langle \tau_{L_1} \rangle^2}, \quad r_{\Delta_1} = \frac{\langle \tau_{\Delta_1}^2 \rangle}{\langle \tau_{\Delta_1} \rangle^2}. \quad (21)$$

Враховуючи вирази (7-18) та вираз (21), можна на основі виразу (20) знайти коефіцієнт Холла для одновісно деформованого  $n$ -Ge в умовах розсіяння електронів на іонах домішки, акустичних та оптичних фононах, міждолинних фононах, що відповідають еквівалентному та нееквівалентному міждолинному розсіянню.

### 3. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ТА ЧИСЛОВИХ РОЗРАХУНКІВ

Для співставлення проведених теоретичних розрахунків з експериментальними результатами проводились вимірювання температурних залежностей питомого опору для одновісно деформованого вздовж кристалографічного напрямку [100] при різних тисках  $n$ -Ge, легованого домішкою Sb, концентрацією  $N_D = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  (рис. 1). Для розрахунку питомого опору та коефіцієнта Холла для  $n$ -Ge при даних умовах експерименту необхідно мати константи оптичного та міждолинного потенціалу деформації, компоненти тензора акустичного потенціалу деформації для внутрідолинного розсіяння, ефективну масу густини станів та компоненти тензора ефективної маси для  $L_1$  та  $\Delta_1$  мінімумів. Значна кількість даних параметрів була знайдена в роботах [11, 13, 17]. В таблиці 1 наведено необхідні для розрахунку параметри  $L_1$  та  $\Delta_1$  мінімумів.

Таблиця 1 – Параметри  $L_1$  та  $\Delta_1$  мінімумів зони провідності германія

Параметри		Зона провідності германія	
Назва	Позначення	$L_1$ мінімуми	$\Delta_1$ мінімуми
Компоненти тензора ефективної маси	$m_{\parallel}$	$1,58m_0$ [18]	$1,65m_0$ [17]
	$m_{\perp}$	$0,082m_0$ [18]	$0,32m_0$ [17]
Ефективна маса густини станів	$m_{L_1, \Delta_1}$	$0,55m_0$ [18]	$0,88m_0$ [17]
Компоненти тензора акустичного потенціалу деформації для внутрідолинного розсіяння	$\Xi_u$ (eB)	16,4 [18]	11,82 [13]
	$\Xi_d$ (eB)	-6,4 [18]	-1,29 [13]
Константа оптичного потенціалу деформації $T_C = 430$ К	$\Xi_{430}$ (eB/cm)	$4 \cdot 10^8$ [11]	
Константа міждолинного потенціалу деформації $T_C = 320$ К	$\Xi_{320}$ (eB/cm)	$1,4 \cdot 10^8$ [11]	
Константа міждолинного потенціалу деформації для нееквівалентного $L_1 \leftrightarrow \Delta_1$ розсіяння $T_C = 320$ К	$\Xi_{320}$ (eB/cm)	$5,5 \cdot 10^8$ [12]	
Константи міждолинного потенціалу деформації для $g$ -розсіяння $T_{C1} = 100$ К, $T_{C2} = 430$ К	$\Xi_{100}$ (eB/cm)		$7,89 \cdot 10^7$ [12]
	$\Xi_{430}$ (eB/cm)		$1,57 \cdot 10^8$ [12]

На рис. 1 представлено результати теоретичних розрахунків питомого опору для одновісно деформованих монокристалів  $n$ -Ge з врахуванням (суцільні криві 1-6) та без врахування (штрихові криві 1'-6') нееквівалентного міждолинного розсіяння електронів між мінімумами  $L_1$  та  $\Delta_1$ .

Як видно з рис. 1, для недеформованих та сильно деформованих при тискові  $P = 2,8$  ГПа монокристалів  $n$ -Ge нееквівалентним міждолинним розсіянням

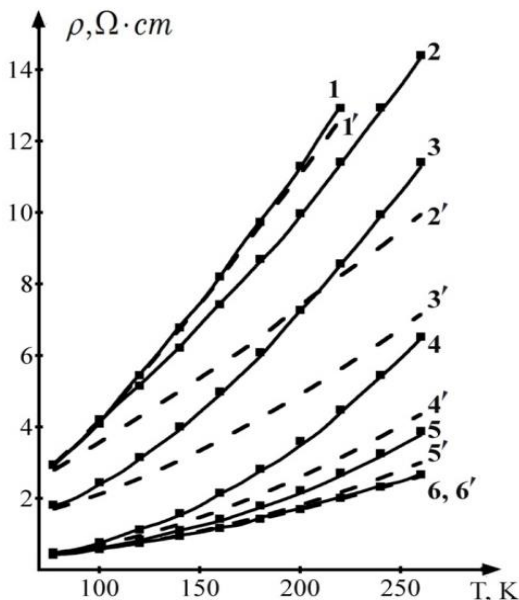


Рис. 1 – Температурні залежності питомого опору для одновісно деформованого вздовж кристалографічного напрямку [100] при різних тисках  $n$ -Ge, легованого домішкою Sb, концентрацією  $N_D = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ : 1 – 2,8 ГПа, 2 – 2,3 ГПа, 3 – 2,1 ГПа, 4 – 1,8 ГПа, 5 – 1,4 ГПа, 6 – недеформований зразок; Суцільні криві – теоретичні розрахунки з врахуванням нееквівалентного міждолинного розсіяння, а штрихові – без врахування нееквівалентного міждолинного розсіяння; ■ – експериментальні результати

електронів між  $L_1$  та  $\Delta_1$  мінімумами можна знехтувати. При цьому достатньо обмежитись лише наявними механізмами розсіяння електронів в  $L_1$  та  $\Delta_1$  моделях зони провідності германія. Для діапазону одновісних тисків від 1,4 до 2,3 ГПа необхідно вже додатково враховувати нееквівалентне міждолинне розсіяння. На рис. 2 представлено залежності сталі Холла від одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] для  $n$ -Ge, легованого домішкою Sb, концентрацією  $N_D = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , при різних температурах.

Наявність максимуму для всіх кривих при одновісних тисках  $P \sim 2,1$  ГПа вказує на максимальну ефективність нееквівалентного міждолинного розсіяння при таких тисках. Це, в свою чергу, пояснює найбільшу розбіжність між кривими 3 та 3' рис. 1.

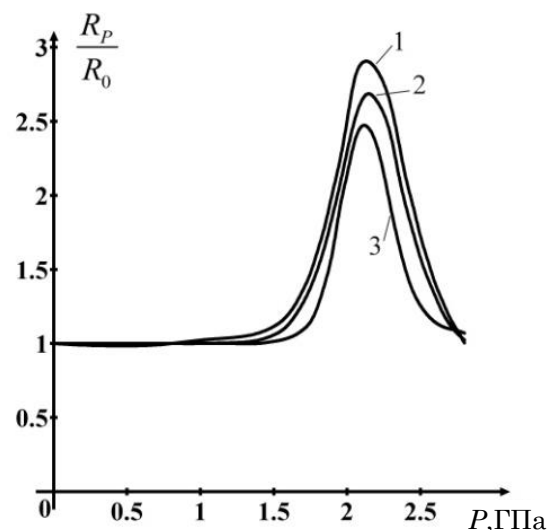


Рис. 2. – Залежність сталі Холла від одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] для  $n$ -Ge, легованого домішкою Sb, концентрацією  $N_D = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , при різних температурах: 1 – 180 К, 2 – 150 К, 3 – 110 К

Для таких величин одновісних тисків, згідно з даними роботи [13], енергетична щілина між  $L_1$  та  $\Delta_1$  “захлопується”. При збільшенні або зменшенні одновісного тиску відносна величина сталої Холла зменшується, що пояснюється зменшенням вкладу нееквівалентного міждолинного розсіяння електронів між  $L_1$  та  $\Delta_1$  мінімумами.

**ВИСНОВКИ**

Проведені теоретичні та експериментальні дослідження показують, що для одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів  $n$ -Ge необхідно враховувати нееквівалентне міждолинне розсіяння електронів між  $L_1$  та  $\Delta_1$  мінімумами, ефективність якого залежить від величини одновісного тиску. При одновісних тисках  $P \sim 2,1$  ГПа, коли  $L_1$  та  $\Delta_1$  мінімумами зрівнюються за шкалою енергій, ймовірність даного механізму розсіяння стає максимальною. Одержані результати необхідно враховувати при конструюванні елементів сучасної наноелектроніки на основі напружених гетероструктур з компонентою германію.

**ДОДАТОК А**

$$a_{\parallel} = \frac{\pi C_{11} \hbar^4}{k \Xi_d^2 \sqrt{2m_{\parallel} m_{\perp}^2}} \cdot \frac{1}{\Phi_{0a}}, \quad a_{\perp} = \frac{\pi C_{11} \hbar^4}{k \Xi_d^2 \sqrt{2m_{\parallel} m_{\perp}^2}} \cdot \frac{1}{\Phi_{1a}}, \quad (A1)$$

$$b_0 = \frac{a_{\parallel} \cdot \Phi_{0i}}{\sqrt{kT^2} \tau_{0i}(kT)}, \quad b_1 = \frac{a_{\perp} \cdot \Phi_{1i}}{\sqrt{kT^2} \tau_{0i}(kT)}, \quad (A2)$$

$$\tau_{0i}(kT) = \frac{\sqrt{2} m_{\perp} \varepsilon^2 (kT)^{\frac{3}{2}}}{\pi N e^4 \sqrt{m_{\parallel}}}, \quad (A3)$$

$$\Phi_{1a} = 1 + \frac{1 + \beta^2}{\beta^2} \left( 2 + \frac{3}{\beta^2} - \frac{3(1 + \beta^2)}{\beta^3} \alpha \right) \frac{\Xi_u}{\Xi_d} + \frac{(1 + \beta^2)}{\beta^4} \frac{\Xi_u^2}{\Xi_d^2} \left( (1 + \beta^2) \left( 1 + \frac{15}{4\beta^2} - \frac{3}{4\beta^3} (5 + 3\beta^2) \alpha \right) + \frac{C_{11}}{4C_{44}} \left( -13 - \frac{15}{\beta^2} + \frac{3(1 + \beta^2)}{\beta^3} (5 + \beta^2) \alpha \right) \right) \quad (A4)$$

$$\Phi_{0a} = 1 + \frac{2(1 + \beta^2)}{\beta^2} \left( 1 - \frac{3}{\beta^2} + \frac{3}{\beta^3} \alpha \right) \frac{\Xi_u}{\Xi_d} + \frac{(1 + \beta^2)}{\beta^4} \frac{\Xi_u^2}{\Xi_d^2} \left( (1 + \beta^2) \left( 1 - \frac{6}{\beta^2} - \frac{3}{2\beta^2(1 + \beta^2)} + \frac{15\alpha}{2\beta^3} \right) + \frac{C_{11}}{C_{44}} \left( 2 + \frac{15}{2\beta^2} - \frac{3}{2\beta^3} (5 + 3\beta^2) \alpha \right) \right) \quad (A5)$$

$$\Phi_{0i} = \frac{3}{2\beta^3} \left( \left( \frac{\beta}{1 + \beta^2} - \alpha \right) \ln \gamma^2 - \alpha \ln(1 + \beta^2) + 2L(\alpha) + \frac{\beta \gamma^2}{2} \left( \frac{\beta^2 - 1}{\beta^2 + 1} + \frac{\alpha(\beta^2 + 1)}{\beta} \right) \right)$$

$$\Phi_{1i} = \frac{3}{4\beta^3} \left( ((1 - \beta^2)\alpha - \beta) \ln \gamma^2 + 2(\beta^2 - 1)L(\alpha) - 2\beta^2 \alpha - (\beta^2 - 1)\alpha \ln(1 + \beta^2) + \frac{\gamma^2}{2} (\beta(1 + 3\beta^2) + \alpha(3\beta^4 + 2\beta^2 - 1)) \right) \quad (A6)$$

де  $\alpha = \arctg \beta$ ,  $\beta^2 = \frac{m_{\parallel} - m_{\perp}}{m_{\perp}}$ ,  $\gamma = \sqrt{\frac{\pi \hbar^2 e^2 n}{2m_{\parallel} \varepsilon \varepsilon_0 kT}}$ ,

$L(\alpha) = -\int_0^{\alpha} \ln \cos \phi d\phi$  – функція Лобачевського,  $n$  – концентрація електронів.

**Рассеяния электронов для одноосно деформированных монокристаллов n-Ge**

С.В. Луньов

*Луцкий национальный технический университет, ул. Львовская, 75, 43018 Луцк, Украина*

Исследовано рассеяние электронов в ( $L_1$ - $\Delta_1$ ) модели зоны проводимости монокристаллов  $n$ -Ge, образованной одноосным давлением вдоль кристаллографического направления [100]. Полученные экспериментальные результаты и проведенные теоретические расчеты температурных зависимостей удельного сопротивления для одноосно деформированных монокристаллов  $n$ -Ge показывают, что для диапазона одноосных давлений от 1,4 до 2,3 ГПа существенным становится неэквивалентное междолинное рассеяние электронов между  $L_1$  и  $\Delta_1$  минимумами, относительный вклад которого зависит от величины одноосного давления. Наличие максимума для зависимостей постоянной Холла от одноосного давления для  $P \sim 2,1$  ГПа, когда энергетическая щель между  $L_1$  и  $\Delta_1$  “захлопывается”, объясняется наибольшей эффективностью данного механизма рассеяния при таких давлениях.

**Ключевые слова:** Одноосная деформация, Эквивалентное и неэквивалентное междолинное рассеяния, Монокристаллы  $n$ -Ge,  $L_1$  и  $\Delta_1$  минимумы, Постоянная Холла.

## Electron Scattering for Uniaxially Deformed $n$ -Ge Single Crystals

S.V. Luniov

*Lutsk National Technical University, 75, Lvivska Str., 43018 Lutsk, Ukraine*

The electron scattering in the ( $L_1 - \Delta_1$ ) model of the conduction band of  $n$ -Ge single crystals formed by uniaxial pressure along the crystallographic direction [100] has been investigated. Obtained experimental results and performed theoretical calculations show that nonequivalent intervalley electron scattering between  $L_1$  and  $\Delta_1$  minima becomes significant for the range of uniaxial pressures from 1.4 to 2.3 GPa and the relative contribution of this scattering depends on the magnitude of the uniaxial pressure. The presence of the maximum for the dependences of the Hall coefficient on the uniaxial pressure for  $P \sim 2.1$  GPa, when the energy gap between  $L_1$  and  $\Delta_1$  "is closed", is explained by greatest efficiency of the given scattering mechanism for such pressures.

**Keywords:** Uniaxial deformation, Equivalent and nonequivalent intervalley scattering,  $n$ -Ge single crystals,  $L_1$  and  $\Delta_1$  minima, Hall coefficient.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. A.A. Selesnev, A.Y. Aleinikov, P.V. Ermakov, N.S. Ganchuk, S.N. Ganchuk, R.E. Jones, *Phys Solid State* **54** No 3, 462 (2012).
2. Д.Ю. Воронович, А.В. Шелопаев, А.Б. Залетов, И.А. Каплунов, *Вестник ТьГУ. Серия "Физика"* **8**, 48 (2010) (D.Yu. Voronovich, A.V. Shelopayev, A.B. Zaletov, I.A. Kaplunov, *Vestnik TьGU. Seriya "Fizika"* **8**, 48 (2010)).
3. S.W. Leman, S.A. Hertel, P. Kim, B. Cabrera, E. Do Couto E Silva, E. Figueroa-Feliciano, K.A. McCarthy, R. Resch, B. Sadoulet, K.M. Sundqvist, *J. Low Temp. Phys.* **166**, 1106 (2012).
4. F. Murphy-Armando, S. Fahy, *J. Appl. Phys.* **109** No 11, 113703 (2011).
5. B. Lemke, R. Baskaran, *Sensor. Actuat. A: Phys.* **176**, 10 (2012).
6. M. Kobayashi, T. Irisawa, B. Magyari-Kope, K. Saraswat, H.-S.P. Wong, Y. Nishi, *IEEE Electron Dev.* **57** No 5, 1037 (2010).
7. M. Kobayashi, T. Irisawa, B.M. Kope, Yun Sun, K. Saraswat, H.-S.P. Wong, P. Pianetta, Y. Nishi, *VLSI Technol.* **76** (2009).
8. В.В. Филиппов, А.Н. Власов, Е.Н. Бормонтов, *Конденсированные среды и межфазные границы* **12** No 3, 282 (2010) (V.V. Filippov, A.N. Vlasov, Ye.N. Bormontov, *Kondensirovannyye sredy i mezhfaznyye granitsy* **12** No 3, 282 (2010)).
9. A.V. Fedosov, S.V. Luniov, S.A. Fedosov, *Semiconductors* **44** No 10, 1263 (2010).
10. С.В. Лунев, О.В. Бурбан, П.Ф. Назарчук, *ФТП* **49** No 5, 588 (2015) (S.V. Luniov, O.V. Burban, P.F. Nazarchuk, *Semiconductors* **49** No 5, 574 (2015)).
11. S.V. Luniov, O.V. Burban *J. Nano- Electron. Phys.* **6** No 1, 01020 (2014).
12. W. Fawcett, E.G.S. Paige, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **4**, 1801 (1971).
13. S. Luniov, O. Burban, P. Nazarchuk, *J. Adv. Phys.* **5** No 1, 705 (2014).
14. Г.Л. Бир, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М.: Наука: 1972) (G.L. Bir, *Simmetriya i deformatsionnyye efekty v poluprovodnikakh*, (М.: Nauka: 1972)).
15. П.И. Баранский, И.С. Буда, И.В. Даховский, В.В. Коломоец, *Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках* (К.: Наукова думка: 1977) (P.I. Baranskiy, I.S. Buda, I.V. Dakhovskiy, V.V. Kolomojets, *Elektricheskiye i gal'vanomagnitnyye yavleniya v anizotropnykh poluprovodnikakh* (К.: Naukova dumka: 1977)).
16. Е.В. Кучис, *Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования* (М.: Радио и связь: 1990) (Ye.V. Kuchis, *Gal'vanomagnitnyye efekty i metody ikh issledovaniya* (М.: Radio i svyaz': 1990)).
17. С.В. Лунев, П.Ф. Назарчук, О.В. Бурбан, *Журнал фізичних досліджень* **17** No 3, 3702 (2013) (S.V. Luniov, P.F. Nazarchuk O.V. Burban, *J. Phys. Stud.* **17** No 3, 3702 (2013)).
18. П.И. Баранский, В.П. Клочков, И.В. Потыкевич, *Полупроводниковая электроника* (К.: Наукова думка: 1975) (P.Y. Baranskiy, V.P. Klochkov, Y.V. Potykevich, *Poluprovodnikovaya elektronika* (К.: Naukova dumka: 1975)).