

Луньов Сергій Валентинович

**ВПЛИВ ДЕФЕКТНОЇ СТРУКТУРИ НА ЕЛЕКТРИЧНІ ТА
ТЕНЗОЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ МОНОКРИСТАЛІВ n-Ge ТА
n-Si ТА ПЛІВКОВИХ НАНОСТРУКТУР НА ЇХ ОСНОВІ**

Спеціальність 01.04.10 – фізика напівпровідників і діелектриків

Луцьк–2023

Мета та завдання дослідження

Мета дисертаційної роботи полягала у вивченні загальних закономірностей та механізмів тензоефектів, електропровідності, розсіяння електронів в монокристалах n-Ge та n-Si та наноплівках германію з радіаційними та/або технологічними дефектами, що створюють як мілкі, так і глибокі локальні енергетичні рівні.

Для досягнення поставленої мети необхідно було вирішити наступні **завдання**:

1. Визначити компоненти тензорів ефективної маси та деформаційного потенціалу для Δ_1 -мінімуму зони провідності германію, обчислити на основі варіаційного методу Рітца та теорії збурень енергію іонізації мілких донорів Sb, P, As, зв'язаних з Δ_1 -мінімумами германію.
2. Дослідити механізми розсіяння електронів, тензоопору та власної провідності в одновісно деформованих монокристалах n-Ge при таких тисках, коли реалізується L_1 -, Δ_1 - та L_1 - Δ_1 -модель зони провідності германію.
3. Провести розрахунки зонної структури, електричних властивостей нелегованих та легованих наноплівочок германію, які вирощені на підкладці $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ з кристалографічною орієнтацією (001), та енергії іонізації мілких та глибоких донорних домішок в таких наноплівках.
4. Знайти енергетичний спектр та встановити природу утворених радіаційних дефектів в опромінених швидкими електронами монокристалах n-Ge та n-Si, механізми ізотермічного відпалу точкових та складних дефектів в n-Ge, опромінену електронами з енергією 10 MeV.
5. Дослідити механізми розсіяння електронів та побудувати теоретичну модель рухливості електронів для недеформованих та одновісно деформованих монокристалів n-Ge та n-Si, опромінених високоенергетичними електронами та/або легованих глибокими донорними домішками.
6. Встановити механізми впливу електронного опромінення на тензоопір монокристалів n-Ge та n-Si та оптимальні режими радіаційної та термічної обробки даних монокристалів з метою підвищення їх магнітної, температурної та тензочутливості, розробити методи підвищення радіаційної стійкості кремнію та германію.

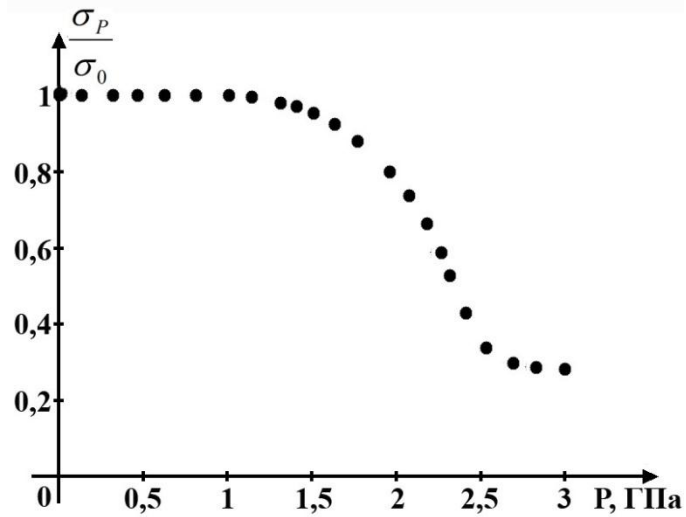


Рис.1. Залежність питомої електропровідності сильно легованих монокристалів n-Ge від одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] при T=4,2 К.

$$\mu_{L_1} = 780 \frac{\text{см}^2}{\text{Вс}}, \mu_{\Delta_1} = 220 \frac{\text{см}^2}{\text{Вс}},$$

$$N_d(\text{Sb}) = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$$

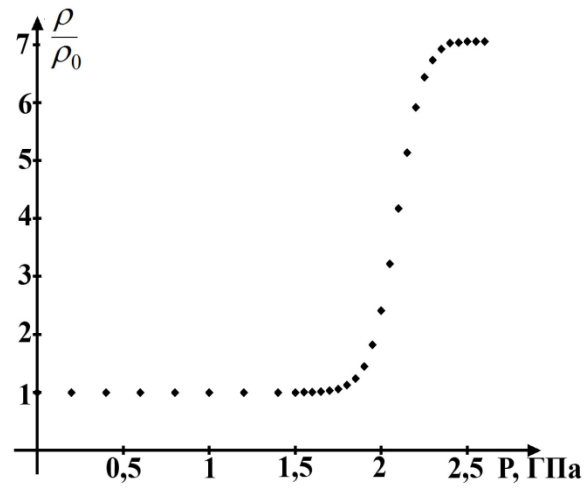


Рис. 2. Тензоопір одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n-Ge при температурі T=77 К.

$$\mu_{L_1} = 30100 \frac{\text{см}^2}{\text{Вс}}, \mu_{\Delta_1} = 4270 \frac{\text{см}^2}{\text{Вс}},$$

$$N_d(\text{Sb}) = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$$

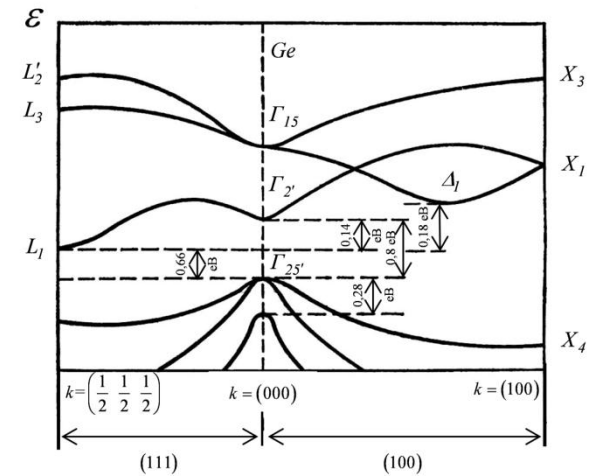


Рис. 3. Зонна структура монокристалів германію.

$$\sigma = q(4n_{L_1}\mu_{L_1} + 2n_{\Delta_1}\mu_{\Delta_1}) \quad (1)$$

$$4n_{L_1} + 2n_{\Delta_1} = n_e = N_d = \text{const} \quad (2)$$

$$n_{L_1} = \frac{\sigma - n_e\mu_{\Delta_1}q}{4q(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})}, n_{\Delta_1} = \frac{n_e\mu_{\Delta_1}q - \sigma}{2q(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})}. \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{aligned} 4\pi \left(\frac{2m_{\Delta_1}}{h^2} \right)^{3/2} \int_{E_{\Delta_1}(P_1)}^{\infty} \frac{(E - E_{\Delta_1}(P_1))^{1/2} dE}{\exp\left(\frac{E - F(P_1)}{kT}\right) + 1} &= \frac{n_e\mu_{L_1}q - \sigma(P_1)}{q(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})}, \\ 4\pi \left(\frac{2m_{\Delta_1}}{h^2} \right)^{3/2} \int_{E_{\Delta_1}(P_2)}^{\infty} \frac{(E - E_{\Delta_1}(P_2))^{1/2} dE}{\exp\left(\frac{E - F(P_2)}{kT}\right) + 1} &= \frac{n_e\mu_{L_1}q - \sigma(P_2)}{q(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})}. \end{aligned} \right. \quad (4)$$

$$m_{\Delta_1} = 0,88m_0 \text{ та } \alpha = 8,65 \cdot 10^{-11} \frac{eB}{Pa}$$

$$\left\{ \begin{aligned} 2^{2/3} (m_{\parallel} m_{\perp}^2)^{1/3} &= m_{\Delta_1}, \\ \frac{4q}{3\sqrt{\pi}m_{\parallel}} \int_0^{\infty} dx x^2 e^{-x} \tau_{\parallel} &= \mu_{\Delta_1}. \end{aligned} \right. \quad (5)$$

$$m_{\parallel} = 1,65m_0 \text{ та } m_{\perp} = 0,32m_0$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{4qa_{\parallel}}{3\sqrt{\pi}k_B m_{\parallel} T^{3/2}} \int_0^{\infty} \frac{x^3 e^{-x} dx}{x^2 + b_0} &= \mu_{\Delta_1}, \\ 0,35\Xi_d^{\Delta_1} + 0,77\Xi_u^{\Delta_1} &= 8,65. \end{aligned} \right. \quad (6)$$

$$\Xi_u^{\Delta_1} = 11,82 \text{ eB та } \Xi_d^{\Delta_1} = -1,29 \text{ eB.}$$

Тиск	Баричні коефіцієнти для Δ_1 -мінімуму, $\frac{dE_{\Delta_1}}{dP} \cdot 10^{11}, \frac{eB}{Pa}$	Зміна величини енергетичної щільності між L_1 та Δ_1 -мінімумами, $\frac{dE_{(L_1-\Delta_1)}}{dP} \cdot 10^{11}, \frac{eB}{Pa}$
Одновісний тиск $P_{ }[100]$	-8,65	-8,97
Одновісний тиск $P_{ }[110]$	-5,9	-2,24
Одновісний тиск $P_{ }[111]$	-0,92	6,73
Гідростатичний тиск	-2,77	-3,75

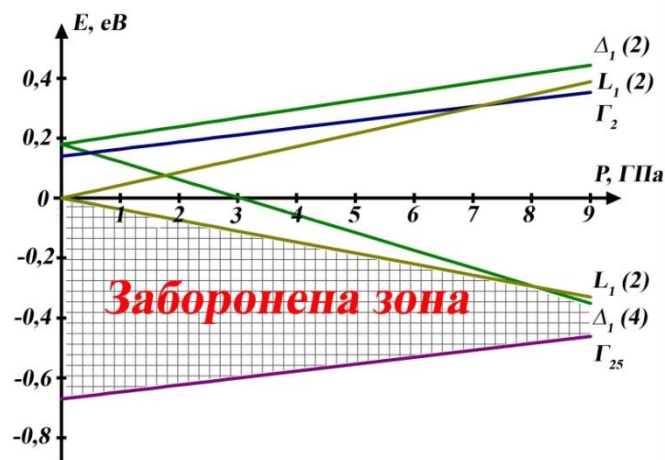


Рис. 1. Зміщення енергетичних мінімумів зони провідності та вершини валентної зони германію для випадку одновісного тиску $P//[110]$

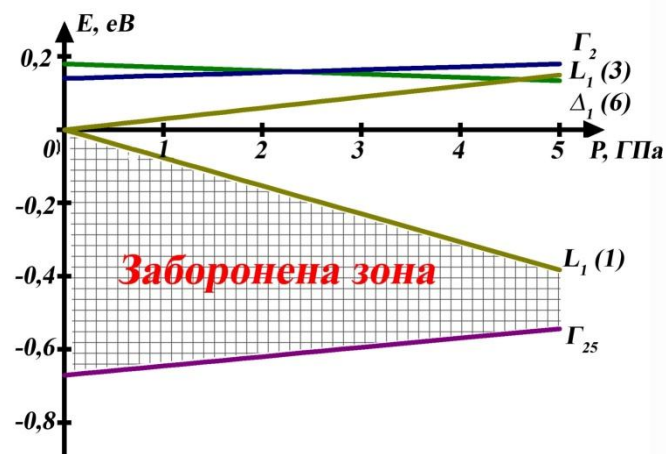


Рис. 2. Зміщення енергетичних мінімумів зони провідності та вершини валентної зони германію для випадку одновісного тиску $P//[111]$

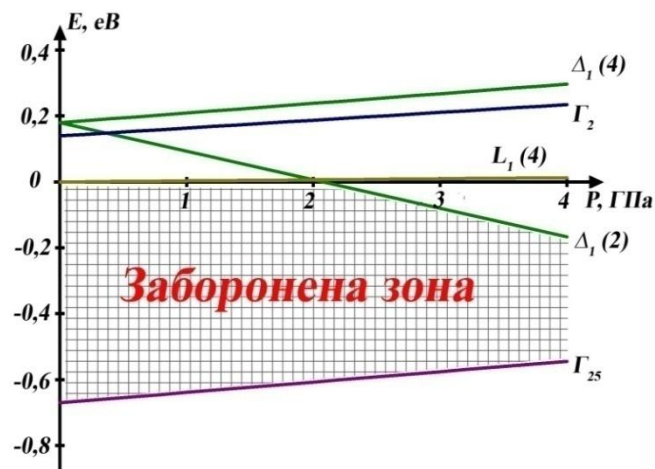


Рис. 3. Зміщення енергетичних мінімумів зони провідності та вершини валентної зони германію для випадку одновісного тиску $P//[100]$

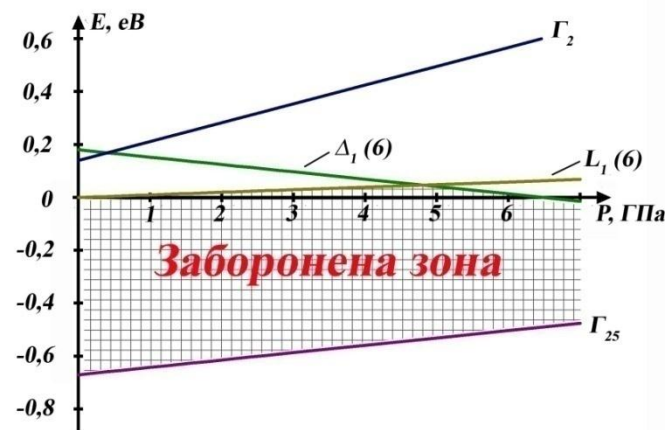


Рис. 4. Зміщення енергетичних мінімумів зони провідності та вершини валентної зони германію для випадку гідростатичного тиску.

1. Варіаційний метод Рітца без врахування хімічного зсуву

(BMP)

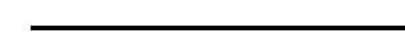
$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_{\perp}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_1^2} \right) - \frac{zq^2}{\varepsilon \sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 (1-\alpha)}}, \quad (1)$$

$$\alpha = 1 - \gamma, \quad \gamma = \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel}}. \quad (2)$$

$$\psi_{1s} = ce^{-\sqrt{\frac{x^2+y^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2}}} \quad (3)$$

 Δ_1 – зона

 27,3 меВ (ТЗ)

 30,4 меВ (BMP)

2. Теорія збурень (ТЗ)

$$\left(\hat{H}_0 + \hat{H}_\alpha \right) \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}), \quad (4)$$

Sb  32,6 меВ (BMP+X3)

Sb  (35±2) меВ (експ)

де

$$\hat{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{2m_{\perp}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_1^2} \right) - \frac{ze^2}{\varepsilon \sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2}}, \quad (5)$$

$$\hat{H}_\alpha = -\frac{ze^2}{\varepsilon} \left(\frac{1}{\sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 (1-\alpha)}} - \frac{1}{\sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2}} \right), \quad (6)$$

P  39 меВ (BMP+X3)

P  (41±2) меВ (експ)

As  42,5 меВ (BMP+X3)

As  (45±2) меВ (експ)

3. Варіаційний метод Рітца з врахування хімічного зсуву

(BMP+X3)

$$U(r) = -\frac{q^2}{\varepsilon r} \left(1 + A e^{-\frac{r}{r_0}} \right) e^{-\frac{r}{R}}, \quad (7)$$

де $A(Sb) = 11,29$, $A(P) = 32,34$, $A(As) = 34,67$, $r_0 = 1,225 \cdot 10^{-10}$ м,

R – радіус екранування.

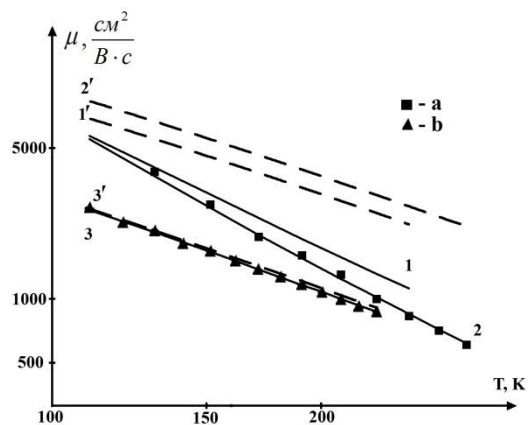


Рис. 1. Температурні залежності рухливості електронів для різних Δ_1 -моделей германію: 1 – одновісний тиск $P \parallel J \parallel [110]$; 2 – гідростатичний тиск; 3 – одновісний тиск $P \parallel J \parallel [100]$; а – експериментальні результати для концентрації електронів: $n = N_D - N_A = 4,72 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ [1]; б – власні експериментальні результати для концентрації електронів: $n = N_D = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, одержані нами. Суцільні криві – розрахунки рухливості з врахуванням міждолинного розсіювання, а штрихові – без врахування.

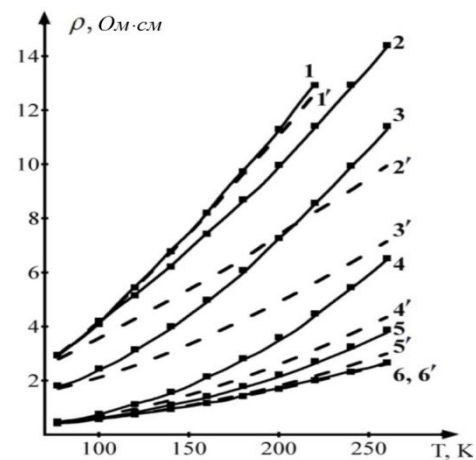


Рис. 2. Температурні залежності питомого опору для одновісно деформованих монокристалів n-Ge при різних значеннях одновісного тиску $P \parallel [100]$: 1 – 2,8 ГПа, 2 – 2,3 ГПа, 3 – 2,1 ГПа, 4 – 1,8 ГПа, 5 – 1,4 ГПа, 6 – недеформований зразок; Суцільні криві – результати розрахунків з врахуванням нееквівалентного міждолинного розсіювання, а штрихові – без врахування; ■ – експериментальні результати.

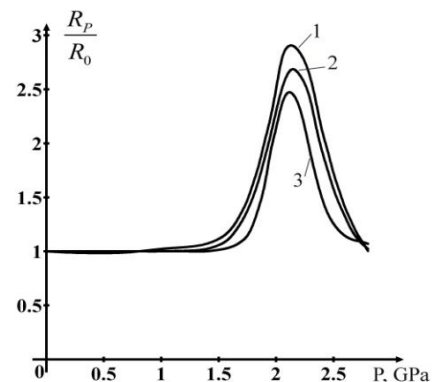


Рис. 3. Залежність коефіцієнта Холла від одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку $[100]$ для n-Ge при різних температурах $T, \text{ K}$: 1 – 180, 2 – 150, 3 – 110.

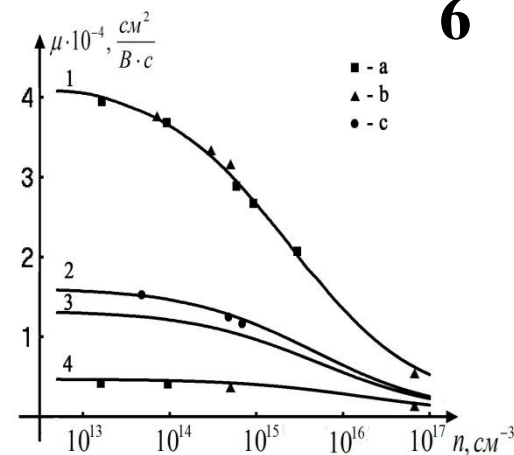


Рис. 4. Концентраційні залежності рухливості електронів для L_1 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності германію при $T = 77 \text{ K}$: 1 – L_1 -мінімуму; 2 – гідростатичний тиск; 3 – одновісний тиск $P \parallel J \parallel [110]$; 4 – одновісний тиск $P \parallel J \parallel [100]$; а – експериментальні результати роботи [2]; б – власні експериментальні результати; с – експериментальні результати роботи [3]

[1] Electron transport and pressure coefficients associated with the L_{1c} - and Δ_{1c} -minima of germanium / C. N. Ahmad, A. R. Adams. *Phys. Rev.* 1986. Vol. 4. P. 2319–2328.

[2] Temperature Dependence of the Elastoresistance in n -Type Germanium / R. Keyes. *Phys. Rev.* 1955. Vol. 100, № 4. P. 1104–1105.

[3] Temperature dependence of the electron mobility in the Δ_{1c} -minima of Germanium / C. N. Ahmad, A. R. Adams, G. D. Pitt. *J. Phys. – C: Sol. State Phys.* 1979. Vol. 12, №10. P. 1379–1383.

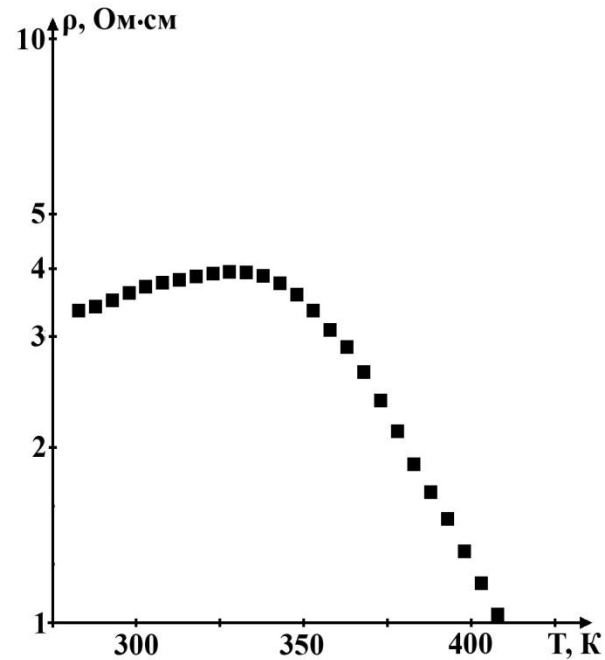


Рис. 1. Температурна залежність питомого опору для монокристалів n-Ge, легованих домішкою Sb, концентрацією $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

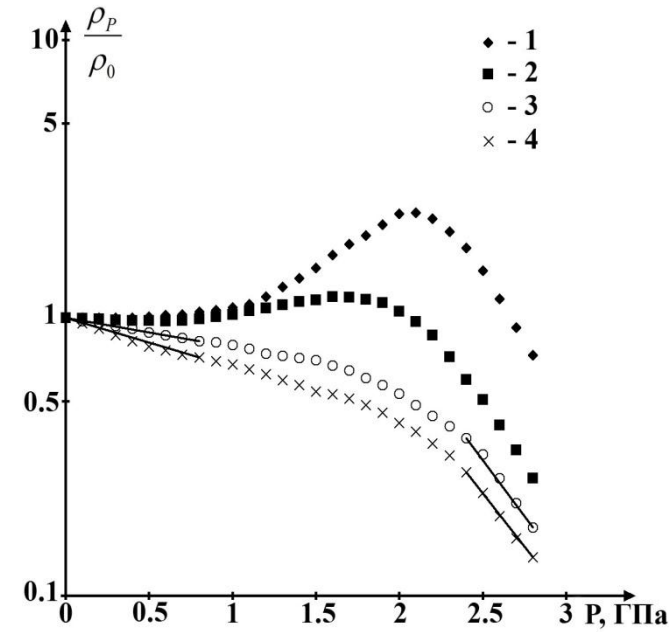


Рис. 2. Залежності питомого опору від одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] для монокристалів n-Ge при різних температурах T, К: 1 – 300, 2 – 330, 3 – 360, 4 – 380.

**Баричні коефіцієнти для зміни ширини забороненої зони германію
відносно L_1 - та Δ_1 -мінімумів:**

$$\Delta E_g^{L_1} = -2,79 \cdot 10^{-11} \text{ eB} / \text{Па}, \quad \Delta E_g^{\Delta_1} = -11,84 \cdot 10^{-11} \text{ eB} / \text{Па}$$

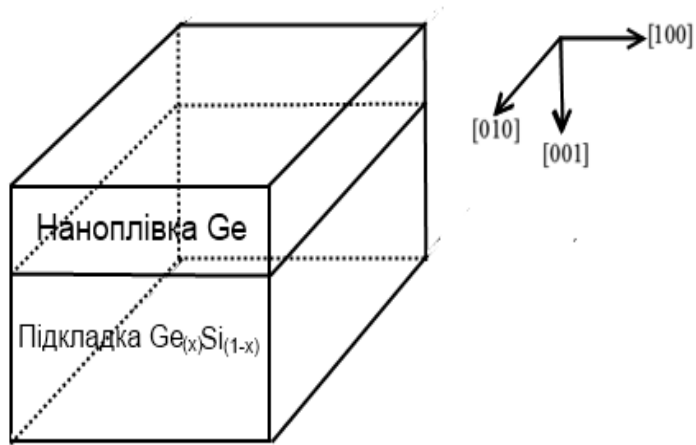


Рис. 1. Кристалографічна орієнтація наноплівки германію на підкладці $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ (001).

$$(\varepsilon_{\text{Ge}})_{11} = (\varepsilon_{\text{Ge}})_{22} = \frac{a_{\text{Ge}(x)\text{Si}(1-x)} - a_{\text{Ge}}}{a_{\text{Ge}}}, \quad (1)$$

$$(\varepsilon_{\text{Ge}})_{33} = -\frac{2\nu_{\text{Ge}}}{1 - \nu_{\text{Ge}}} \frac{a_{\text{Ge}(x)\text{Si}(1-x)} - a_{\text{Ge}}}{a_{\text{Ge}}},$$

де $\nu_{\text{Ge}}=0,26$.

$$a_{\text{Ge}(x)\text{Si}(1-x)} = a_{\text{Si}}(1-x) + a_{\text{Ge}}x - bx(1-x), \quad (2)$$

де $b=1,88 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$, $a_{\text{Ge}}=5,658 \text{ \AA}$, $a_{\text{Si}}=5,431 \text{ \AA}$.

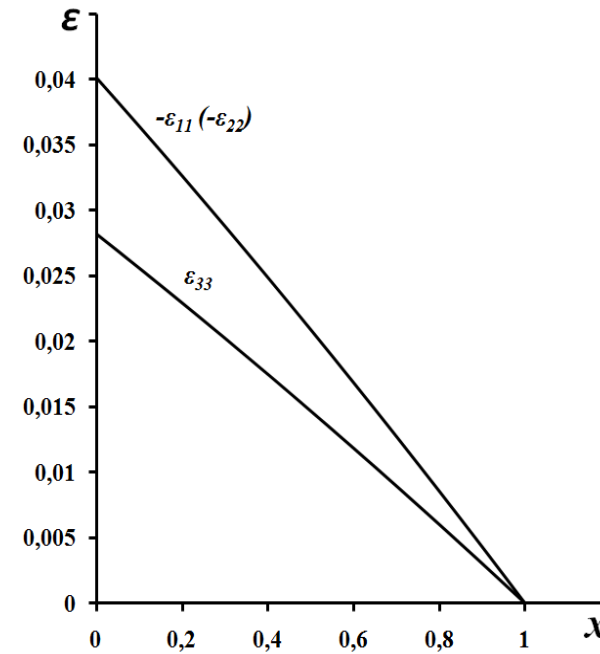


Рис. 2. Залежності величин відносних деформацій в наноплівці германію від компонентного складу підкладки $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$.

**Розрахунок зонної структури нелегованої та легованої
донорною домішкою наноплівки германію**

Зміщення чотирьох L_1 -мінімумів зони провідності германію

$$\Delta E_i = \left(\Xi_d^{L_1} + \frac{1}{3} \Xi_u^{L_1} \right) \Delta, \quad (1)$$

де $\Delta = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}$ – зміна об'єму при деформації.

Для L_1 -мінімумів германію константи деформаційного потенціалу рівні: $\Xi_d^{L_1} = -6,4$ еВ, $\Xi_u^{L_1} = 16,4$ еВ.

Зміщення енергетичних мінімумів Δ_1 зони провідності германію, розміщених у напрямках $[100]$, $[010]$ і $[001]$,

$$\begin{aligned} \Delta E_1[100] &= \Xi_d^{\Delta_1} \Delta + \Xi_u^{\Delta_1} \varepsilon_{11}; \\ \Delta E_2[010] &= \Xi_d^{\Delta_1} \Delta + \Xi_u^{\Delta_1} \varepsilon_{22}; \\ \Delta E_3[001] &= \Xi_d^{\Delta_1} \Delta + \Xi_u^{\Delta_1} \varepsilon_{33}. \end{aligned} \quad (2)$$

Значення констант деформаційного потенціалу для Δ_1 -мінімуму: $\Xi_u^{\Delta_1} = 11,82$ еВ та $\Xi_d^{\Delta_1} = -1,29$ еВ

Зміщення Γ_2 -мінімуму, який знаходиться в центри зони Брілюена, описується виразом [2]:

$$\Delta E[000] = \Xi^{\Gamma_2} \Delta, \quad (3)$$

Константа деформаційного потенціалу для Γ_2 -мінімуму $\Xi^{\Gamma_2} = -6,8$ еВ для Γ_2 -мінімуму.

Зміна валентної зони германію під дією деформації можна представити у вигляді:

$$\Delta E_v = a_v \Delta \pm b_v (\varepsilon_{11} - \varepsilon_{33}), \quad (4)$$

де a_v , b_v – константи деформаційного потенціалу валентної зони. Для германію $a_v(\text{Ge}) = 1,24$ еВ, $b_v(\text{Ge}) = -2,86$ еВ, знак «+» відповідає легким діркам, а знак «-» – важким.

$$\frac{e^{\frac{\Delta E}{kT}}}{1 + e^{\frac{\Delta E}{kT}}} \left(\frac{1}{2te^{\frac{-\Delta E_1^{L_1}}{kT}} + 1} + \frac{1}{2te^{\frac{-\Delta E_1^{\Delta_1}}{kT}} + 1} \right) + \frac{1}{1 + e^{\frac{\Delta E}{kT}}} \left(\frac{1}{2te^{\frac{-\Delta E_2^{L_1}}{kT}} + 1} + \frac{1}{2te^{\frac{-\Delta E_2^{\Delta_1}}{kT}} + 1} \right) = \frac{1}{2te^{\frac{-E_d}{kT}} + 1}. \quad (5)$$

$$\text{де } t = \frac{1}{4} \left(\sqrt{1 + 8 \frac{N_d}{f(d)} e^{\frac{-E_d}{kT}}} - 1 \right), \quad f(d) = \frac{4\pi kT}{h^2 d} \left(m_{\perp}^{L_1} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{h^2 n^2}{8m_{\perp}^{L_1} kTd^2}} \cdot e^{\frac{-E_{L_1}}{kT}} + m_{\perp}^{\Delta_1} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{h^2 n^2}{8m_{\perp}^{\Delta_1} kTd^2}} \cdot e^{\frac{-E_{\Delta_1}}{kT}} \right), \quad d - \text{товщина наноплівки}$$

германію.

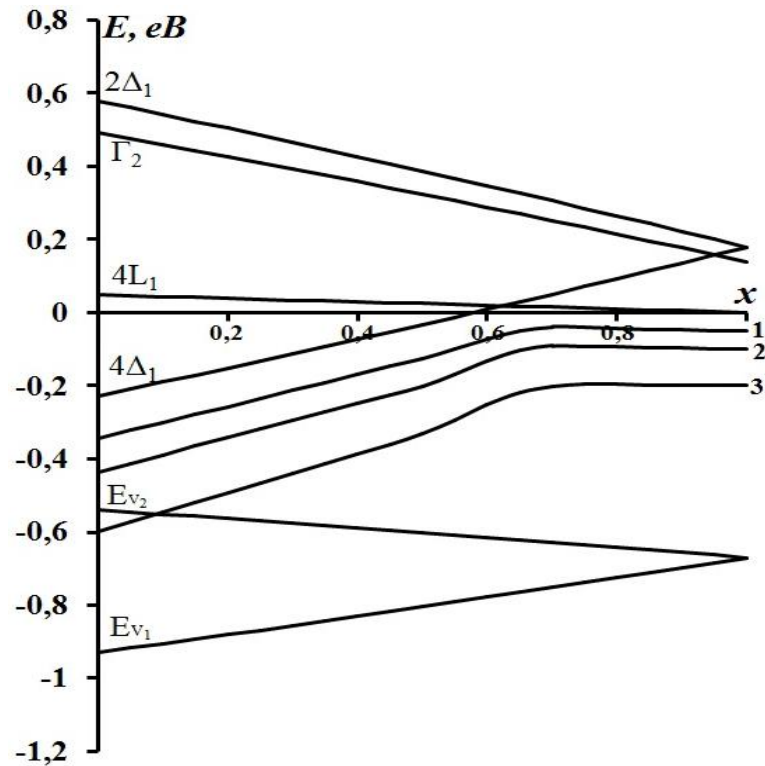


Рис. 1. Залежності зонної структури наноплівки германію, легованої донорною домішкою з різною енергією іонізації E_r^0 від компонентного складу підкладки $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$. Результати розрахунків для домішок з енергією іонізації E_r^0 , *meV*: 1 – 50, 2 – 100, 3 – 200.

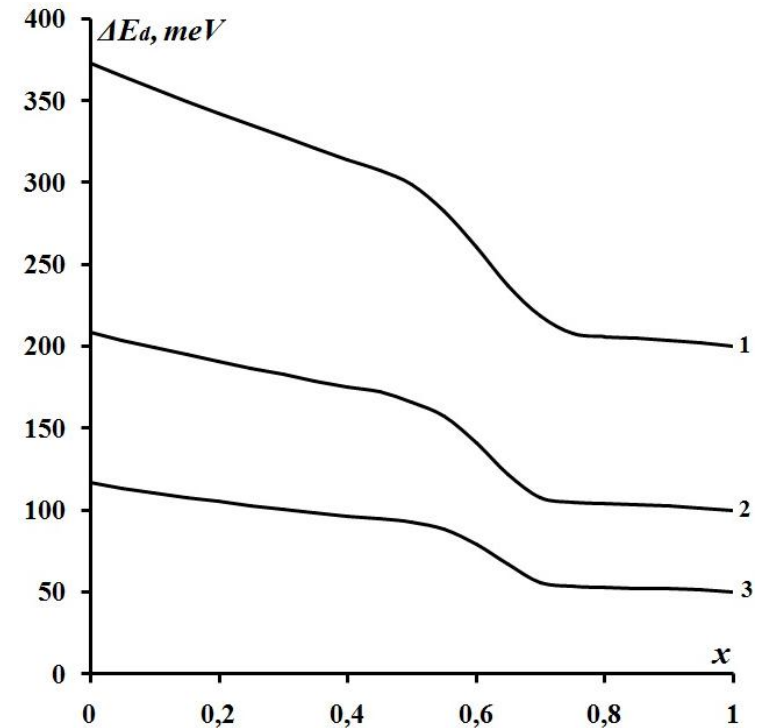


Рис. 2. Залежності енергії іонізації донорних домішок від компонентного складу підкладки $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ в наноплівці германію. Результати розрахунків представлені для домішок з енергією іонізації E_r^0 , *meV*: 1 – 200, 2 – 100, 3 – 50.

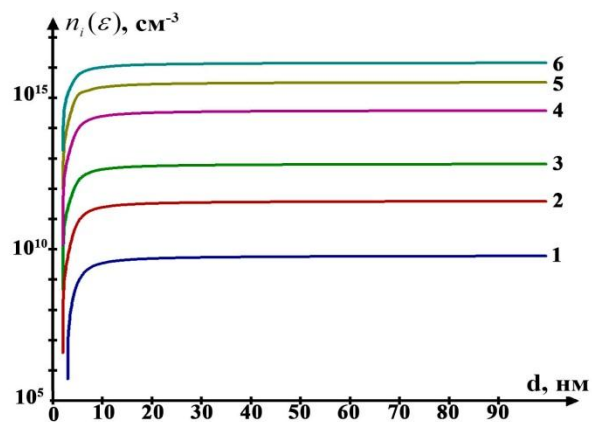


Рис. 1. Залежності концентрації власних носіїв струму для наноплівки Ge/Si від її товщини при різних температурах T , К: 4–200, 5–250, 6–300. Криві 1, 2 та 3 – теоретичні розрахунки для ненапруженої наноплівки германію при температурах 200 К, 250 К та 300 К відповідно.

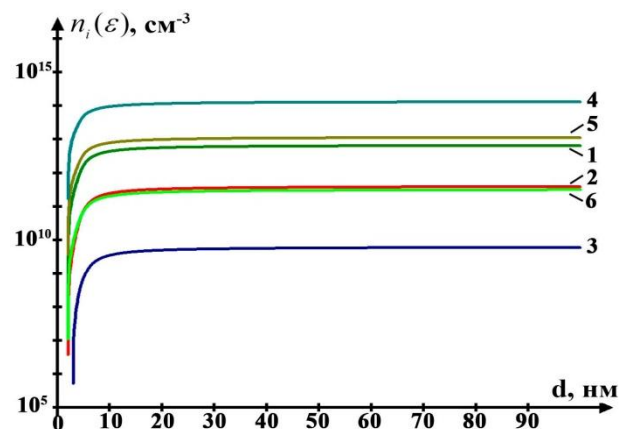


Рис. 2. Залежності концентрації власних носіїв струму для наноплівки $\text{Ge}/\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ від її товщини при різних температурах T , К: 4–300, 5–250, 6–200. Криві 1, 2 та 3 – теоретичні розрахунки для ненапруженої наноплівки германію при температурах 300 К, 250 К та 200 К відповідно.

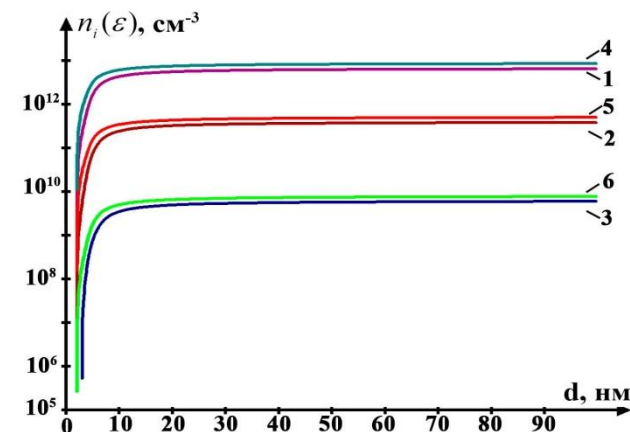


Рис. 3. Залежності концентрації власних носіїв струму для наноплівки $\text{Ge}/\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ від її товщини при різних температурах T , К: 4–300, 5–250, 6–200. Криві 1, 2 та 3 – теоретичні розрахунки для ненапруженої наноплівки германію при температурах 300 К, 250 К та 200 К відповідно.

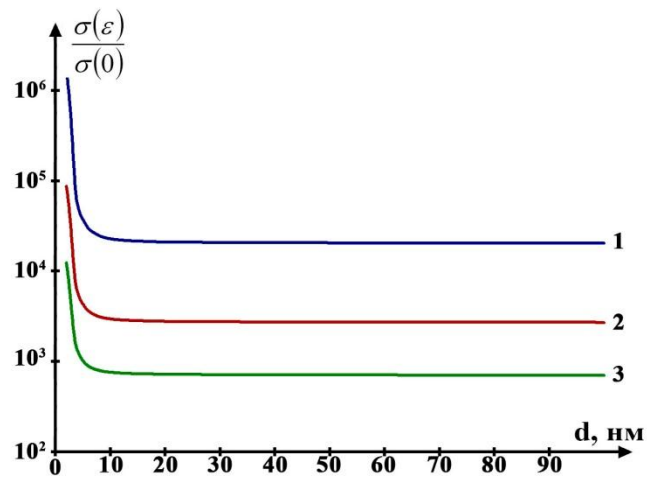


Рис.1 а

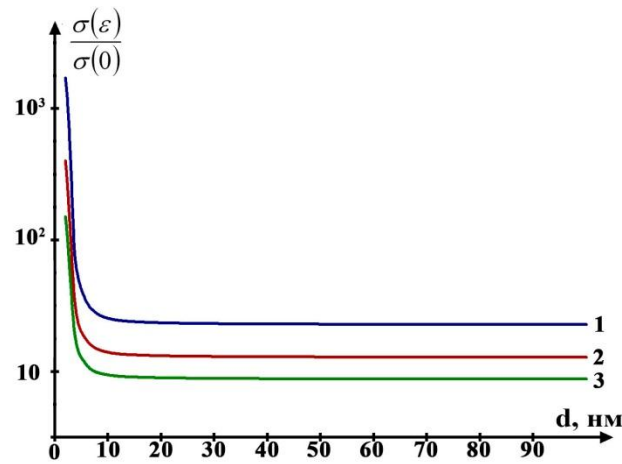


Рис.1 б

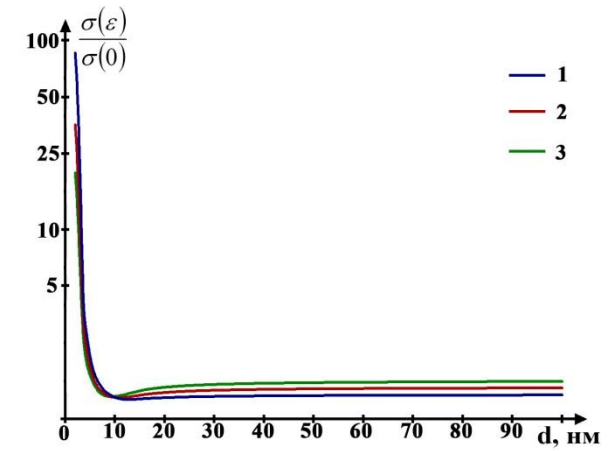


Рис.1 с

Рис. 1. Залежності питомої електропровідності для наноплівочок Ge/Si (а), Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36) (б) та Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) (с) від їх ширини при різних температурах Т, К: 1–200, 2–250, 3–300.

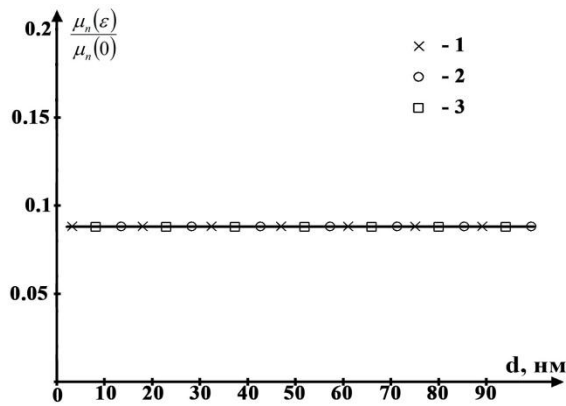


Рис.1 а

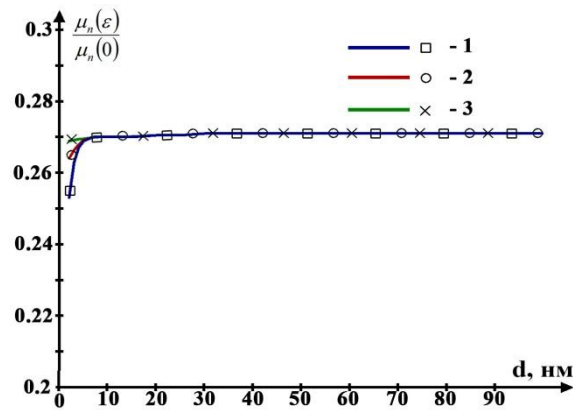


Рис.1 б

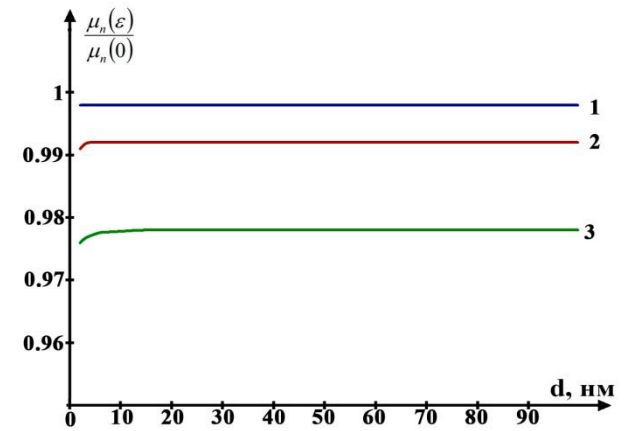


Рис.1 с

Рис. 1. Залежності рухливостей електронів для наноплівкок Ge/Si (а), Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36) (б) та Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) (с) від їх товщини при різних температурах Т, К: 1–200, 2–250, 3–300.

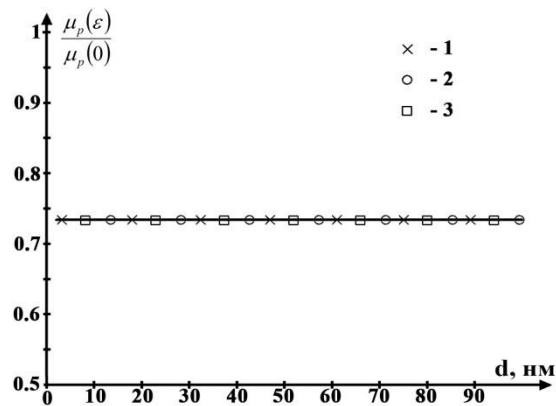


Рис.2 а

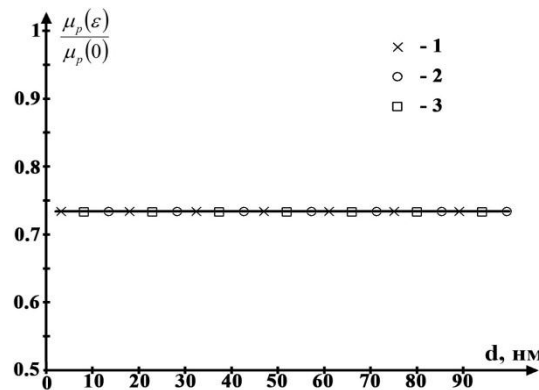


Рис.2 б

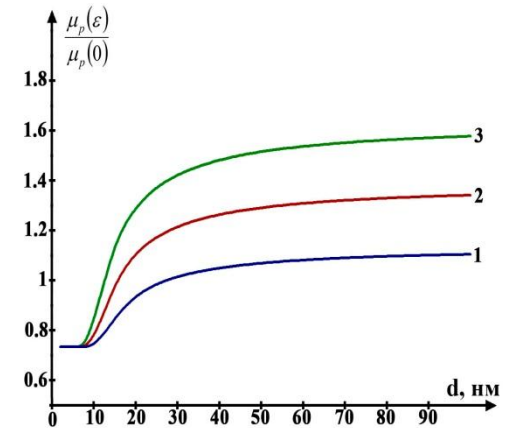


Рис.2 с

Рис. 2. Залежності рухливостей дірок для наноплівкок Ge/Si (а), Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36) (б) та Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) (с) від їх товщини при різних температурах Т, К: 1–200, 2–250, 3–300.

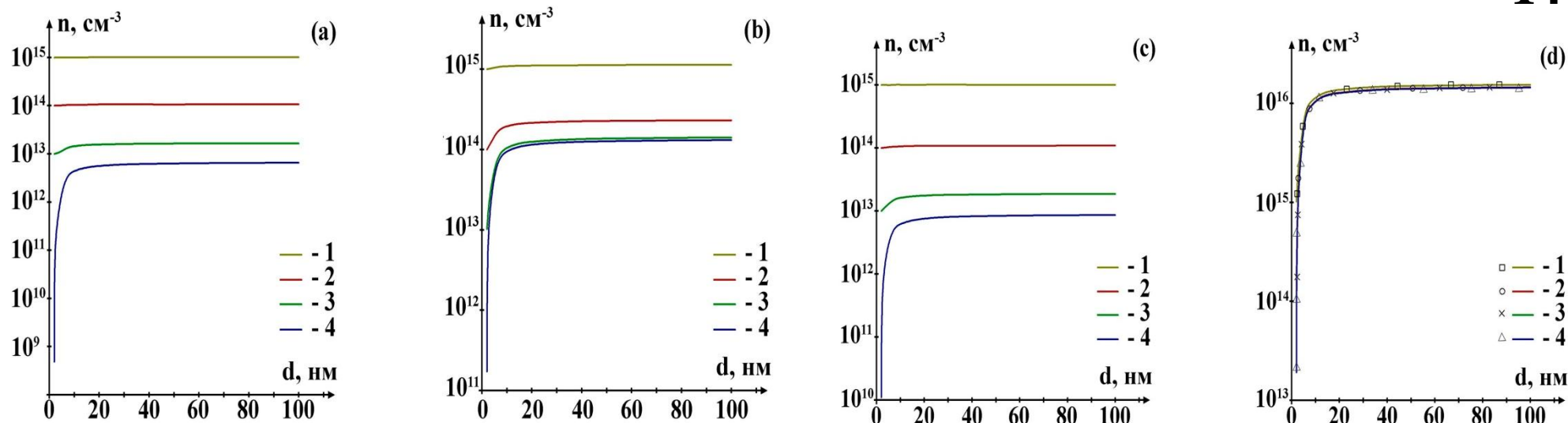


Рис. 1. Залежності концентрації електронів для легованих наноплівочок германію, вирощених на підкладках Ge (а), $\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ (b), $\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ (c), та Si (d), від їх товщини при $T=300$ К та різних значеннях концентрації легуючої домішки N_d, cm^{-3} : 1 – 10^{15} ; 2 – 10^{14} ; 3 – 10^{13} ; 4 – 0. Випадок енергії іонізації домішки $\Delta E_d = 50$ меВ.

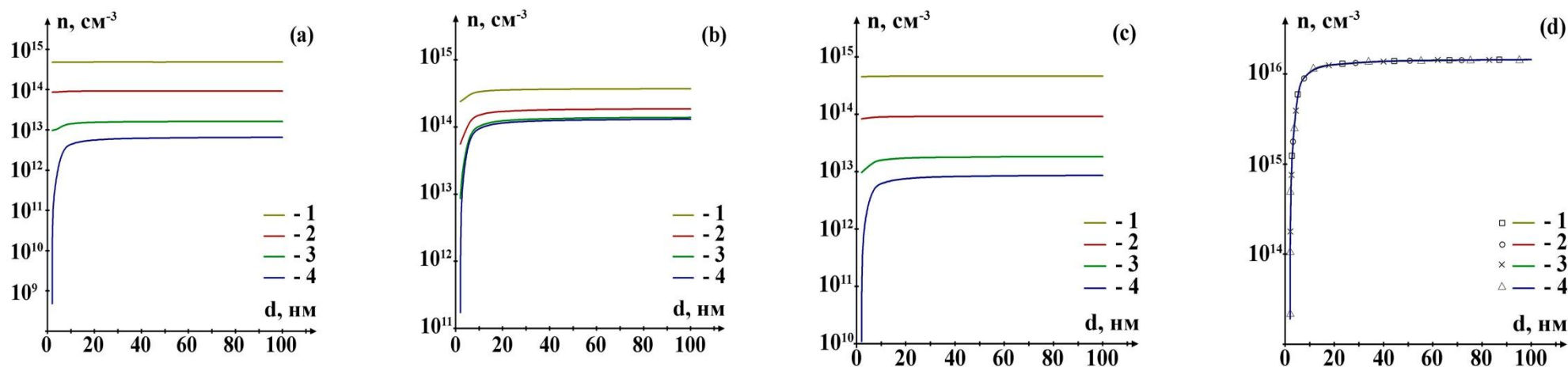


Рис. 2. Залежності концентрації електронів для легованих наноплівочок германію, вирощених на підкладках Ge (а), $\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ (b), $\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ (c), та Si (d), від їх товщини при $T=300$ К та різних значеннях концентрації легуючої домішки N_d, cm^{-3} : 1 – 10^{15} ; 2 – 10^{14} ; 3 – 10^{13} ; 4 – 0. Випадок енергії іонізації домішки $\Delta E_d = 200$ меВ.

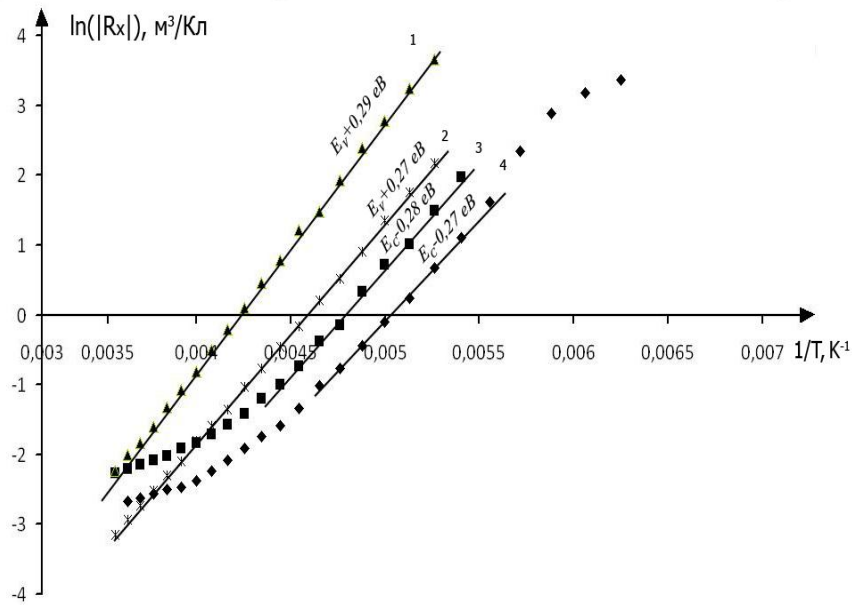


Рис. 1. Температурна залежність сталої Холла $\ln(|R_H|) = f(1/T)$ для опромінених електронами з енергією 10 MeV монокристалів n-Ge різними потоками електронів Φ , ел./см²: 1 – $2 \cdot 10^{16}$; 2 – $5 \cdot 10^{16}$; 3 – 10^{16} ; 4 – $5 \cdot 10^{15}$.

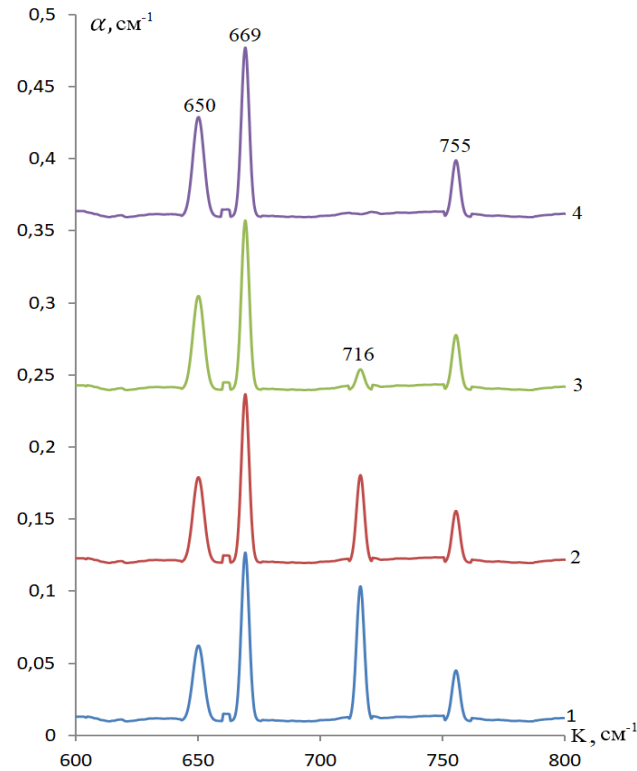


Рис. 2. Спектри поглинання опромінених електронами з енергією 10 MeV та потоком $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$ ел./см² монокристалів n-Ge для різних температур T , К: 1 – 150, 2 – 200, 3 – 250, 4 – 300.

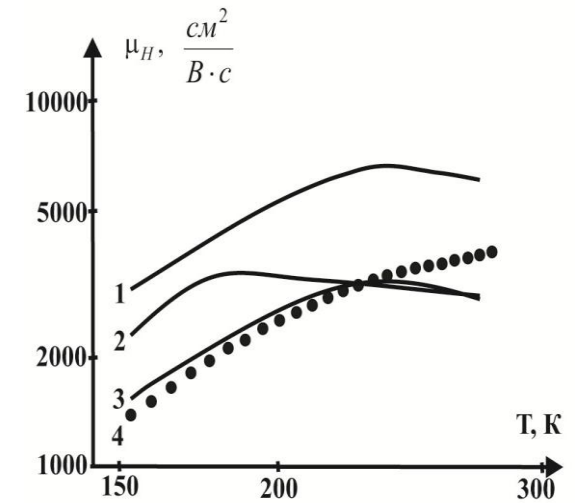


Рис. 3. Температурна залежність холівської рухливості для опромінених монокристалів n-Ge потоком електронів $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$ ел./см²:

1 – теоретичний розрахунок без врахування механізму розсіювання електронів на областях розвпорядкування;
2 – теоретичний розрахунок без врахування впливу амплітуди крупномасштабного потенціалу;
3 – теоретичний розрахунок з врахуванням механізмів розсіювання електронів на областях розвпорядкування та крупномасштабному потенціалі;
4 – експериментальні результати.

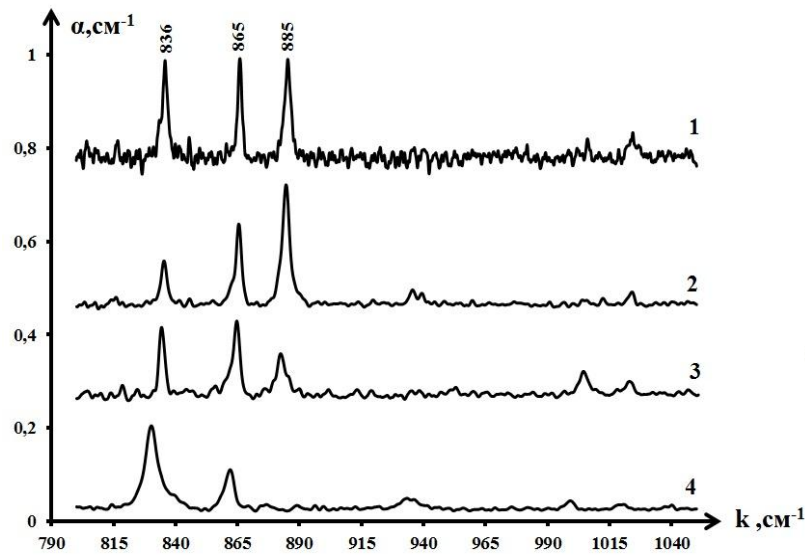


Рис. 1. Спектри поглинання для опромінених монокристалів кремнію, легованих домішкою фосфору, концентрацією $N_d = 2,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, після опромінення потоком електронів $1 \cdot 10^{17} \text{ ел./см}^2$ з енергією 12 MeV при різних температурах T , К: 1 – 10, 2 – 80, 3 – 150, 4 – 300.

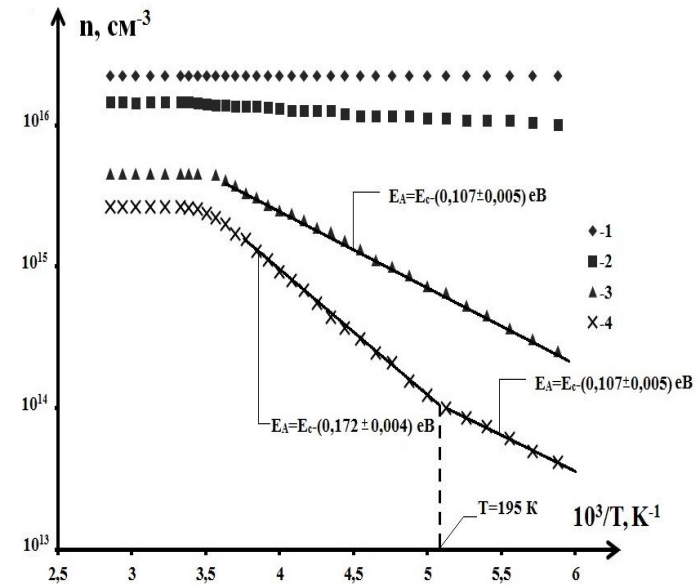


Рис. 2. Температурні залежності концентрації електронів для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів Φ , ел./см^2 : 1 – 0, 2 – $5 \cdot 10^{16}$, 3 – $1 \cdot 10^{17}$, 4 – $2 \cdot 10^{17}$.

Концентрація радіаційних дефектів в монокристалах n-Si <P>, опромінених різними потоками електронів з енергією 12 MeV

Потік електронного опромінення Φ , ел./см^2	Концентрація радіаційних дефектів N_i , см^{-3}		
	VO _i P	VO _i	C _i O _i
$5 \cdot 10^{16}$	$3,7 \cdot 10^{15}$	$4,4 \cdot 10^{13}$	$3,8 \cdot 10^{15}$
$1 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^{16}$	$2,5 \cdot 10^{14}$	$7,4 \cdot 10^{15}$
$2 \cdot 10^{17}$	$1,04 \cdot 10^{16}$	$1,8 \cdot 10^{15}$	$9 \cdot 10^{15}$

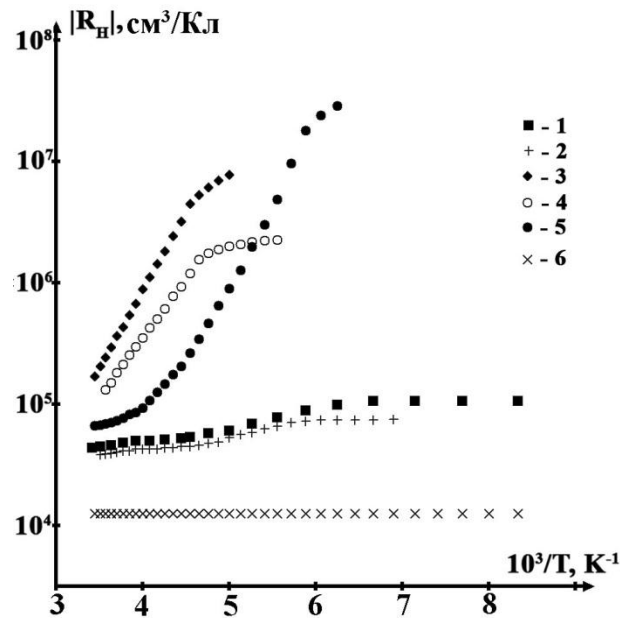


Рис. 1. Температурні залежності сталої Холла для опромінених електронами з енергією 10 MeV та потоком $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² монокристалів n-Ge після ізотермічного відпалу протягом 1-ої години при різних температурах відпалу T_v , К: 1 – 433; 2 – 448; 3 – 403; 4 – 393; 5 – невідпалений зразок; 6 – неопромінений зразок.

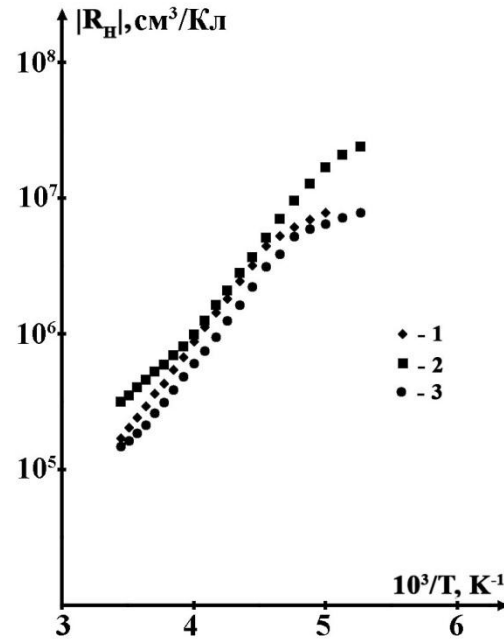


Рис. 2. Температурні залежності сталої Холла для опромінених електронами з енергією 10 MeV та потоком $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² монокристалів n-Ge при температурі ізотермічного відпалу $T_v=403$ К для різних часів відпалу t , год.: 1 – 1; 2 – 3; 3 – 5.

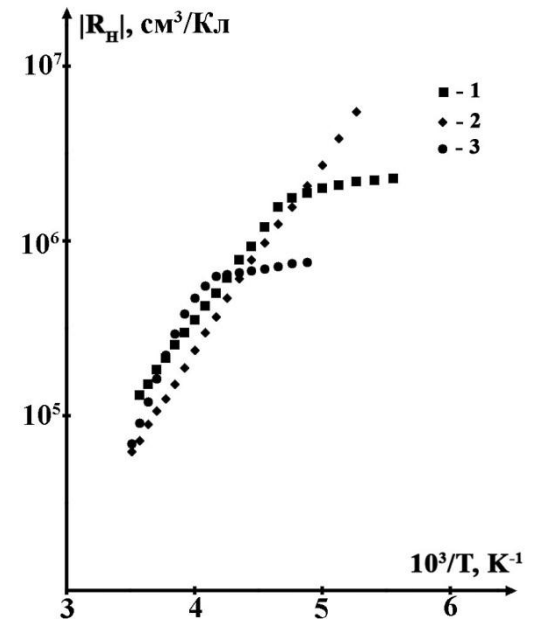


Рис. 3. Температурні залежності сталої Холла для опромінених електронами з енергією 10 MeV та потоком $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² монокристалів n-Ge після ізотермічного відпалу при $T_v=393$ К для різних часів відпалу t , год.: 1 – 1; 2 – 3; 3 – 6.

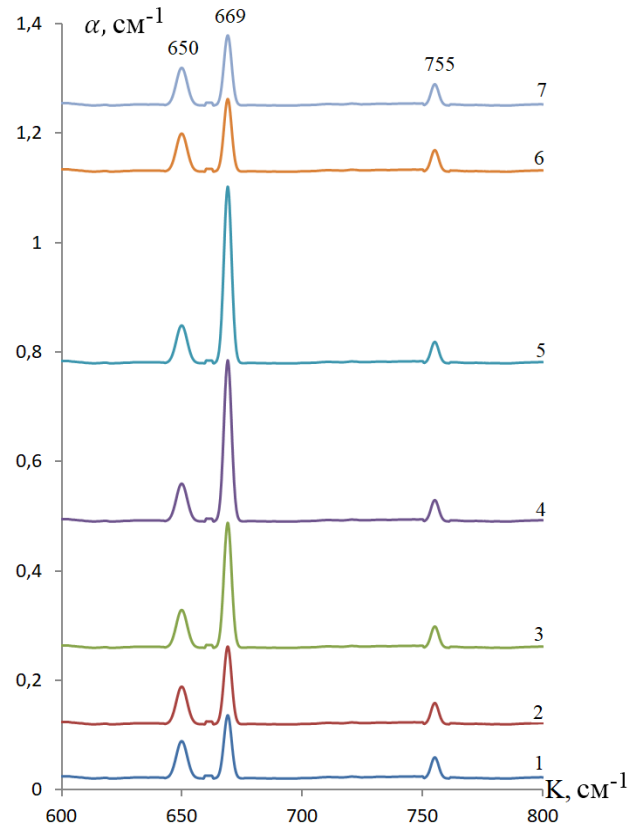


Рис. 1. Спектри поглинання при $T=300$ К для опромінених монокристалів n-Ge після ізотермічного відпалу при $T_b=393$ К протягом часу t , год.: 1 – 0, 2 – 1, 3 – 2, 4 – 3, 5 – 4, 6 – 5, 7 – 6.

Концентрація комплексів VO_iI_{2Ge} в опромінених електронами монокристалах Ge після ізотермічного відпалу

Температура відпалу T_b , К	Час відпалу t , год	Концентрація N , cm^{-3}
448	1	$1,4 \cdot 10^{14}$
433	1	$2,1 \cdot 10^{14}$
403	1	$4,5 \cdot 10^{14}$
	3	$4,6 \cdot 10^{14}$
	5	$4,4 \cdot 10^{14}$
393	1	$5,4 \cdot 10^{14}$
	2	$5,8 \cdot 10^{14}$
	3	$6,2 \cdot 10^{14}$
	4	$6,3 \cdot 10^{14}$
	5	$4,4 \cdot 10^{14}$
	6	$3,8 \cdot 10^{14}$
невідпалений зразок	-	$2,8 \cdot 10^{14}$

Розрахунок параметрів відпалу радіаційних дефектів в опромінених електронами з енергією 10 MeV монокристалах n-Ge

$$\begin{cases} \frac{dN_A}{dt} = \frac{N_V}{\tau_1} - \frac{N_A}{\tau_2}, \\ \frac{dN_V}{dt} = \frac{N_V}{\tau_1} + \frac{N_A}{\tau_2}. \end{cases} \quad (1)$$

де N_A , N_V – концентрації А-центрів та вакансій в довільний момент часу відалу, τ_1 та τ_2 – середній час життя вакансії та А-центру відповідно.

$$N_A(t) = -\frac{N_0(k_2\tau_1 + \frac{\tau_1}{\tau_2})}{\tau_1(k_1 - k_2)}e^{k_1 t} + \frac{N_0(k_1\tau_1 + \frac{\tau_1}{\tau_2})}{\tau_1(k_1 - k_2)}e^{k_2 t}, \quad (2)$$

$$\text{де } k_1 = \frac{-\left(\frac{\tau_1}{\tau_2} - 1\right) + \sqrt{\left(\frac{\tau_1}{\tau_2} - 1\right)^2 + \frac{8\tau_1}{\tau_2}}}{2\tau_1},$$

$$k_2 = \frac{-\left(\frac{\tau_1}{\tau_2} - 1\right) - \sqrt{\left(\frac{\tau_1}{\tau_2} - 1\right)^2 + \frac{8\tau_1}{\tau_2}}}{2\tau_1}.$$

$$\begin{cases} N_A(t_1) = -\frac{N_0(k_2\tau_1 + \frac{\tau_1}{\tau_2})}{\tau_1(k_1 - k_2)}e^{k_1 t_1} + \frac{N_0(k_1\tau_1 + \frac{\tau_1}{\tau_2})}{\tau_1(k_1 - k_2)}e^{k_2 t_1}, \\ N_A(t_2) = -\frac{N_0(k_2\tau_1 + \frac{\tau_1}{\tau_2})}{\tau_1(k_1 - k_2)}e^{k_1 t_2} + \frac{N_0(k_1\tau_1 + \frac{\tau_1}{\tau_2})}{\tau_1(k_1 - k_2)}e^{k_2 t_2}. \end{cases} \quad (3)$$

$$\tau_1(T_1) = \frac{1}{\nu_1}e^{\frac{E_{a1}}{kT_1}}, \quad \tau_1(T_2) = \frac{1}{\nu_1}e^{\frac{E_{a1}}{kT_2}}, \quad (4)$$

$$\tau_2(T_1) = \frac{1}{\nu_2}e^{\frac{E_{a2}}{kT_1}}, \quad \tau_2(T_2) = \frac{1}{\nu_2}e^{\frac{E_{a2}}{kT_2}}. \quad (5)$$

З розв'язків рівнянь (4) та (5) отримаємо: $E_{a1} = 0,92$ eВ – енергія активації відпалу ядра області розвпорядкування та $E_{a2} = 1,04$ eВ – енергія активації відпалу А-центра, $\nu_1 = 2,52 \cdot 10^6$ с⁻¹ та $\nu_2 = 1,07 \cdot 10^8$ с⁻¹ – частотні фактори для вакансії та комплексу VO_iI₂Ge відповідно.

Опромінений електронами з енергією 10 MeV та потоком $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² германій, легований домішкою сурми, концентрацією $N_d=5 \cdot 10^{14}$ см⁻³

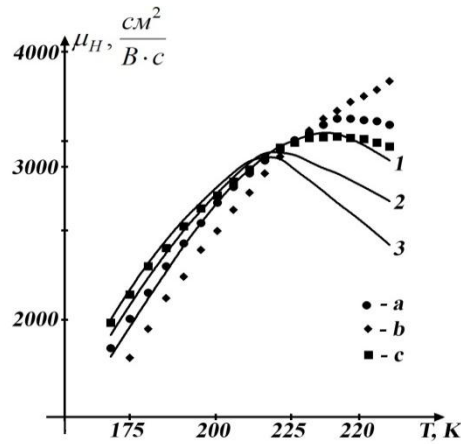


Рис. 1. Температурні залежності холівської рухливості для опромінених монокристалів n-Ge при різних значеннях одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [110]: а – 0,41 ГПа; б – 0 ГПа; с – 0,74 ГПа. Суцільні криві – теоретичні розрахунки для цих же значень одновісних тисків Р, ГПа: 1 – 0; 2 – 0,41; 3 – 0,74.

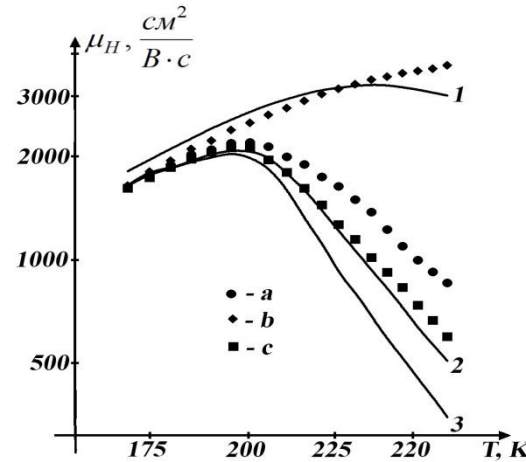


Рис. 2. Температурні залежності холівської рухливості для опромінених монокристалів n-Ge при різних значеннях одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [111]: а – 0,49 ГПа; б – 0 ГПа; с – 0,93 ГПа. Суцільні криві – теоретичні розрахунки для цих же значень одновісних тисків Р, ГПа: 1 – 0; 2 – 0,49; 3 – 0,93.

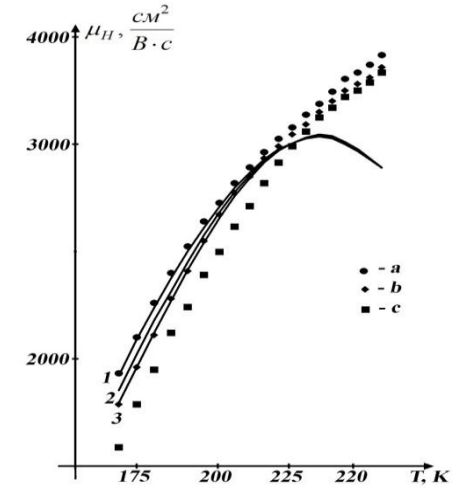


Рис. 3. Температурні залежності холівської рухливості для опромінених монокристалів n-Ge при різних значеннях одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100]: а – 0,86 ГПа; б – 0,37 ГПа; с – 0 ГПа. Суцільні криві – теоретичні розрахунки для цих же значень одновісних тисків Р, ГПа: 1 – 0,86; 2 – 0,37; 3 – 0.

$$\mu_H = \mu A \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) \quad (1)$$

μ – рухливість електронів, обчислена в умовах розсіяння електронів на іонах легуючої домішки, акустичних та оптичних фононах та областях розвпорядкування, A – холл-фактор, Δ – амплітуда крупномасштабного потенціалу.

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

де N – концентрація заряджених дефектів, ε – діелектрична проникність, n – концентрація електронів в зоні провідності, q – заряд електрона.

Опромінений електронами з енергією 12 МеВ та потоком $\Phi=1\cdot10^{17}$ ел./см²
кремній, легований домішкою фосфору, концентрацією $N_d=2,2\cdot10^{16}$ см⁻³

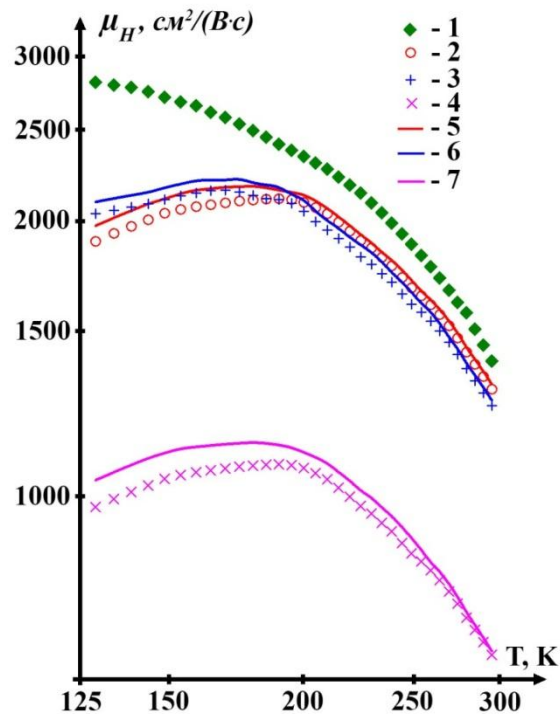


Рис. 1. Температурні залежності холівської рухливості для опромінених монокристалів n-Si<P> при різних значеннях величин одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100]: 1 – 0 ГПа (неопромінений зразок); 2 – 0 ГПа; 3 – 0,42 ГПа; 4 – 0,83 ГПа. Суцільні криві – теоретичні розрахунки: 5 – 0 ГПа; 6 – 0,42 ГПа; 7 – 0,83 ГПа.

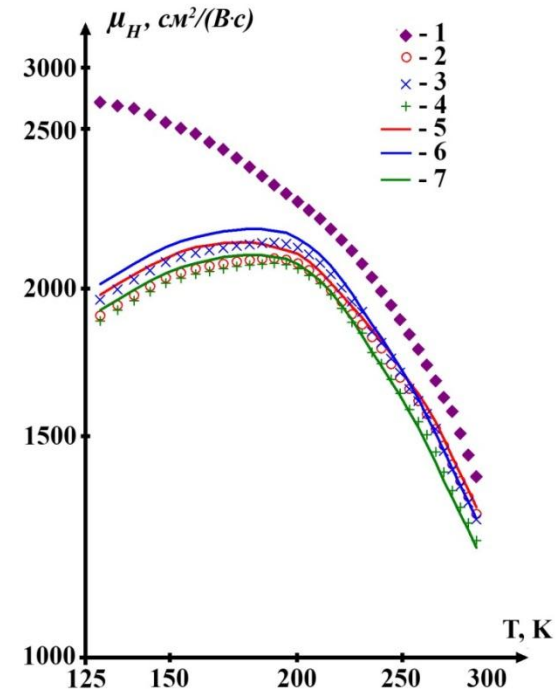


Рис. 2. Температурні залежності холівської рухливості електронів для опромінених монокристалів n-Si<P> потоком електронів $\Phi=1\cdot10^{17}$ ел./см² з енергією 12 МеВ при різних значеннях одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [111]: 1 – 0 ГПа (неопромінений зразок); 2 – 0 ГПа; 3 – 0,37 ГПа; 4 – 0,74 ГПа. Суцільні криві – теоретичні розрахунки: 5 – 0 ГПа; 6 – 0,37 ГПа; 7 – 0,74 ГПа.

Германій, легований домішкою Sb, концентрацією $N_{\text{Sb}}=9,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, та глибокою домішкою Au, концентрацією $N_{\text{Au}}=5,05 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

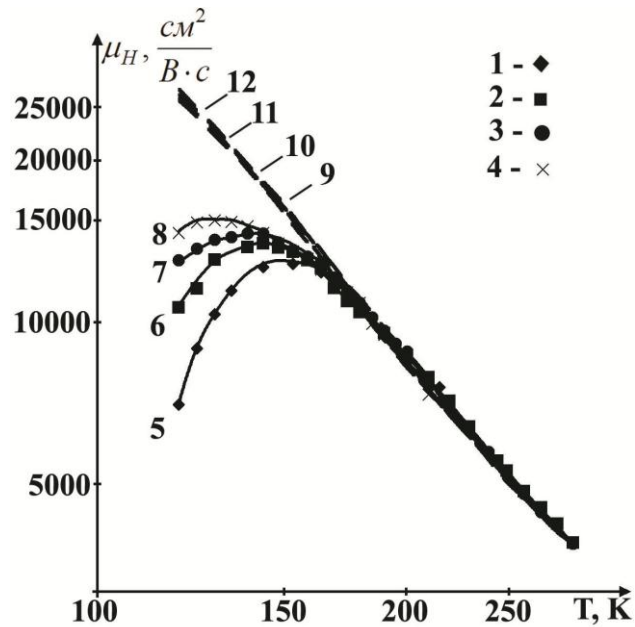


Рис. 1. Температурні залежності холівської рухливості електронів для $n\text{-Ge}\langle\text{Sb}, \text{Au}\rangle$ при різних значеннях величин одновісних тисків вздовж кристалографічних напрямків $[100]$:
1 – 0 ГПа, 2 – 0,29 ГПа, 3 – 0,59 ГПа, 4 – 0,88 ГПа (експериментальні результати);
5 – 0 ГПа, 6 – 0,29 ГПа, 7 – 0,59 ГПа, 8 – 0,88 ГПа (суцільні криві – теоретичні розрахунки з врахуванням крупномасштабного потенціалу); 9 – 0 ГПа, 10 – 0,29 ГПа, 11 – 0,59 ГПа, 12 – 0,88 ГПа (пунктирні криві – теоретичні розрахунки без врахування крупномасштабного потенціалу).

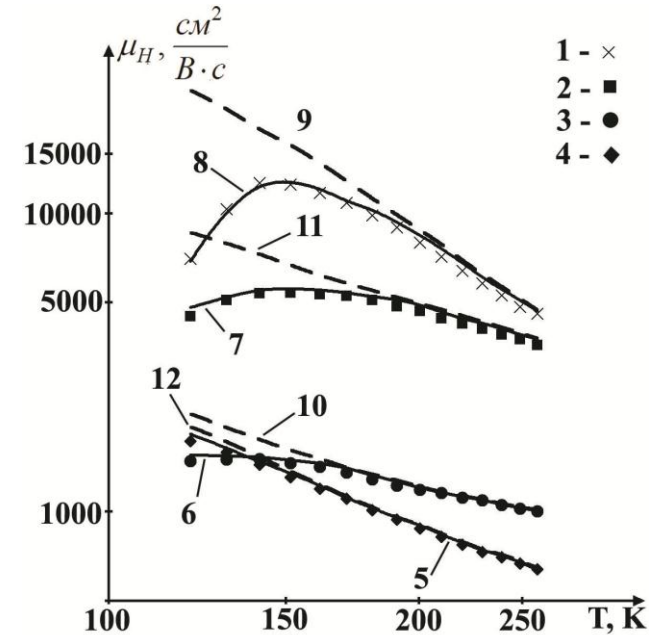


Рис. 2. Температурні залежності холівської рухливості електронів для $n\text{-Ge}\langle\text{Sb}, \text{Au}\rangle$ при різних значеннях величин одновісних тисків вздовж кристалографічних напрямків $[111]$:
1 – 0 ГПа, 2 – 0,69 ГПа, 3 – 0,28 ГПа, 4 – 0,97 ГПа (експериментальні результати);
5 – 0,97 ГПа, 6 – 0,69 ГПа, 7 – 0,28 ГПа, 8 – 0 ГПа (суцільні криві – теоретичні розрахунки з врахуванням крупномасштабного потенціалу); 9 – 0 ГПа, 10 – 0,69 ГПа, 11 – 0,28 ГПа, 12 – 0,97 ГПа (пунктирні криві – теоретичні розрахунки без врахування крупномасштабного потенціалу).

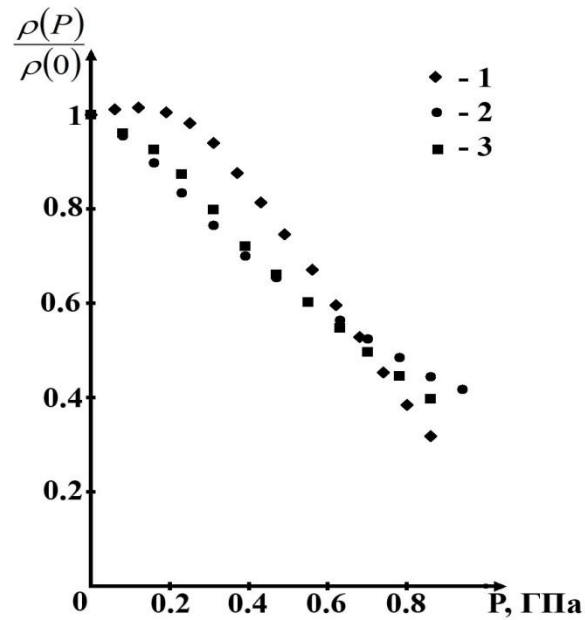


Рис. 1. Залежності тензоопору при $T=300$ К для опромінених електронами з енергією 10 MeV та потоком $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² монокристалів n-Ge при одновісному тискові вздовж різних кристалографічних напрямків: 1 – [100], 2 – [111], 3 – [110].

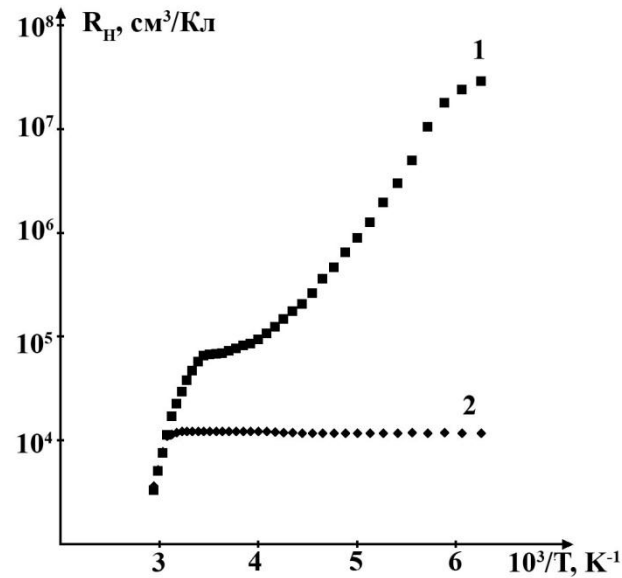


Рис. 2. Температурна залежність сталої Холла для неопромінених (крива 2) та опромінених електронами з енергією 10 MeV та потоком $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² (крива 1) монокристалів n-Ge.

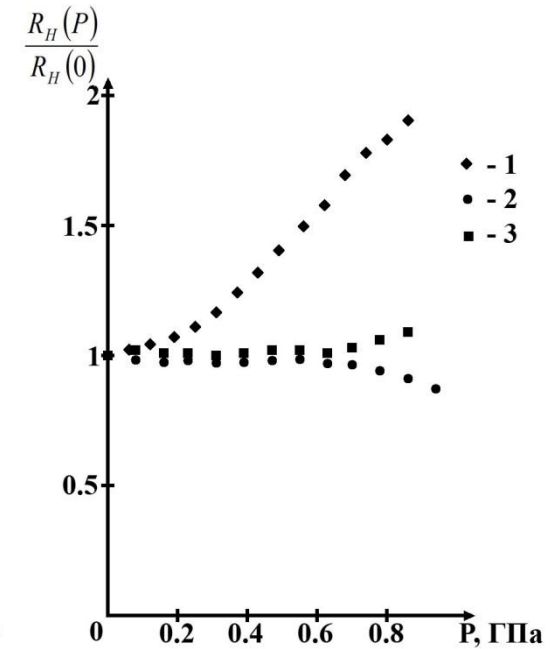


Рис. 3. Залежності сталої Холла при $T=300$ К для опромінених електронами з енергією 10 MeV та потоком $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² монокристалів n-Ge від одновісного тиску вздовж різних кристалографічних напрямків: 1 – [100], 2 – [111], 3 – [110].

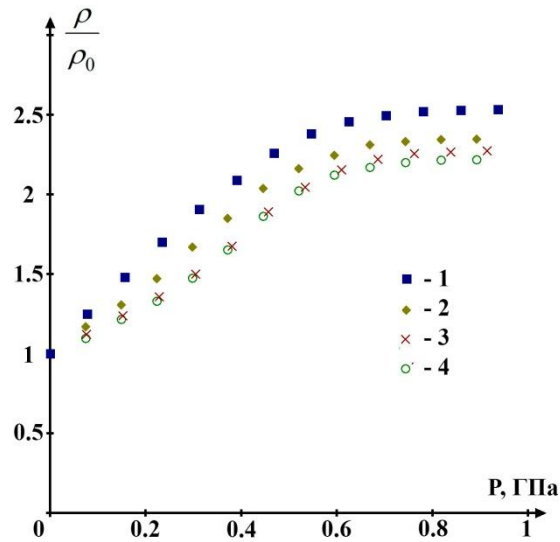


Рис. 1. Залежності тензоопору при $T=300$ К та одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку $[100]$ для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів Φ , ел./см²: 1 – $2 \cdot 10^{17}$, 2 – $1 \cdot 10^{17}$, 3 – 0, 4 – $5 \cdot 10^{16}$.

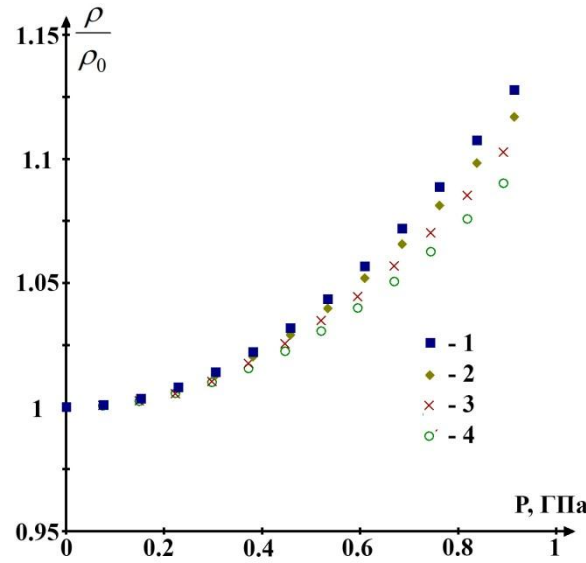


Рис. 2. Залежності тензоопору при $T=300$ К та одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку $[111]$ для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів Φ , ел./см²: 1 – $2 \cdot 10^{17}$, 2 – $1 \cdot 10^{17}$, 3 – 0, 4 – $5 \cdot 10^{16}$.

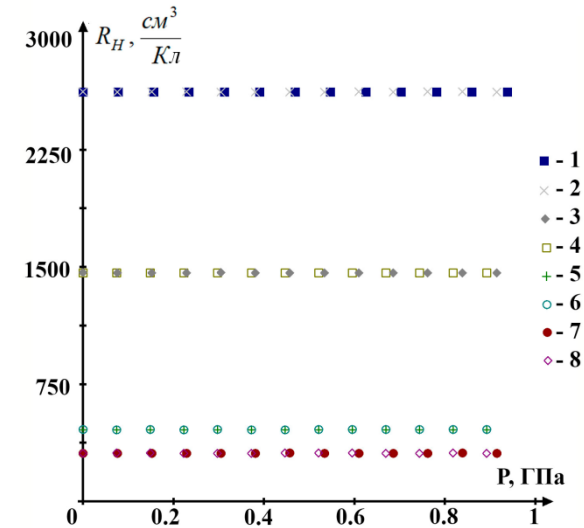


Рис. 3. Залежності сталої Холла від одновісного тиску вздовж кристалографічних напрямків $[100]$ та $[111]$ при $T=300$ К для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів Φ , ел./см²: 1, 2 – $2 \cdot 10^{17}$; 3, 4 – $1 \cdot 10^{17}$; 5, 6 – $5 \cdot 10^{16}$; 7, 8 – 0.

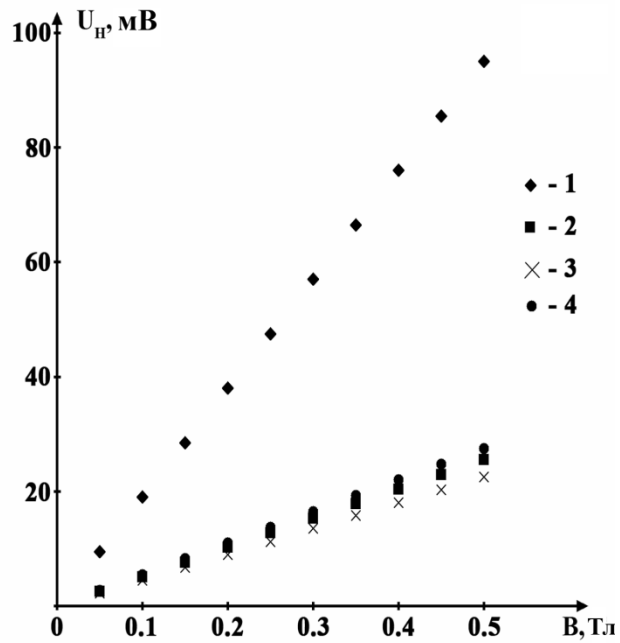


Рис. 1. Залежність ЕРС Холла від індукції зовнішнього магнітного поля при $T=300$ К для опромінених електронами з енергією 10 MeV та потоком $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² монокристалів n-Ge після термообробки протягом 1 год. для різних температур ізотермічного відпалу $T_{\text{в}}$, К: 1 – 403; 2 – 433; 3 – 448; 4 – невідпалений зразок.

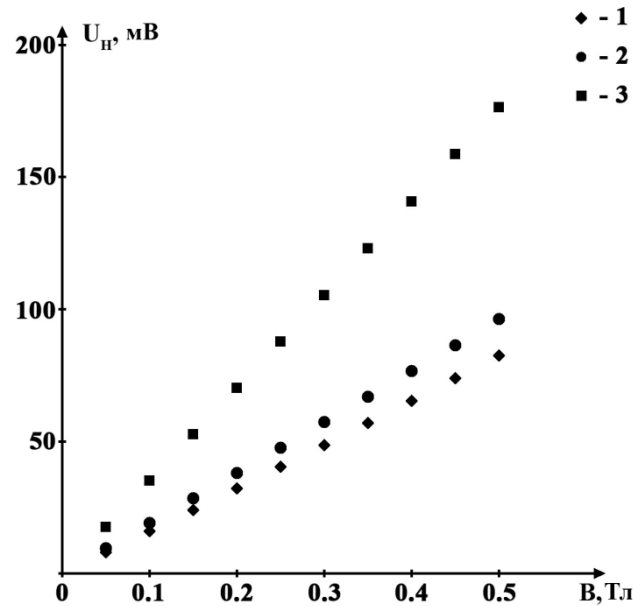


Рис. 2. Залежність ЕРС Холла від індукції зовнішнього магнітного поля при $T=300$ К для опромінених електронами з енергією 10 MeV та потоком $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² монокристалів n-Ge після термообробки при $T_{\text{в}}=403$ К, для різних часів відпалу t , год.: 1 – 5; 2 – 1; 3 – 3.

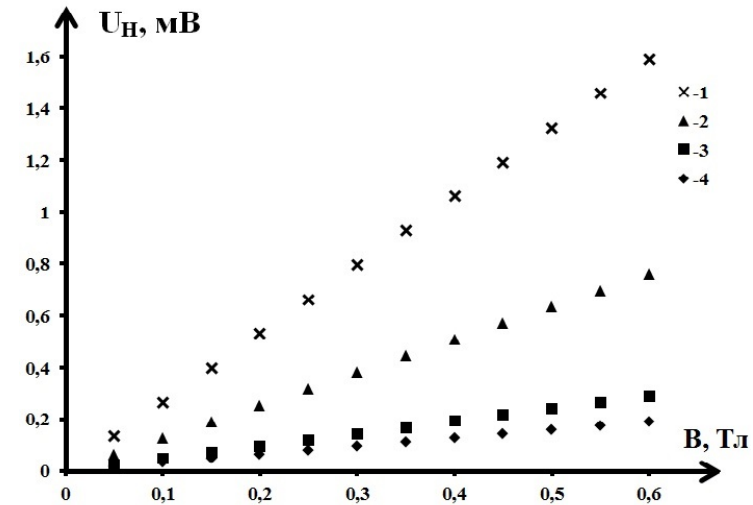


Рис. 3. Залежності ЕРС Холла від індукції зовнішнього магнітного поля при $T=300$ К для опромінених електронами з енергією 12 MeV монокристалів n-Si різними потоками електронів Φ , ел./см²: 1 – $2 \cdot 10^{17}$, 2 – $1 \cdot 10^{17}$, 3 – $5 \cdot 10^{16}$, 4 – 0.

Магнітна чутливість неопромінених та опромінених монокристалів n-Ge та n-Si

Зразок	Магнітна чутливість до опромінення (мВ/Тл)	Магнітна чутливість після опромінення (мВ/Тл)
Опромінений n-Ge після термообробки протягом 3 год. при $T_{\text{в}}=403$ К	10	350
Опромінений n-Si потоком $2 \cdot 10^{17}$ ел./см ²	0,32	2,65

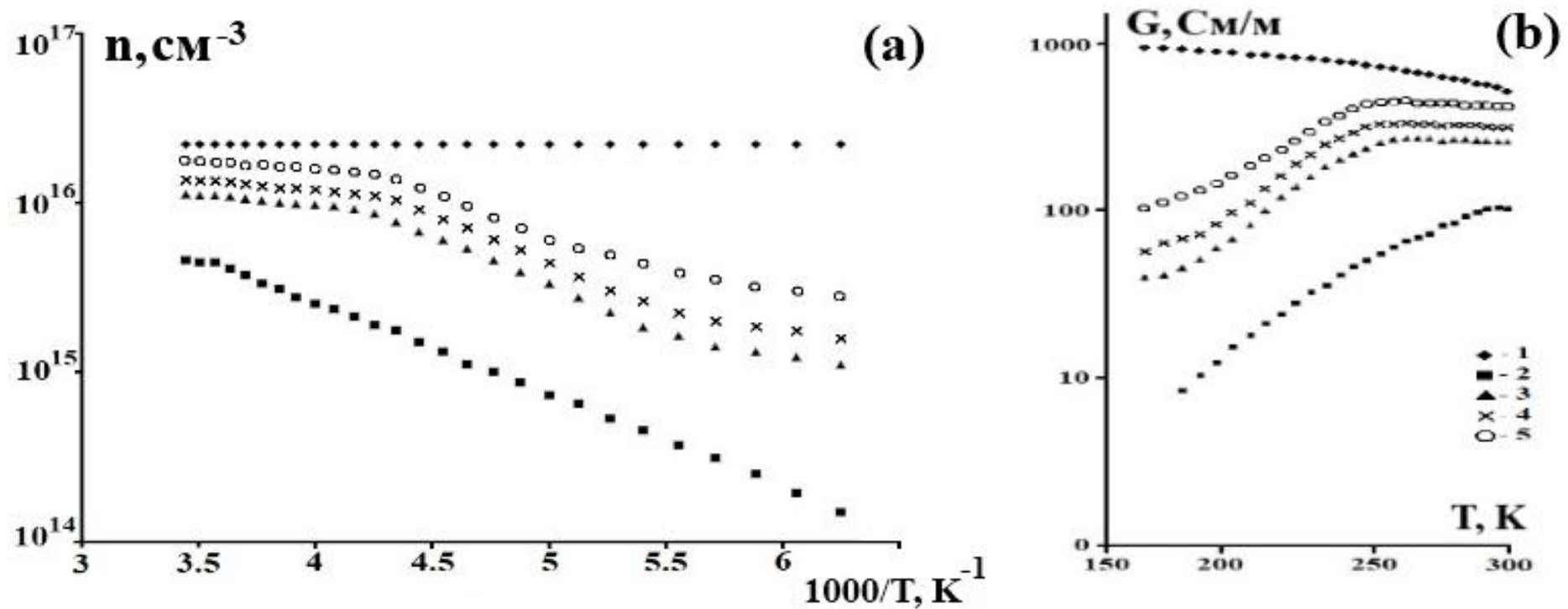


Рис. 1. Температурні залежності концентрації електронів (а) та питомої електропровідності (б) для опромінених електронами з енергією 12 MeV та потоком $\Phi=1 \cdot 10^{17}$ ел./ cm^2 монокристалів n-Si, які покривались шаром епоксикомпозиту: 1 – неопромінені монокристали n-Si без шару покриття; 2 – опромінені монокристали n-Si без шару епоксипокриття; 3, 4, 5 – опромінені монокристали n-Si, покриті шаром епоксикомпозиту без наповнювачів, з наповнювачем порошку алюмінію та заліза відповідно. Вміст твердника ПЕПА в досліджуваних монокристалах n-Si складав 12 мас.ч. на 100 мас. ч. епоксидної смоли, наповнювачів порошоків металів – 30 мас. ч. на 100 мас. ч. епоксидної смоли.

ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

1. Дослідження поздовжнього тензорезистивного ефекту в n-Ge при одновісних тисках $P//[100]$ до 3 ГПа та використання виразів теорії анізотропного розсіяння електронів на акустичних фононах та іонах мілких донорів дозволили досить точно знайти константи деформаційного потенціалу $\Xi_d^{\Delta_1} = -1,29 \text{ eV}$, $\Xi_u^{\Delta_1} = 11,82 \text{ eV}$ та ефективні маси $m_{\parallel} = 1,65m_0$, $m_{\perp} = 0,32m_0$ для Δ_1 -мінімуму зони провідності германію. Враховуючи в розрахунках значення даних параметрів, було визначено енергію іонізації основного стану домішок фосфору, сурми та миш'яку. Показано, що розрахунки енергії іонізації, які проводились на основі варіаційного методу Рітца та теорії збурень, досить добре узгоджуються з експериментальними даними лише для домішки сурми. При збільшенні енергії іонізації домішки зменшується генетичний зв'язок домішкового рівня з Δ_1 -мінімумом і наближення ефективної маси стає грубим. В даному випадку обчислення енергії іонізації домішок фосфору та миш'яку необхідно проводити вже на основі варіаційного методу Рітца, враховуючи хімічний зсув для цих домішок, оскільки відповідні розрахунки на основі теорії збурень дають суттєві неточності.

2. На основі проведених розрахунків рухливості в умовах розсіяння електронів на акустичних, оптичних фононах та іонах домішки, відомих даних по гідростатичному тиску, коли реалізується шестидолинна Δ_1 -модель зони провідності германію, та експериментальних досліджень тензоопору при одновісних тисках вздовж кристалографічного напрямку $[100]$ було встановлено, що в германії при гідростатичному тискові близько 6 ГПа та одновісному тискові $P//[100]$ в діапазоні від 1,6 до 2,7 ГПа суттєвим стає еквівалентне та нееквівалентне міждолинне розсіяння електронів на оптичних фононах відповідно. Також, як показують розрахунки, еквівалентне міждолинне розсіяння на оптичних фононах виникає в чотирьохдолинній Δ_1 -моделі германію при тисках $P \approx 8$ ГПа вздовж кристалографічного напрямку $[110]$.

3. Встановлено, що величина тензоопору n-Ge при одновісному тискові $P//[100]$ від 1,6 до 2,7 ГПа буде в значній мірі залежати від нееквівалентного міждолинного розсіяння електронів між L_1 - та Δ_1 -мінімумами зони провідності германію. При температурах вищих за кімнатну тензоопір монокристалів n-Ge в даному випадку додатково буде визначатися механізмами власної провідності. Зокрема, в діапазоні одновісних тисків від 0,8 до 2,4 ГПа проявляється двохзонний механізм власної провідності, який пов'язаний з переходами електронів з валентної зони в L_1 - та Δ_1 -мінімуми. Одержаний для n-Ge значний тензорезистивний ефект при тисках $P > 1,6$ ГПа може бути використаний для створення на його основі сенсорів високого одновісного тиску.

4. Проведено розрахунки зонної структури нелегованої та легованої донорною домішкою наноплівки германію, вирощеної на підкладці $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ з кристалографічною орієнтацією (001), на основі яких було встановлено, що зростання вмісту германію в підкладці призводить до зменшення величини внутрішніх деформаційних полів та енергії іонізації як мілкої, так і глибокої легуючої донорної домішки в наноплівці германію. Причиною такої зміни енергії іонізації донорної домішки є зменшення ефективної маси електрона за рахунок деформаційної перебудови зонної структури наноплівки під дією внутрішніх механічних напружень.

5. Встановлено, що електричні властивості нелегованих та легованих наноплівочок Ge/Si, Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36) та Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) визначаються особливостями їх зонної структури та ефектами розмірного квантування, які є досить суттєвими для наноплівочок товщиною менше 7 нм. Зростання концентрації легуючої домішки призводить до послаблення ролі квантово-розмірних ефектів. Одержане (більше, ніж в 1,5 рази) зростання рухливості дірок при кімнатній температурі для наноплівки Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) товщиною $d > 50$ нм може бути використано для виготовлення на її основі каналів p-MOSFET та p-MODFET транзисторів.

6. На основі розв'язків рівнянь електронейтральності, вимірювань ефекту Холла та інфрачервоної Фур'є-спектроскопії для опромінених електронами монокристалів n-Ge<Sb> та n-Si<P> була встановлена природа утворених дефектів та їх основні параметри. Опромінення електронами з енергією 10 MeV n-Ge<Sb> призводить до утворення в його об'ємі комплексів VO_iI₂Ge (А-центри, модифіковані двома міжвузловими атомами германію) та областей розвпорядкування. При опроміненні електронами з енергією 12 MeV монокристалів n-Si<P> утворюються переважно лише точкові дефекти, що відповідають як відомим комплексам VO_i, (А-центр) та C_iO_i, так і практично невивченим комплексам VO_iP (А-центр, модифікованих домішкою фосфору).

7. Вперше при температурах $t = 120$ °C та $t = 130$ °C виявлено аномальний ізотермічний відпал опромінених електронами з енергією 10 MeV монокристалів n-Ge<Sb>, який пояснюється домінуючим процесом генерації А-центрів над процесом їх відпалу. Згідно із запропонованою моделлю відпалу, генерація А-центрів відбувається за рахунок відпалу ядер областей розвпорядкування, які мають меншу енергію активації відпалу, ніж А-центри. Зокрема, з розв'язків системи кінетичних рівнянь були обчислені значення енергії активації відпалу $E_{a1} = 0,92$ eV та $E_{a1} = 1,04$ eV для ядра області розвпорядкування та А-центра відповідно, що підтверджує дане твердження. Одержане за рахунок відпалу при $t = 130$ °C протягом трьох годин зростання магнітної чутливості від 10 до 350 мВ/Тл для опроміненого n-Ge при кімнатній температурі може бути використане при конструюванні високочутливих сенсорів магнітного поля на основі таких монокристалів.

8. Дослідження механізмів розсіяння електронів в недеформованих та одночасно деформованих монокристалах n-Ge та n-Si з глибокими рівнями радіаційного та технологічного походження показали, що на величину рухливості електронів в таких монокристалах будуть впливати не лише механізми розсіяння електронів на акустичних, оптичних фононах (внутрідолинних фононах та фононах, що відповідають за міждолинне розсіяння), іонах мілких донорів, але й розсіяння електронів на крупномасштабному потенціалі та заряджених дефектах, які створюють в забороненій зоні германію та кремнію глибокі енергетичні рівні. Було встановлено, що аномальне зростання холівської рухливості електронів при збільшенні температури або величини одночасного тиску для монокристалів n-Ge та n-Si, опромінених потоками швидких електронів, та монокристалів германію, легованих глибокою домішкою золота, пов'язане зі зменшенням амплітуди крупномасштабного потенціалу та концентрації заряджених дефектів.

9. Встановлено, що тензоопір при кімнатній температурі для одновісно деформованих монокристалів n-Ge, опромінених потоком електронів $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² з енергією 10 MeV, буде визначатись не лише перерозподілом електронів з різною рухливістю між мінімумами зони провідності германію при одновісній деформації, що призводить до зростання питомого опору, але й іонізацією рівня $E_v + 0,27$ eV, що належить комплексу VO_iI_{2Ge} . При цьому буде змінюватись співвідношення між концентраціями електронів та дірок, що є причиною зменшення питомого опору при деформації. Тензоопір опромінених різними потоками електронів з енергією 12 MeV монокристалів n-Si при кімнатній температурі визначається лише змінами рухливості електронів при одновісних тисках вздовж кристалографічних напрямків [100] та [111], оскільки глибокі рівні радіаційних дефектів, що відповідають комплексам VO_i та VO_iP , будуть повністю іонізованими, а іонізація глибокого рівня $E_v + 0,35$ eV комплексу C_iO_i при деформації не буде проявлятися. Залежність величини тензоопору n-Si в області насичення від потоку електронного опромінення при одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку [100] обумовлена деформаційно-індукованою анізотропією розсіяння електронів на утворених радіаційних дефектах. Вперше одержане при кімнатній температурі зростання величини тензоопору монокристалів n-Si за рахунок їх опромінення потоками електронів $\Phi \geq 1 \cdot 10^{17}$ ел./см² з енергією 12 MeV відносно неопромінених монокристалів кремнію, легованих донорними домішками з різною концентрацією, може знайти своє практичне використання для конструювання на основі опромінених монокристалів n-Si тензочутливих елементів для сенсорів високого одновісного тиску.

10. На основі вимірювань електропровідності та ефекту Холла для опромінених електронами з енергією 12 MeV та потоком $\Phi=1 \cdot 10^{17}$ ел./см² монокристалів n-Si, які були покриті шаром епоксидної смоли без наповнювачів та з наповнювачами порошків заліза та алюмінію масовими частками 30 мас. ч. на 100 мас. ч. епоксидної смоли, було встановлено, що найбільшу радіаційну стійкість мають монокристали кремнію з епоксидним покриттям, що містить наповнювач порошку заліза. Одержані результати можуть бути використанні при конструюванні на основі таких монокристалів кремнію радіаційно-стійких елементів електронної техніки.