



Гайдар Г.П.

Гайдар Г.П., Баранський П.І.

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України  
просп. Науки, 47, Київ, 03680, Україна;

<sup>2</sup>Інститут фізики напівпровідників  
ім. В.С. Лашкарьова НАН України,  
просп. Науки, 45, Київ, 03028, Україна



Баранський П.І.

**КОНЦЕНТРАЦІЙНІ ЗАЛЕЖНОСТІ ПАРАМЕТРА АНІЗОТРОПІЇ  
РУХЛИВОСТІ  $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$  І ПАРАМЕТРА АНІЗОТРОПІЇ ТЕРМОЕРС  
ЗАХОПЛЕННЯ ЕЛЕКТРОНІВ ФОНОНАМИ  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi}/\alpha_{\perp}^{\phi}$  В  $n$ -Ge ТА  $n$ -Si**

У діапазоні  $10^{12} \leq n_e \leq 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  за  $T = 83 \text{ K}$  досліджено концентраційні залежності параметрів анізотропії рухливості  $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$  і анізотропії термоЕРС захоплення електронів фононами  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi}/\alpha_{\perp}^{\phi}$  у монокристалах  $n$ -Ge та виявлено суттєві відмінності цих залежностей від спостережуваних (за аналогічних умов) у монокристалах  $n$ -Si. Встановлено, що монокристали  $n$ -Ge характеризуються значно вищими (за абсолютною величиною) значеннями параметрів анізотропії  $M$  і  $K$  порівняно з відповідними значеннями цих параметрів для  $n$ -Si. Показано, що параметр  $M$  в  $n$ -Ge (на відміну від  $n$ -Si) є малочутливим до наявності домішок у кристалах, однак параметр  $K$  монотонно знижується як в  $n$ -Ge, так і в  $n$ -Si зі зростанням концентрації носіїв заряду  $n_e$ .

**Ключові слова:** германій, кремній, параметр анізотропії рухливості, параметр анізотропії термоЕРС, концентрація носіїв заряду.

*In the range of  $10^{12} \leq n_e \leq 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  at  $T = 83 \text{ K}$  the concentration dependences of the parameters of the mobility anisotropy  $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$  and the anisotropy of electron-phonon drag thermopower  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi}/\alpha_{\perp}^{\phi}$  in  $n$ -Ge single crystals were investigated and the significant distinctions in changes of these dependencies from the ones observed (in similar conditions) in  $n$ -Si single crystals were found. It was found that the  $n$ -Ge crystals are characterized by significantly higher (absolute) values of anisotropy parameters  $M$  and  $K$  in comparing with the corresponding values of these parameters for  $n$ -Si. It was shown that the parameter  $M$  in  $n$ -Ge (as distinct from  $n$ -Si) is insensitive to the presence of impurities in the crystals, but the parameter  $K$  monotonically decreases both in  $n$ -Ge and in  $n$ -Si with increasing the carrier concentration  $n_e$ .*

**Key words:** germanium, silicon, the anisotropy parameter of mobility, the anisotropy parameter of thermopower, charge carrier concentration.

## Вступ

Теорія кінетики електронних процесів у багатодолинних напівпровідниках [1] і загальна (в тому числі присвячена експерименту) література в цій області [2–6] широко використовують два особливо важливі параметри: параметр анізотропії рухливості  $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$  (де  $\mu_{\parallel}$ ,  $\mu_{\perp}$  –

рухливості носіїв заряду вздовж і поперек довгої осі ізоенергетичного еліпсоїда відповідно і параметр анізотропії термоЕРС захоплення електронів фононами  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi}$  (де  $\alpha_{\parallel}^{\phi}$ ,  $\alpha_{\perp}^{\phi}$  – фононні складові термоЕРС захоплення вздовж і поперек довгої осі ізоенергетичного еліпсоїда відповідно).

Температурна залежність параметра анізотропії  $K(T)$  для кристалів  $n\text{-Ge}$ , експериментально досліджена в роботі [7], була пояснена на основі уявлень, пов'язаних із анізотропним характером часу релаксації  $\tau$  [8, 9]. У рамках припущення про анізотропний характер часу релаксації параметр анізотропії розсіювання  $K_{\tau}$  (а, отже, і  $K$ ) суттєво визначається внеском домішкового розсіювання, що (за заданої температури кристала) є еквівалентним залежності  $K$  від концентрації домішки в його об'ємі. Зниження як  $M$ , так і  $K$  у монокристалах  $n\text{-Si}$  з підвищенням температури від 77.4 К до 350 К виявлено в роботі [10].

У роботі [11] шляхом вимірів насичення поздовжнього магнітоопору  $\rho_H^{\parallel} / \rho_0$  в  $n\text{-Ge}$  в сильних ( $\frac{\mu H}{c} \gg 1$ ) магнітних полях (до 250 кЕ) досліджено концентраційну залежність параметра анізотропії рухливості  $K$  в інтервалі  $5 \cdot 10^{13} \leq n_e \equiv N_{\text{sb}} \leq 1.38 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  і при порівнянні дослідних даних із результатами теоретичних розрахунків залежності  $K = f(n_e)$ , проведених в рамках теорії анізотропного розсіювання, одержано їх кількісну відповідність.

Концентраційну залежність параметра анізотропії термоЕРС захоплення  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi} = f(n_e)$  для монокристалів  $n\text{-Si}$  було досліджено в роботі [12]. Різними авторами і навіть за допомогою різних методик було також знайдено значення параметра  $M$  і для  $n\text{-Ge}$ , але лише для умов переважно фононного розсіювання [13–15].

Однак, беручи до уваги, що в приладобудуванні використовується кремній і германій, легований домішками в широкому інтервалі концентрацій, при розрахунку різних ефектів у таких кристалах (особливо при розрахунку термоелектричних і термомагнітних явищ на основі теорії анізотропного розсіювання, узагальненій у роботі [16] на випадок електрон-фононного захоплення і пружної деформації) необхідно також знати значення параметрів  $K$  і  $M$  в області змішаного розсіювання.

Метою пропонованої роботи було вивчення змін параметрів анізотропії рухливості  $K = \mu_{\perp} / \mu_{\parallel}$  і анізотропії термоЕРС захоплення електронів фононами  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi}$  з підвищенням концентрації  $n_e \equiv N_d$  в  $n\text{-Ge}$  та в  $n\text{-Si}$  в інтервалі концентрацій носіїв заряду  $10^{12} \leq n_e \equiv N_d \leq 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  за температури  $T = 83 \text{ К}$ .

## Результати і обговорення

Значення величини параметра  $K$  експериментально отримують, як відомо (див., наприклад, [17]), із даних по тензоопору з використанням співвідношення

$$K = \frac{3}{2} \frac{\rho_{\infty}^{(ijk)}}{\rho_0} - \frac{1}{2}, \quad (1)$$

де  $\rho_0$ ,  $\rho_{\infty}^{(ijk)}$  – питомий опір недеформованого  $\rho(X=0) \equiv \rho_0$  і одночасно пружно деформованого  $\rho(X \rightarrow \infty) \equiv \rho_{\infty}$  ( $\rho_{\infty}$  відповідає області насичення функції  $\rho = \rho(X)$ ) кристала в

кристалографічному напрямку  $\langle i j k \rangle$  (тобто, за умов  $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel \langle i j k \rangle$ , де  $X$  – механічне навантаження,  $J$  – струм); а  $\langle i j k \rangle \rightarrow \begin{cases} \langle 111 \rangle & \text{для } n-Ge \\ \langle 100 \rangle & \text{для } n-Si \end{cases}$ .

Що стосується параметра  $M$ , то, подібно до того, як це зроблено для  $n-Ge$  в роботі [18], для  $n-Si$ , пружно деформованого в напрямку осі  $[001] \parallel \nabla T \parallel \vec{X}$ , на основі загальних виразів, показаних у [16], запишемо

$$\alpha - \alpha^e = \alpha_{\perp}^{\phi} \frac{M + \gamma \frac{8K + M}{3}}{1 + \gamma \frac{8K + 1}{3}}, \quad (2)$$

де  $\gamma$  – відношення концентрації носіїв заряду в мінімумах, які піднімаються, до концентрації носіїв заряду в мінімумах, що опускаються,  $\alpha$  – експериментально вимірюване значення термоЕРС в області фононного захоплення,  $\alpha^e = \frac{k}{e} \left[ 2 + \ln \frac{2(2\pi m^* k T)^{3/2}}{n_0 h^3} \right]$  – електронна (дифузійна) складова термоЕРС, що обчислюється за формулою Писаренка;  $n_0$  – концентрація носіїв заряду;  $e$  – заряд електрона;  $k$  – стала Больцмана;  $T$  – температура;  $h$  – стала Планка;  $m^* = N^{3/2} \sqrt[3]{m_{\parallel} m_{\perp}^2}$  – ефективна маса густини станів;  $N$  – число ізоенергетичних еліпсоїдів.

Із виразу (2) для граничних випадків  $X=0$  (відсутність деформації) і  $X \rightarrow \infty$  (що відповідає значенням  $X$ , які забезпечують повний перехід носіїв у мінімуми, що опустилися) одержимо систему рівнянь

$$\left. \begin{aligned} \alpha_0^{\phi} &\equiv \alpha_0 - \alpha^e = \alpha_{\perp}^{\phi} \frac{M + 2K}{1 + 2K} \\ \alpha_{\infty}^{\phi} &\equiv \alpha_{\infty} - \alpha^e = \alpha_{\perp}^{\phi} \cdot M \equiv \alpha_{\parallel}^{\phi} \end{aligned} \right\}, \quad (3)$$

де  $\alpha_0$  і  $\alpha_{\infty}$  – значення термоЕРС в недеформованих і деформованих зразках відповідно;  $\alpha_0^{\phi}$  і  $\alpha_{\infty}^{\phi}$  – фононні складові термоЕРС, виміряні в недеформованому і пружно деформованому кристалі;  $\alpha_{(0 \text{ або } \infty)} = \alpha_{(0 \text{ або } \infty)}^{\phi} + \alpha_{(0 \text{ або } \infty)}^e$ .

Виключаючи із системи рівнянь (3)  $\alpha_{\perp}^{\phi}$ , матимемо для кристалів  $n-Si$  (як і для  $n-Ge$ ):

$$M = \frac{2K}{(2K+1) \frac{\alpha_0 - \alpha^e}{\alpha_{\infty} - \alpha^e} - 1} = \frac{2K}{(2K+1) \frac{\alpha_0^{\phi}}{\alpha_{\infty}^{\phi}} - 1}. \quad (4)$$

У табл. 1 наведено характеристики досліджуваних зразків та результати обробки дослідних і розрахункових даних для визначення параметра анізотропії термоЕРС захоплення  $M$  в  $n-Ge$  при  $9.8 \cdot 10^{11} \leq n_e \leq 1.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Значення параметра анізотропії  $K$  були одержані з даних по тензоопору із застосуванням виразу (1) для  $n-Ge$ .

Таблиця 1

Характеристики досліджуваних зразків n-Ge за температури  $T = 83 \text{ K}$

за умов  $\vec{X} \parallel \nabla T \parallel [111]$  та  $X \geq 0.6 \text{ ГПа}$

№ зразка	$n_e, \text{см}^{-3}$	$\alpha^e, \text{мкВ/К}$	$\alpha_{\parallel}^{\phi}, \text{мкВ/К}$	$\alpha_{\perp}^{\phi}, \text{мкВ/К}$
1	$9.8 \cdot 10^{11}$	1395	9205	751
2	$1.6 \cdot 10^{13}$	1159	7921	702
3	$1.6 \cdot 10^{13}$	1152	7348	617
4	$6.9 \cdot 10^{13}$	978	7282	632
5	$1.7 \cdot 10^{15}$	757	5668	505

Було показано, що за  $T = 83 \text{ K}$  параметр анізотропії термоЕРС захоплення  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi}$ , виміряний за тензотермоЕРС (тобто, за умови відсутності магнітного поля), практично не залежить від концентрації, як видно з рис. 1, хоча всі складові правої частини формули (4) (а саме:  $K$ ,  $\alpha_0^{\phi}$ ,  $\alpha_{\infty}^{\phi}$  і навіть  $\alpha^e$ , що безпосередньо в (4) і не входить, але було використане в системі рівнянь (3) при знаходженні фонових складових термоЕРС захоплення  $\alpha_0^{\phi}$  і  $\alpha_{\infty}^{\phi}$ ) суттєво залежать від  $n_e \equiv N_d$ .

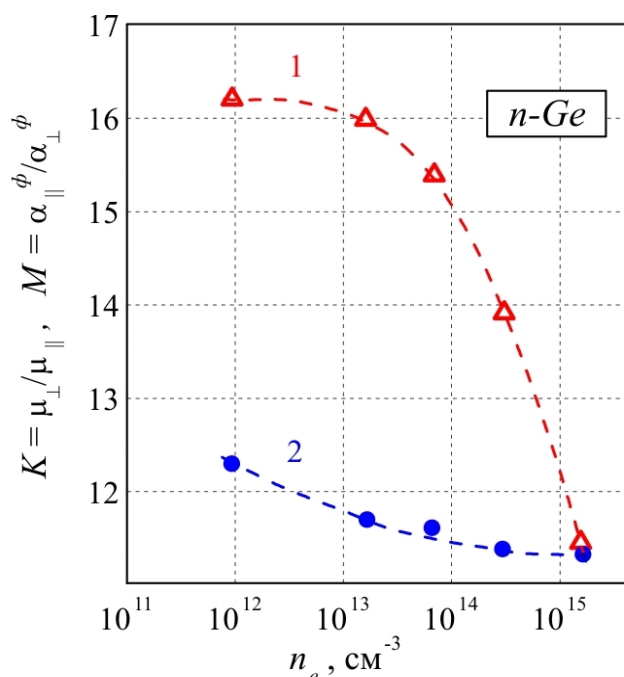


Рис. 1. Концентраційні залежності параметра анізотропії рухливості  $K = f(n_e)$  (1) і параметра анізотропії термоЕРС захоплення електронів фононами  $M = f(n_e)$  (2) в монокристалах n-Ge при  $T = 83 \text{ K}$ .

Так, параметр анізотропії рухливості  $K$  з підвищенням концентрації від  $9.8 \cdot 10^{11}$  до  $1.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (тобто, приблизно у 2000 разів) постійно знижується від 16.2 до 11.4 (в 1.42 раза), тоді

як параметр анізотропії термоЕРС захоплення електронів фононами  $M$  знижується лише у  $\sim 1.088$  раза (фактично, зміна  $M$  в  $n$ -Ge становить всього лише близько 9 %), що ілюструє рис. 1.

Можна вважати, що в межах точності проведених дослідів параметр  $M$  практично залишається незмінним і рівним  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi} \cong 11.7 \pm 0.3$  за температури  $T = 83$  К, за якої виконувалося вимірювання. Таким чином, на відміну від параметра анізотропії рухливості  $K$ , який формується комбінацією механізмів розсіяння електронів на коливаннях кристалічної ґратки і на домішкових центрах, фононна частина термоЕРС (точніше її анізотропія, тобто, відношення  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi}$ ) практично не залежить від концентрації  $n_e \equiv N_d$  (у всякому випадку, в досліджених межах  $9.8 \cdot 10^{11} \div 1.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) і повністю визначається коливаннями атомів у вузлах кристалічної ґратки.

У слабо легованих кристалах, коли розсіяння на коливаннях кристалічної ґратки є практично домінуючим, а відношення  $\rho_X / \rho_0$ , у всякому випадку в межах концентрацій  $10^{12} \leq n_e \equiv N_d \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , відчутного домішкового впливу ще не зазнає [10, 19], цікаво було зіставити значення  $K$ , одержані у разі деформування кристала в різних кристалографічних напрямках.

З цією метою для визначення параметра анізотропії рухливості  $K = \mu_{\perp} / \mu_{\parallel}$  було використано не тільки співвідношення (1) при значеннях  $\langle i j k \rangle \rightarrow \langle 111 \rangle$ , але також і співвідношення

$$K = 3 \cdot \frac{\rho_{\infty}^{\langle 111 \rangle}}{\rho_{\infty}^{\langle 110 \rangle}} - 2, \tag{5}$$

яке пов'язане з необхідністю вимірювання питомого опору  $\rho$  у двох кристалографічних напрямках зразків  $n$ -Ge. Причому  $\rho_{\infty}^{\langle 111 \rangle} = \lim_{X \rightarrow \infty} \rho(X)$  і  $\rho_{\infty}^{\langle 110 \rangle} = \lim_{X \rightarrow \infty} \rho(X)$  – значення питомого опору за одновісної пружної деформації  $X$ , яка забезпечує повне переселення носіїв струму в мінімуми енергії, розташовані в напрямку осі деформації ( $\langle 111 \rangle$  чи  $\langle 110 \rangle$ ).

Для постановки експерименту було використано дві серії зразків  $n$ -Ge (по чотири зразки в кожній) з концентраціями носіїв заряду  $1.5 \cdot 10^{13}$  і  $9.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  відповідно. Два зразки з кожної серії вирізалися у кристалографічному напрямку  $[111]$ , а інші два – в напрямку  $[110]$ . Зміни тензоопору кристалів  $n$ -Ge вимірювалися за температури 77.4 К. Результати проведених дослідів зведено в табл. 2.

Таблиця 2

Результати обробки дослідних даних по тензоопору, одержаних за  $T = 77.4$  К на зразках  $n$ -Ge різного рівня легування за умов  $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel [111]$  та  $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel [110]$

№ серії	$n_e, \text{ см}^{-3}$	$\rho_{\infty}^{[111]} / \rho_0$	$\rho_{\infty}^{[111]} / \rho_{\infty}^{[110]}$	$K = \mu_{\perp} / \mu_{\parallel}$ , знайдене за формулою (1)	$K = \mu_{\perp} / \mu_{\parallel}$ , знайдене за формулою (5)
1	$1.5 \cdot 10^{13}$	10.93	6.0	15.9	16.0
2	$9.5 \cdot 10^{13}$	10.26	5.66	14.98	15.0

Встановлено, що числові значення параметра анізотропії рухливості  $K$ , знайдені як шляхом використання співвідношення (1), так і при застосуванні формули (5), співпадають між собою. А це, в свою чергу, означає, що при деформуванні  $n$ -Ge в кристалографічних напрямках [111] та [110] ізоенергетичні еліпсоїди зазнають лише зміщень на шкалі енергій, залишаючись при цьому практично недеформованими (у вигляді еліпсоїдів обертання).

Окрім цього, як видно з проведених дослідів, тотожність значень параметра анізотропії рухливості  $K$  зберігається не тільки за різних шляхів отримання (тобто, з використанням різних формул), але це твердження залишається в силі і з переходом від однієї до іншої (більш високої) концентрації носіїв заряду (див. табл. 2).

На монокристалах  $n$ -Si зроблено експериментальне дослідження параметрів анізотропії термоЕРС захоплення  $M$  і параметра анізотропії рухливості  $K$  за  $T = 83$  К і  $1.9 \cdot 10^{13} \leq n_e \leq 2.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (характеристики зразків наведено в табл. 3.)

Таблиця 3

Характеристики досліджуваних зразків  $n$ -Si за температури  $T = 83$  К  
за умов  $\vec{X} \parallel \nabla T \parallel [001]$  та  $X \geq 0.6$  ГПа

№ зразка	$n_e, \text{см}^{-3}$	$\mu_{H_{TK}}, \text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$\rho_{300K}, \text{Ом}\cdot\text{см}$	$\alpha^e, \text{мкВ}/\text{К}$	$\alpha_{\parallel}^{\phi}, \text{мкВ}/\text{К}$	$\alpha_{\perp}^{\phi}, \text{мкВ}/\text{К}$
1	$1.9 \cdot 10^{13}$	19250	230	1227	30770	4650
2	$1.29 \cdot 10^{14}$	18700	27.7	1063	27440	4530
3	$6.55 \cdot 10^{14}$	14550	4.16	923	20180	3500
4	$2 \cdot 10^{15}$	9290	0.9	827	17670	3350
5	$6.21 \cdot 10^{15}$	6370	0.245	729	15530	3530
6	$2.60 \cdot 10^{16}$	1790	0.054	606	7640	2350

Виконуючи виміри тензоопору  $\rho_X = f(X)$  і тензотермоЕРС  $\alpha_X = \varphi(X)$  на кристалах  $n$ -Si в умовах  $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel [001]$  і  $\vec{X} \parallel \nabla T \parallel [001]$  (типовий вигляд цих даних представлено для одного із досліджуваних зразків кремнію на рис. 2), а також віднімаючи від  $\alpha_0$  і  $\alpha_{\infty}$  дифузійну складову  $\alpha^e$  (яка практично не залежить від  $X$ ), із виразу (4) для кожного зі зразків знаходимо параметр  $M$ .

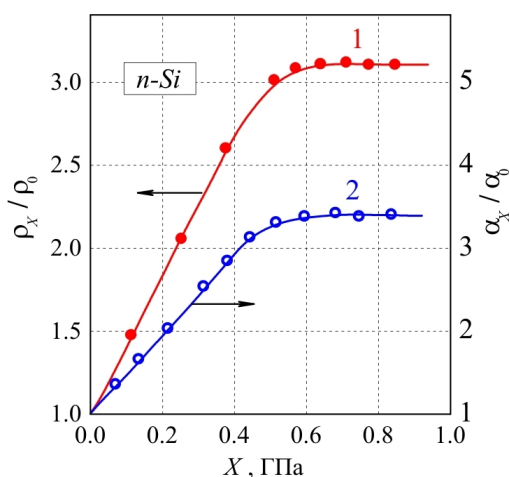


Рис. 2. Типовий вигляд залежностей тензоопору  $\rho_X / \rho_0$  (1) і тензотермоЕРС  $\alpha_X / \alpha_0$  (2) від механічного навантаження  $X$  для  $n$ -Si.

Значення параметра  $K$  одержимо із експериментальних даних по тензоопору та виразу (1) для  $n$ -Si.

Концентраційні залежності параметра анізотропії рухливості  $K = \mu_{\perp} / \mu_{\parallel}$  і параметра анізотропії термоЕРС захоплення електронів фононами  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi}$  для монокристалів  $n$ -Si за  $T = 83$  К наведено на рис. 3.

Зазначимо, що оскільки термоЕРС захоплення пропорційна довжині вільного пробігу довгохвильових фононів ( $l^{\phi}$ ) [20], то спостережуване в дослідах зниження  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi}$  (пов'язане з більш ефективним зменшенням  $\alpha_{\parallel}^{\phi}$ , ніж  $\alpha_{\perp}^{\phi}$  зі зростанням  $n_e \equiv N_d$ ) є наслідком "зарізання"  $l^{\phi}$  зростаючою ефективністю розсіювання фононів на домішкових атомах.

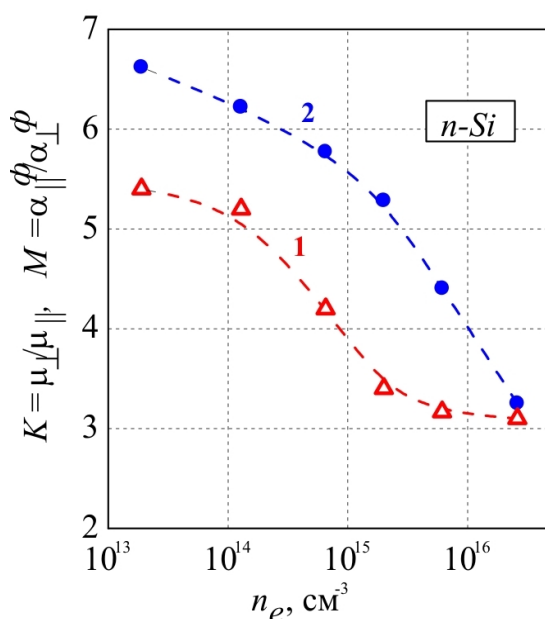


Рис. 3. Концентраційні залежності параметра анізотропії рухливості  $K = f(n_e)$  (1) і параметра анізотропії термоЕРС захоплення електронів фононами  $M = f(n_e)$  (2) в монокристалах  $n$ -Si при  $T = 83$  К.

Зниження параметра анізотропії рухливості  $K = \frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}} = \frac{K_m}{K_r} = \frac{m_{\parallel} \langle \tau_{\perp} \rangle}{m_{\perp} \langle \tau_{\parallel} \rangle}$  у багатодолинних

напівпровідниках зі зростанням внеску домішкового розсіювання пов'язано з підвищенням анізотропії розсіювання, оскільки домішкове розсіювання в таких напівпровідниках, як кремній і германій, досить анізотропне. Саме це і призводить до зниження значень тензоопору  $\rho_{X \rightarrow \infty}^{[001]}$  (у випадку  $n$ -Si (рис. 3)) та значень  $\rho_{X \rightarrow \infty}^{[111]}$  (у випадку  $n$ -Ge (рис. 1)) з підвищенням рівня легування кристалів кремнію і германію і до монотонного спаду (в обох випадках) параметра  $K$  зі зростанням концентрації носіїв заряду  $n_e$ . Слід зауважити, що умови розсіяння в кристалах визначаються кількома основними факторами: концентрацією розсіювачів, їх структурою та розміщенням у кристалічній ґратці.

Зіставлення даних для зразків  $n$ -Ge та  $n$ -Si, показаних на рис. 1 і рис. 3, вказує на значно вищі (за абсолютною величиною) значення  $M$  і  $K$ , якими характеризуються монокристали  $n$ -Ge

у порівнянні з відповідними значеннями для *n-Si*. Це пов'язано, в першу чергу, з більш високою анізотропією ефективної маси носіїв заряду в *n-Ge*, ніж в *n-Si* ( $\frac{m_{\parallel}}{m_{\perp}} = \frac{1.58}{0.082} \cong 19.3$  – в *n-Ge* і  $\frac{0.91}{0.191} \cong 4.75$  – в *n-Si*), що спричиняє появу істотно різних умов розсіювання в кристалах *n-Ge* та *n-Si*, а також із суттєвою відмінністю розміщення ізоенергетичних еліпсоїдів по відношенню до осей кристала у германії та кремнії.

## Висновки

1. Наведено формули (1), (4) і (5), зручні для обробки експериментальних даних, одержуваних при вимірюванні змін питомого опору і термоелектрорушійної сили в направлено пружно деформованих монокристалах *n-Ge* і *n-Si* відомої кристалографічної орієнтації.
2. У широкому інтервалі концентрацій носіїв заряду  $n_e$  ( $10^{12} \div 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) у монокристалах *n-Ge* і *n-Si* досліджено за температури  $T = 83 \text{ К}$  параметр анізотропії рухливості  $K = \mu_{\perp} / \mu_{\parallel}$  і параметр анізотропії термоЕРС захоплення електронів фононами  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi}$  на зразках відомої кристалографічної орієнтації. Одержано зміни досліджуваних параметрів  $K$  і  $M$  з підвищенням ступеня легування кристалів германію і кремнію домішкою донорного типу. Показано, що параметр  $M$  в *n-Ge* (на відміну від *n-Si*) є малочутливим до наявності домішок у кристалах, однак параметр  $K$  монотонно знижується як в *n-Ge*, так і в *n-Si* зі зростанням концентрації носіїв заряду  $n_e$ .
3. Встановлено, що монокристали *n-Ge* характеризуються значно вищими (за абсолютною величиною) значеннями параметрів анізотропії  $M$  і  $K$ , у порівнянні з відповідними значеннями для *n-Si*.

## Література

1. Баранский П. И. Теория термоэлектрических и термомагнитных явлений в анизотропных полупроводниках. – / П.И. Баранський, И.С. Буда, И.В. Даховский // Киев: Наук. думка, 1987. – 272 с.
2. Проблеми діагностики реальних напівпровідникових кристалів. – П.І. Баранський, О.Є. Беляєв, Г.П. Гайдар [і інш.] // Київ: Наук. думка, 2014. – 462 с.
3. Gaidar G. P., Baranski P. I. Thermoelectric properties of transmutation doped silicon crystals // Physica B: Condensed Matter. – 2014. – V. 441. – P. 80–88.
4. Баранський П. І. Деякі термоелектричні особливості звичайних і трансмутаційно легованих кристалів кремнію / П.І. Баранський, Г.П. Гайдар // Термоелектрика. – 2012. – № 1. – С. 5–12.
5. Баранський П. І. Неоднорідності напівпровідників і актуальні задачі міждефектної взаємодії в радіаційній фізиці і нанотехнології. / П.І. Баранський, А.В. Федосов, Г.П. Гайдар // Київ-Луцьк, Ред. видав. відділ ЛДТУ, 2007. – 316 с.
6. Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках. / П.И. Баранский, И.С. Буда, И.В. Даховский [и др.] // К.: Наук. думка, 1977. – 270 с.
7. Laff R. A., Fan H. Y. Magnetoresistance in *n*-Type Germanium at Low Temperatures // Phys. Rev. – 1958. – V. 112, No 2. – P. 317–321.



8. Herring C., Vogt E. Transport and Deformation-Potential Theory for Many Valley Semiconductors with Anisotropic Scattering // Phys. Rev. – 1956. – V. 101, No 3. – P. 944–961.
9. Даховский И. В. Анизотропное рассеяние электронов в германии и кремнии / И.В. Даховский ФТТ. – 1963. – Т. 5, № 8. – С. 2332–2338.
10. Баранский П. И. Температурная зависимость анизотропии термоЭДС увлечения в одноосно деформированном *n-Si* / П.И. Баранский, В.В. Савяк, Ю.В., Симоненко // ФТП. – 1984. – Т. 18, № 6. – С. 1059–1063.
11. Бабич В. М. Концентрационная зависимость параметра анизотропии  $K$  в *n*-германии / В.М. Бабич, П.И. Баранский // ФТП. – 1967. – Т. 1, № 7. – С. 1029–1032.
12. Баранский П. И. Концентрационная зависимость параметра анизотропии термоЭДС увлечения в *n-Si* / П.И. Баранский, С.Л. Королюк, П.Г. Остафийчук // ФТП. – 1984. – Т. 18, № 11. – С. 2053–2056.
13. Herring C., Geballe T. H., Kunzler J. E. Analysis of Phonon-Drag Thermomagnetic Effects in *n*-Type Germanium // Bell System Tech. J. – 1959. – V. 38, No 3. – P. 657–747.
14. Исследование анизотропии эффекта увлечения электронов фононами в *n-Ge* / П.И. Баранский, И.С. Буда, В.В. Колomoец [и др.] // ФТП. – 1974. – Т. 8, № 11. – С. 2159–2163.
15. Определение параметра анизотропии термо ЭДС увлечения в *n-Ge* / И.С. Буда, В.В. Колomoец, Б.А. Сусь [и др.] // УФЖ. – 1977. – Т. 22, № 8. – С. 1375–1378.
16. Самойлович А. Г. Влияние упругих деформаций на термо ЭДС в *n-Ge* в области эффекта увлечения / А.Г. Самойлович, И.С. Буда // ФТП. – 1969. – Т. 3, № 3. – С. 400–408.
17. Баранський П. І. Фізичні властивості кристалів кремнію та германію в полях ефективного зовнішнього впливу. / П.І. Баранський, А.В. Федосов, Г.П. Гайдар // Луцьк: Надстир'я, 2000. – 279 с.
18. Баранський П. І. Анізотропія термоЕРС захоплення електронів фононами в *n-Ge* / П.І. Баранський, Г.П. Гайдар // Термоелектрика. – 2012. – № 2. – С. 29–38.
19. Пьезосопротивление *n-Ge* в направлении [111] в условиях смешанного рассеяния / П.И. Баранский, И.С. Буда, И.В. Даховский [и др.] // ФТП. – 1974. – Т. 8, № 5. – С. 984–986.
20. Стильбанс Л. С. Физика полупроводников / Л.С. Стильбанс // – М.: Советское радио, 1967. – 452 с.

Надійшла до редакції 22.11.2014