

doi: <https://doi.org/10.15407/dopovidi2017.05.045>

УДК 621.315.592

Г.П. Гайдар¹, П.І. Баранський²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ

E-mail: gaydar@kinr.kiev.ua

Залежність параметра анізотропії термо-ЕРС захоплення від концентрації домішок у кристалах *n*-Ge та *n*-Si

Представлено членом-кореспондентом НАН України О.Є. Беляєвим

*При $T = 85$ К на кристалах *n*-Ge та *n*-Si досліджено концентраційні залежності параметра анізотропії термо-ЕРС захоплення електронів фононами у $M = \alpha_{\parallel}^{\Phi} / \alpha_{\perp}^{\Phi}$ у широкому інтервалі концентрацій ($1,9 \cdot 10^{12} \leq n_e \equiv N_T \leq 4,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Показано, що в *n*-Ge (на відміну від *n*-Si) параметр M є малочутливим до наявності домішок у кристалах аж до концентрацій $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$.*

Ключові слова: кремній, германій, концентрація домішок, параметр анізотропії термо-ЕРС.

Параметр анізотропії термо-ЕРС захоплення електронів фононами $M = \alpha_{\parallel}^{\Phi} / \alpha_{\perp}^{\Phi}$ (де $\alpha_{\parallel}^{\Phi}$, α_{\perp}^{Φ} — фононні складові термо-ЕРС захоплення вздовж і поперек довгої осі ізоенергетичного еліпсоїда відповідно) є одним із найбільш важливих параметрів теорії кінетики електронних процесів у багатодолинних напівпровідниках поряд із параметром анізотропії рухливості [1–3]. Різними авторами і навіть за допомогою різних методик було знайдено значення параметра M для *n*-Ge, але лише для умов переважно фононного розсіяння (див., наприклад, [4, 5]). Враховуючи відмінності в значеннях M , які наводяться в окремих роботах, можна вважати, що найбільш імовірне значення цього параметра відповідає величині $M = (9 \pm 1)$ для досить чистих кристалів *n*-Ge.

Температурна залежність параметра анізотропії рухливості в окремо взятому ізоенергетичному еліпсоїді $K = \mu_{\perp} / \mu_{\parallel} = K_m / K_{\tau} = f(T)$ (μ_{\parallel} , μ_{\perp} — рухливості носіїв заряду вздовж і поперек довгої осі ізоенергетичного еліпсоїда відповідно) для кристалів *n*-Ge, експериментально досліджена в роботі [6], була пояснена на основі уявлень, пов'язаних із анізотропним характером часу релаксації τ . У рамках припущення про анізотропний характер часу релаксації параметр анізотропії розсіяння $K_{\tau} = \langle \tau_{\parallel} \rangle / \langle \tau_{\perp} \rangle = K_m / K$ (а, отже, і параметр K) істотно визначається внеском домішкового розсіяння, що (при заданій температурі кристала) є еквівалентним залежності параметра K від концентрації домішки в його об'ємі. Тут

$K_m = m_{\parallel}/m_{\perp}$ – параметр анізотропії ефективної маси; m_{\parallel} і m_{\perp} – ефективні маси носіїв заряду вздовж і поперек довгої осі ізоенергетичного еліпсоїда відповідно; τ_{\parallel} і τ_{\perp} – компоненти тензора часу релаксації за відсутності магнітного поля в лінійному наближенні вздовж і поперек довгої осі ізоенергетичного еліпсоїда відповідно.

Приймаючи до уваги те, що в приладобудуванні використовуються n -Ge та n -Si, леговані домішками в широкому інтервалі концентрацій, при розрахунку різних ефектів у таких кристалах (особливо при розрахунку термоелектричних і термомагнітних явищ на основі теорії анізотропного розсіяння, узагальненої на випадок електрон-фононного захоплення і пружної деформації) необхідно також знати значення M в області змішаного розсіяння.

Метою даної роботи було дослідження параметра анізотропії термо-ЕРС захоплення M в n -Ge та n -Si при температурі $T = 85$ К у широкому інтервалі концентрацій ($1,9 \cdot 10^{12} \leq n_e \equiv N_T \leq 4,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), що включає як змішане, так і переважно фононне розсіяння.

Відомо декілька методів визначення параметра M в n -Ge та n -Si, однак, імовірно, найбільш надійним і точним з них є метод, який дозволяє розраховувати значення M на основі результатів вимірів тензоопору і тензотермо-ЕРС уздовж кристалографічного напрямку, що збігається з напрямком довгої осі ізоенергетичного еліпсоїда, а саме: вздовж напрямку [111] в n -Ge та вздовж [100] в n -Si (тобто, в n -Ge за умов $\vec{X} // \vec{J}, \nabla T // [111]$, а в n -Si – за умов $\vec{X} // \vec{J}, \nabla T // [100]$, де X – механічне напруження на кристалі; J – струм; ∇T – градієнт температури).

Відомо [1, 7], що в умовах переважно фононного розсіяння між компонентами тензора питомого опору $\hat{\rho}$ і тензора термо-ЕРС захоплення $\hat{\alpha}^{\Phi}$ в одновісно деформованих багато-долинних напівпровідниках існує зв'язок, який визначається співвідношенням

$$\frac{\alpha_{ik}^{\Phi}(X)}{\alpha_0^{\Phi}} = \frac{(M-K)(2K+1)}{(1-K)(2K+M)} \delta_{ik} + \frac{\rho_{ik}(X)}{\rho_0} \frac{3K(M-1)}{(K-1)(2K+M)}, \quad (1)$$

де $\alpha_{ik}^{\Phi}(X)/\alpha_0^{\Phi}$ і $\rho_{ik}(X)/\rho_0$ – компоненти фононної частини тензотермо-ЕРС і тензоопору, віднесені до відповідних значень тих же параметрів у недеформованому кристалі; δ_{ik} – дельта-функція.

Слід зазначити, що вираз (1) застосовний не лише в області фононного, але також і в області змішаного розсіяння, в якій для параметра K [8] залишається справедливою формула

$$K = \frac{3}{2} \frac{\rho_{\infty}^{[lpt]}}{\rho_0} - \frac{1}{2}. \quad (2)$$

Тоді, як це було зроблено для розсіяння на фононах, базуючись на (1), можна записати вираз, що пов'язує параметр M з експериментально вимірюваними величинами $\alpha_0, \alpha_{\infty}$ і ρ_0, ρ_{∞} :

$$M = \frac{2K}{(2K+1) \frac{\alpha_0 - \alpha^e}{\alpha_{\infty} - \alpha^e} - 1} = \frac{2K}{(2K+1) \frac{\alpha_0^{\Phi}}{\alpha_{\infty}^{\Phi}} - 1}, \quad (3)$$

де α_0 і α_{∞} – значення термо-ЕРС в недеформованих і в деформованих зразках відповідно; α_0^{Φ} і α_{∞}^{Φ} – фононні складові термо-ЕРС, виміряні в недеформованому і пружно деформо-

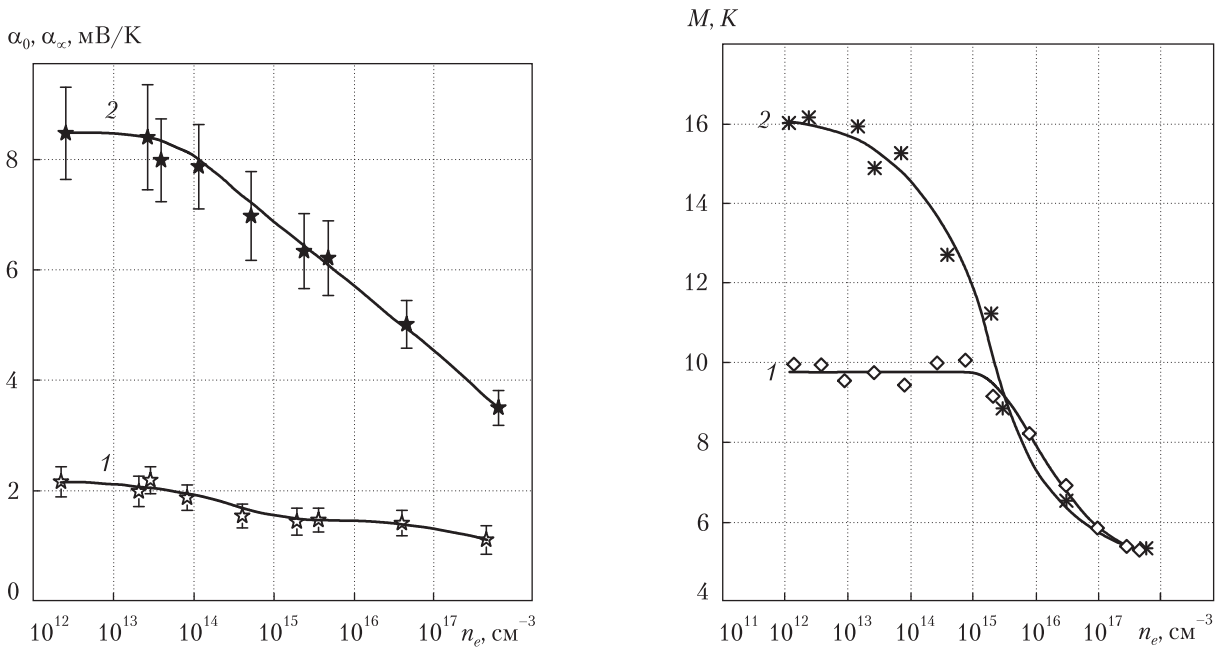


Рис. 1. Концентраційні залежності (при $T = 85$ К) термо-ЕРС кристалів n -Ge: 1 – недеформованого (“чотиридолинного”); 2 – деформованого (“однодолинного”) за умов $X = 0,8$ ГПа, $\vec{X} // \vec{J}, \nabla T // [111]$

Рис. 2. Залежності (при $T = 85$ К) параметрів анізотропії термоЕРС захоплення $M = \alpha_{\parallel}^{\Phi} / \alpha_{\perp}^{\Phi}$ (1) та анізотропії рухливості $K = \mu_{\perp} / \mu_{\parallel}$ (2) від концентрації домішок $n_e \equiv N_I$ у кристалах n -Ge за умов $\vec{X} // \vec{J}, \nabla T // [111]$

ваному кристалі; $\rho_0, \rho_{\infty}^{[lpt]}$ – питомий опір недеформованого $\rho(X = 0) \equiv \rho_0$ і одночасно пружно деформованого $\rho(X \rightarrow \infty) \equiv \rho_{\infty}$ [ρ_{∞} відповідає області насичення функції $\rho = \rho(X)$] кристала в кристалографічному напрямку $[lpt] \rightarrow \begin{cases} [111] & \text{для } n\text{-Ge} \\ [100] & \text{для } n\text{-Si} \end{cases}$; α^e – дифузійна (електронна) складова термо-ЕРС, величина якої розраховується за формулою Писаренка [9]. Однак необхідно приймати до уваги, що при збільшенні концентрації домішки змінюються умови розсіяння носіїв. У цьому випадку в формулу для обчислення α^e вводиться поправка на залежність ефективної довжини пробігу від концентрації іонізованих домішок при змішаному розсіянні. Тоді формула Писаренка матиме наступний вигляд:

$$\alpha^e = \frac{k}{e} \left[\Phi(\gamma) + \ln \frac{2(2\pi m^* kT)^{3/2}}{n_0 h^3} \right], \quad (4)$$

де Φ – деяка функція від $\gamma = \sqrt{\frac{6\rho_I}{\rho_L}}$; ρ_L і ρ_I – фононна і домішкова складові питомого опору при змішаному розсіянні, формули для їх розрахунку наведено в [8]; 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,

зокрема

$$\text{для } n\text{-Ge } N = \begin{cases} 4 & \text{при } X = 0, \\ 1 & \text{при } X \geq 0,6 \text{ ГПа і } T = 77 \text{ К,} \end{cases}$$

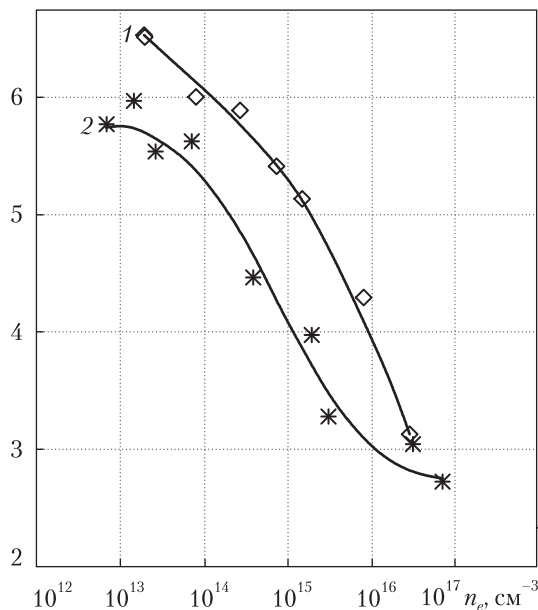
$$\text{для } n\text{-Si } N = \begin{cases} 6 & \text{при } X = 0, \\ 2 & \text{при } X \geq 0,6 \text{ ГПа і } T = 77 \text{ К,} \end{cases}$$

Виміри термо-ЕРС і тензотермо-ЕРС проводили при температурі 85 К на кристалах *n*-Ge та *n*-Si в інтервалі концентрацій $1,9 \cdot 10^{12} - 4,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а виміри холлівських параметрів (представлені у таблиці) і тензоопору – при $T = 77 \text{ К}$. Спочатку вимірювали питомий опір без тиску ρ_0 і термо-ЕРС α_0 , після чого зразки *n*-Ge та *n*-Si переводили в “одно-” та “дводолинний” стан відповідно і вимірювали значення ρ_∞ і α_∞ . Досліджувані зразки переводили в “одно-” та “дводолинний” стан накладанням на них механічного напруження $X = 0,8 \text{ ГПа}$: в умовах $\vec{X} // \vec{J}, \nabla T // [111]$ – у випадку *n*-Ge; в умовах $\vec{X} // \vec{J}, \nabla T // [100]$ у випадку *n*-Si.

Експериментально визначені α_0 і α_∞ , представлені на рис. 1, значення параметра K , одержані в результаті вимірів ρ_∞ і ρ_0 за формулою (2) (рис. 2 та 3, криві 2), і розрахована за виразом (4) величина дифузійної (електронної) складової термо-ЕРС дозволили обчислити параметр анізотропії термо-ЕРС захоплення $M = \alpha_{\parallel}^{\Phi} / \alpha_{\perp}^{\Phi} = f(n_e)$ для кристалів *n*-Ge (рис. 2, крива 1) та *n*-Si (рис. 3, крива 1) у припущенні, що $n_e \equiv N_T$.

Як впливає з рис. 2, значення M для *n*-Ge (крива 1) залишається сталим [на відміну від *n*-Si (див. рис. 3, крива 1)] у досить широкому концентраційному інтервалі ($1,9 \cdot 10^{12} \leq n_e \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$) і складає приблизно 9,8, що непогано узгоджується з відомими даними для цього параметра в області переважно фононного розсіяння.

M, K



Параметри досліджуваних зразків *n*-Ge

№	$n_0, \text{ см}^{-3}$	$\mu_{77\text{К}}, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$\alpha^e, \text{ мкВ/град}$
1	$1,9 \cdot 10^{12}$	34 800	1340
2	$1,8 \cdot 10^{13}$	33 400	1147
3	$2,8 \cdot 10^{13}$	33 300	1109
4	$7,5 \cdot 10^{13}$	32 000	1024
5	$3,8 \cdot 10^{14}$	27 700	910
6	$1,7 \cdot 10^{15}$	21 100	808
7	$3,5 \cdot 10^{15}$	20 000	760
8	$3,3 \cdot 10^{16}$	13 000	609
9	$4,6 \cdot 10^{17}$	4950	424

Рис. 3. Залежності (при $T = 85 \text{ К}$) параметрів анізотропії термо-ЕРС захоплення $M = \alpha_{\parallel}^{\Phi} / \alpha_{\perp}^{\Phi}$ (1) та анізотропії рухливості $K = \mu_{\perp} / \mu_{\parallel}$ (2) від концентрації домішок $n_e \equiv N_T$ у кристалах *n*-Si за умов $\vec{X} // \vec{J}, \nabla T // [111]$

Звертає на себе увагу різний характер впливу збільшення концентрації легуючої домішки на електронну і фононну підсистеми в n -Ge та n -Si. Якщо зміни параметра анізотропії рухливості $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$ в n -Ge і n -Si зі збільшенням концентрації якісно ідентичні (див. рис. 2 і 3, криві 2), то зміни параметра анізотропії термо-ЕРС захоплення M істотно відрізняються (див. рис. 2 і 3, криві 1).

Таким чином, експериментально встановлено, що в n -Si із підвищенням концентрації носіїв заряду n_e параметр анізотропії термо-ЕРС захоплення M змінюється монотонно, тоді як в n -Ge після значення концентрації $\sim 10^{15}$ см⁻³ спостерігається його різкий спад. Зменшення параметра M пов'язане з підвищенням ефективності розсіювання як електронів (що захоплюються фононами) на домішкових іонах, так і фононів на електронах провідності в полі іонізованої домішки. Відсутність зниження параметра M в n -Ge (в інтервалі концентрацій 10^{12} – 10^{15}) пов'язана, імовірно, з особливостями фононної підсистеми в цьому матеріалі.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Gaidar G.P., Baranskii P.I. Thermoelectric properties of transmutation doped silicon crystals. *Phys. B: Condensed Matter*. 2014. **441**. P. 80–88.
2. Баранський П.І., Беляєв О.Є., Гайдар Г.П., Кладько В.П., Кучук А.В. Проблеми діагностики реальних напівпровідникових кристалів. Київ: Наук. думка, 2014. 462 с.
3. Gaidar G., Baranskii P. Optimization of the thermoelectric figure of merit in the transmutation-doped and ordinary n -Si crystals. *Phys. Status Solidi A*. 2015. **212**, № 10. P. 2146–2153.
4. Herring C., Geballe T.H., Kunzler J.E. Analysis of Phonon-Drag Thermomagnetic Effects in n -Type Germanium. *Bell System Tech. J.* 1959. **38**, № 3. P. 657–747.
5. Баранский П.И., Буда И.С., Коломоец В.В., Самойлович А.Г., Сусь Б.А. Исследование анизотропии эффекта увлечения электронов фононами в n -Ge. *ФТП*. 1974. **8**, № 11. С. 2159–2163.
6. Laff R.A., Fan H.Y. Magnetoresistance in n -Type Germanium at Low Temperatures. *Phys. Rev.* 1958. **112**, № 2. P. 317–321.
7. Гайдар Г.П. Механізми формування анізотропії термоелектричних і термомагнітних явищ у багатодлинних напівпровідниках. *Фізика і хімія твердого тіла*. 2013. **14**, № 1. С. 7–20.
8. Баранский П.И., Буда И.С., Даховский И.В., Коломоец В.В. Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках. Киев: Наук. думка, 1977. 270 с.
9. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. Москва: Наука, 1977. 672 с.

Надійшло до редакції 11.01.2017

REFERENCES

1. Gaidar, G. P. & Baranskii, P. I. (2014). Thermoelectric properties of transmutation doped silicon crystals. *Physica B: Condensed Matter*, 441, pp. 80-88.
2. Barans'kyi, P. I., Bieliaiev, O. Ye., Gaidar, G. P., Klad'ko, V. P. & Kuchuk, A. V. (2014). Problems of diagnosis actual semiconductor crystals. Kiev: Naukova Dumka (in Ukrainian).
3. Gaidar, G. & Baranskii, P. (2015). Optimization of the thermoelectric figure of merit in the transmutation-doped and ordinary n -Si crystals. *Phys. Status Solidi A*, 212, No. 10, pp. 2146-2153.
4. Herring, C., Geballe, T. H. & Kunzler, J. E. (1959). Analysis of Phonon-Drag Thermomagnetic Effects in n -Type Germanium. *Bell System Tech. J.*, 38, No. 3, pp. 657-747.
5. Baranskiy, P. I., Buda, I. S., Kolomoets, V. V., Samoylovich, A. G. & Sus', B. A. (1974). Study of the anisotropy of the entrainment of electrons by phonons in n -Ge. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov*, 8, No. 11, pp. 2159-2163 (in Russian).
6. Laff, R. A. & Fan, H. Y. (1958). Magnetoresistance in n -Type Germanium at Low Temperatures. *Phys. Rev.*, 112, No. 2, pp. 317-321.

7. Gaidar, G. P. (2013). Mechanisms of the Anisotropy Formation of Thermoelectric and Thermomagnetic Phenomena in the Multi-valley Semiconductors. *Fizyka i khimiiia tverdogo tila*, 14, No. 1, pp. 7-20 (in Ukrainian).
8. Baranskiy, P. I., Buda, I. S., Dakhovskiy, I. V. & Kolomoets, V. V. (1977). Electrical and galvanomagnetic phenomena in anisotropic semiconductors. Kiev: Naukova Dumka (in Russian).
9. Bonch-Bruevich, V. L. & Kalashnikov, S. G. (1977). Physics of semiconductors. Moskva: Nauka (in Russian).

Received 11.01.2017

Г.П. Гайдар¹, П.И. Баранский²

¹ Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

² Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарева НАН Украины, Киев

E-mail: gaydar@kinr.kiev.ua

ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРА АНИЗОТРОПИИ ТЕРМОЭДС УВЛЕЧЕНИЯ ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИМЕСЕЙ В КРИСТАЛЛАХ *n*-Ge И *n*-Si

При $T = 85$ К на кристаллах *n*-Ge и *n*-Si исследованы концентрационные зависимости параметра анизотропии термо-ЭДС увлечения электронов фононами $M = \alpha_{\parallel}^{\Phi} / \alpha_{\perp}^{\Phi}$ в широком интервале концентраций ($1,9 \cdot 10^{12} \leq n_e \equiv N_I \leq 4,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Показано, что в *n*-Ge (в отличие от *n*-Si) параметр M является малочувствительным к наличию примесей в кристаллах вплоть до концентраций $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Ключевые слова: кремний, германий, концентрация примесей, параметр анизотропии термо-ЭДС.

G.P. Gaidar¹, P.I. Baranskiy¹

¹ Institute for Nuclear Research of NAS of Ukraine, Kiev

² V.Ye. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics of NAS of Ukraine, Kiev

E-mail: gaydar@kinr.kiev.ua

DEPENDENCE OF THE ANISOTROPY PARAMETER OF DRAG THERMAL E.M.F. ON THE CONCENTRATION OF IMPURITIES IN *n*-Ge AND *n*-Si CRYSTALS

At $T = 85$ K, the concentration dependences of the anisotropy parameter of electron-phonon drag thermal e.m.f. in a wide range of concentrations ($1.9 \cdot 10^{12} \leq n_e \equiv N_I \leq 4.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) are investigated on *n*-Ge and *n*-Si crystals. It is shown that the parameter M is insensitive in *n*-Ge (unlike *n*-Si) to the presence of impurities in the crystals up to concentrations $\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Keywords: silicon, germanium, impurity concentration, anisotropy parameter of thermal e.m.f.