

**АНИЗОТРОПІЯ ТЕРМОЕРС  
ЗАХОПЛЕННЯ ЕЛЕКТРОНІВ  
ФОНОНАМИ В *n-Ge***



Баранський П.І.

Баранський П.І.<sup>1</sup>, Гайдар Г.П.<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>Інститут фізики напівпровідників  
ім. В.С. Лашкарьова НАН України,  
просп. Науки, 45, Київ, 03028, Україна;

<sup>2</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України,  
просп. Науки, 47, Київ, 03680, Україна)



Гайдар Г.П.

- У праці досліджено концентраційну залежність фононної складової термоЕРС захоплення електронів фононами в *n-Ge* за  $T = 83$  К. В інтервалі  $9.8 \cdot 10^{11} \leq n_e \leq 1.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  вивчено концентраційні залежності параметра анізотропії рухливості  $K = K_m/K_t = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel} = f(n_e)$  та параметра анізотропії термоЕРС захоплення електронів фононами  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi}/\alpha_{\perp}^{\phi} = f(n_e)$ , а також встановлено зв'язок, що існує між  $M$ ,  $K$  і фононними складовими термоЕРС зразків у недеформованому і пружно деформованому станах. На кристалах *n-Ge* у діапазоні  $1.51 \cdot 10^{15} \leq n_e \leq 4.86 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  одержано (за кімнатної температури) концентраційну залежність диференційної термоЕРС  $\alpha$ , а також досліджено температурну залежність  $\alpha$  в інтервалі від  $[190 \leq T \leq 370]$  К.

## Вступ

Як показали дослідження, вивчення напівпровідників в екстремальних умовах (у сильних квантуючих магнітних і електричних полях, за дуже низьких температур, за високих тисків) дає можливість одержувати важливу інформацію щодо їх властивостей і характеристик.

Особливий інтерес являють собою дослідження в умовах сильної одновісної деформації, оскільки такі експерименти дають можливість відносно просто і в широкому діапазоні змінювати найважливіші характеристики напівпровідникових кристалів. Наприклад, багатодолинні *n-Si* та *n-Ge* шляхом одновісного стиску можуть бути переведені в одно- і дводолинний стан, що забезпечить реальну можливість для вимірювання таких характеристик як потенціали деформації, параметри анізотропії тощо.

Однак слід зазначити, що під час дослідження напівпровідників в умовах сильної деформації широке розповсюдження одержали, головним чином, гальваноманітні виміри, тоді як експериментальні роботи, присвячені вивченню термоелектричних і термомагнітних явищ за таких умов з'являються досить рідко. Такі дослідження, особливо за низьких температур в області ефекту захоплення електронів фононами можуть дати відомості не тільки щодо структури енергетичного спектра носіїв і характеру їх розсіяння, але також і щодо механізму фонон-фононної взаємодії і, крім того, дають можливість визначати низку важливих характеристик і параметрів кристалів (ефективні маси носіїв заряду, концентрацію домішки, параметр анізотропії термоЕРС захоплення, часи релаксації фонон-фононної взаємодії та ін.).

## Деякі відомості з теорії анізотропного розсіяння

Фізичні явища, обумовлені рухом носіїв заряду в напівпровідниках, у яких діють внутрішні і зовнішні електричні, магнітні чи теплові поля, називаються кінетичними явищами, і для їх опису використовується рівняння Больцмана. У стаціонарному випадку рівняння має вигляд

$$\left(\frac{\partial n_{\vec{k}}}{\partial t}\right)_{\text{пол.}} + \left(\frac{\partial n_{\vec{k}}}{\partial t}\right)_{\text{см.}} = 0,$$

де  $n_{\vec{k}}$  – функція розподілу електронів. Перший, польовий, член рівняння враховує зміну функції розподілу електронів під впливом зовнішніх полів. Другий член враховує зміну функції розподілу в результаті зіткнення електронів з електронами, фононами, іонізованими домішками тощо. Цей член для випадку невідродженої статистики Максвелла можна подати в такому вигляді:

$$\left(\frac{\partial n_{\vec{k}}}{\partial t}\right)_{\text{см.}} = \sum_{\vec{k}'} \left[ W_{\vec{k}\vec{k}'} n_{\vec{k}'} - W_{\vec{k}'\vec{k}} n_{\vec{k}} \right],$$

де  $W_{\vec{k}\vec{k}'}$  – імовірність переходу за розсіяння електронів в  $\vec{k}$ -просторі за одиницю часу.

Розсіяння електронів у результаті зіткнень може бути ізотропним і анізотропним. Ізотропним називається таке розсіяння, коли ймовірність переходу  $W_{\vec{k}\vec{k}'}$  залежить тільки від кута розсіяння (тобто, від кута між векторами  $\vec{k}$  і  $\vec{k}'$ ). Якщо ж імовірність переходу залежить не тільки від кута розсіяння, але ще й від напрямку векторів  $\vec{k}$  і  $\vec{k}'$ , то таке розсіяння називається анізотропним.

Анізотропне розсіяння виникає, наприклад, у випадку анізотропного енергетичного спектру електронів. Так, з розсіянням електронів з анізотропним енергетичним спектром (в *n-Ge*) на домішкових центрах розсіяння сильно анізотропне, хоча силове поле, обумовлене центрами розсіяння, має практично сферичну симетрію.

Іншою причиною анізотропного розсіяння може бути анізотропія поля домішкового центра, що спостерігається в одновісних кристалах, де є анізотропія діелектричної сталої.

За розсіяння на фононах причиною анізотропії розсіяння є анізотропія спектра фононів.

Наявність анізотропії розсіяння, обумовленої анізотропією ефективних мас і часів релаксації, є однією з основних умов існування в багатодолинних напівпровідниках ефектів, які відсутні в ізотропних напівпровідниках. Наприклад, ефект Грабнера [1] має суто анізотропний характер, величина якого визначається параметром анізотропії  $K$ .

У напівпровідниках, які знаходяться в тепловому полі, виникають термоелектричні, а за наявності магнітного поля  $\vec{H}$  – термомагнітні явища. За наявності градієнта температури  $\nabla T$  у зразку відбувається перерозподіл електронів за енергіями, у результаті чого між кінцями зразка виникає електричне поле, яке визначає дифузійні термоелектричні й термомагнітні ефекти.

За низьких температур термоелектричні й термомагнітні явища мають складніший характер. У цьому випадку функція розподілу фононів відрізняється від рівноважної. Наявність градієнта температури призводить до анізотропії розподілу фононного газу, внаслідок чого виникає анізотропія розсіяння електронів на акустичних коливаннях ґратки. Фонони отримують частіше імпульс у бік холодного кінця, ніж у протилежний. Довгохвильові фонони із загального потоку, який визначається наявністю  $\nabla T$ , взаємодіють з носіями заряду і передають їм імпульс переважно в напрямку руху фононів. Відбувається збільшення електричного поля (і струму, якщо коло замкнене). Явища переносу, обумовлені відхиленням розподілу фононів від рівноважного, одержали назву ефектів захоплення. За низьких температур поле ефекту захоплення може бути порівнянним із дифузійним термоелектричним полем, а в деяких випадках може навіть перевищувати останнє. Вперше на існування ефекту захоплення вказав Л.Е. Гуревич [2].

Величина ефекту захоплення прямо пропорційна часу релаксації фононів і залежить від часу релаксації взаємодії електронів з фононами. Внаслідок виконання законів збереження носії взаємодіють з довгохвильовими акустичними коливаннями. Тому захоплення електронів інтенсивніше має проявлятися за низьких температур, оскільки тоді збуджені більшою мірою і довгохвильові коливання атомів. Крім того, ангармонічні сили взаємодії атомів за довгохвильових коливань проявляються менш інтенсивно і розподіл фононів повільніше повертається до рівноважного. З підвищенням температури інтерференція коливань ґратки зростає внаслідок ангармонічності сил зв'язку і відхилення розподілу фононів від рівноважного зменшується, що призводить до зменшення ефекту захоплення.

За досить низьких температур довжина вільного пробігу фононів  $l_\phi$  може бути порівняною з розмірами зразка (для *n*-Ge  $l_\phi \sim 0.1$  см за  $n_e \approx 10^{16}$  см<sup>-3</sup> і  $T \sim 20$  К [3]), що призводитиме до інтенсивного розсіяння фононів на його границях і до зменшення ефекту захоплення. Як випливає з [4], у слабо легованих напівпровідниках в області дуже низьких температур ( $\sim 20$  К) процес розсіяння фононів на границях зразка відіграє вирішальну роль, тоді як у випадку сильно легованих напівпровідників розсіянням фононів на границях кристала можна знехтувати.

Автори [5] вважають, що роль граничних умов під час дослідження термомагнітних ефектів може бути визначальною (і не тільки у розрахунку розмірних ефектів). Ці висновки базуються на тому, що наявність поверхні зразка обумовлює нерівність температур електронної і фононної підсистем, що має призводити до нелінійності градієнта і виникнення вихрових струмів, що в свою чергу призводить до появи непарних по  $\vec{H}$  доданок до термомагнітного поля.

Ефект захоплення повинен істотно залежати від концентрації домішок. З одного боку, з підвищенням концентрації зростає число носіїв заряду, що має призводити до збільшення ефекту захоплення, а з іншого боку, фонони будуть більш інтенсивно розсіюватися на носіях заряду та іонізованих домішках, що має призводити до зменшення захоплення електронів фононами.

Термоелектричні й термомагнітні ефекти, обумовлені захопленням електронів фононами, виявляються сильно анізотропними. Наприклад, анізотропія термоЕРС, обумовлена захопленням електронів, які належать до одного мінімуму енергії, визначається параметром анізотропії термоЕРС захоплення  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi} \neq 1$  (де  $\alpha_{\parallel}^{\phi}$ ,  $\alpha_{\perp}^{\phi}$  – компоненти тензора термоЕРС захоплення), тоді як дифузійна частина термоЕРС ізотропна.

Наявність анізотропії розсіяння ( $K \neq 1$ ) і анізотропії термоЕРС захоплення ( $M \neq 1$ ) є причиною існування термомагнітних ефектів, теоретичне і експериментальне вивчення яких дає можливість отримувати цінну інформацію щодо механізмів електрон-фононної взаємодії та інших важливих особливостей кінетичних ефектів в області захоплення електронів фононами.

Варто відмітити таку обставину. Гальваномагнітні явища описуються тензором питомого опору  $\rho_{ik}$ , який встановлює зв'язок між двома векторами в кристалі – вектором напруженості електричного поля і вектором густини струму  $E_i = \rho_{ik} j_k$ . Для компонент тензора питомого опору справедливим є співвідношення Онзагера  $\rho_{ik}(\vec{H}) = \rho_{ki}(-\vec{H})$ . Для компонент термоелектричного тензора таке співвідношення не виконується, тобто  $\alpha_{ik}(\vec{H}) \neq \alpha_{ki}(-\vec{H})$ , хоча співвідношення Онзагера  $\alpha_{ik}(\vec{H}) = \Pi_{ki}(\vec{H}) / T$  (де  $\Pi_{ki}$  – компоненти тензора Пельтьє) наявне. Наявність ефекту інверсії магнітного поля для компонент тензора  $\hat{\alpha}$  призводить до додаткових особливостей термомагнітних явищ в анізотропних середовищах, що детально обговорюється у працях [1].

## Тензотермомагнітні ефекти

Дослідженню термоелектричних і термомагнітних явищ в анізотропних напівпровідниках за умов деформації присвячена досить обмежена кількість праць, особливо експериментальних, що пов'язано зі складністю постановки відповідних дослідів.

У праці [6] вивчається вплив деформації на термоелектричні властивості багатодолинних напівпровідників. З урахуванням ефекту перерозподілу носіїв між долинами і з нехтуванням міждолинним розсіянням, яке, згідно з [7], невелике за низьких температур, оскільки відсутні фонони з моментами, необхідними для забезпечення виконання закону збереження моменту в міждолинному розсіянні, автором [6] шляхом об'єднання тензорів електропровідності й термоЕРС одержано вираз, справедливий для будь-якої деформації, яка дає лише відносні зсуви енергетичних мінімумів долин.

У праці [8] теоретично й експериментально досліджено зміни коефіцієнта термоЕРС за не дуже великої одновісної деформації в *n-Ge* в області ефекту захоплення, які пов'язуються зі змінами питомого опору. Показано, що зміни  $\Delta\alpha/\alpha$  і  $\Delta\rho/\rho$  дають можливість обчислення анізотропії фононної частини тензора Пельтьє для електронів однієї долини.

Вивченню впливу пружних деформацій на термоЕРС і термомагнітні явища в *n-Ge* в області ефекту захоплення присвячені також теоретичні праці [9, 10], виконані на основі узагальненої теорії анізотропного розсіяння з припущенням, що міждолинне розсіяння відсутнє, а деформація впливає тільки на ступінь заселеності носіями різних мінімумів енергії. Часи релаксації електрон-фононного і фонон-фононного розсіяння, а також фононний спектр в *n-Ge* приймаються такими ж, як і в недеформованому кристалі. Розрахунки зроблені для суто фононного розсіяння, однак теорія справедлива і за наявності домішкового розсіяння. Авторами [9, 10] одержано формули для розрахунку дифузійної і фононної частин термоЕРС за наявності деформації.

У працях [9, 11] на основі узагальненої теорії анізотропного розсіяння обчислено тензор термоЕРС за наявності пружної деформації у довільному некантуєчому магнітному полі і показано, що в граничних випадках слабого і сильного поля фононну складову компонент тензора термоЕРС можна характеризувати параметром анізотропії  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi}/\alpha_{\perp}^{\phi}$ . Однак у довільних магнітних полях цього робити не можна.

Низьку працю [12 – 14] присвячено дослідженню п'єзотермоЕРС в *Ge* і *Si* в області змішаної провідності. З деформацією *Ge* в напрямку [111] за кімнатної температури відбувається перерозподіл носіїв струму між долинами [7], що призводить до зміни термоЕРС і її суттєвої анізотропії.

## ТермоЕРС за деформації кристалів *n-Ge* в напрямку [111]

Як уже згадувалося, є досить обмежене число праць з вивчення п'єзотермоЕРС в *n-Ge* [8 – 11, 15], а також експериментальних праць з дослідження термоЕРС в умовах одновісної деформації, яка переводить напівпровідник (наприклад, *n-Ge*) із 4-х долинного в однодолинний стан.

У праці [16] зроблено експериментальні дослідження п'єзотермоЕРС і магнітоп'єзотермоЕРС і одержані результати зіставлено з розрахунками, виконаними на основі теорії анізотропного розсіяння, узагальненої на випадок захоплення електронів фононами.

Відповідно до [17], у випадку чистих атомних напівпровідників, коли концентрація домішки мала, можна знехтувати захопленням фононів електронами і вважати, що функції розподілу електронів і фононів не залежать одна від одної. Електричні поля, обумовлені

дифузією і захопленням електронів, у цьому випадку додаються [18], і термоЕРС  $\alpha$  можна показати у вигляді суми дифузійної (електронної) та фононної складових:

$$\alpha = \alpha^e + \alpha^{\phi}. \quad (1)$$

Слід зауважити, що кількісні оцінки, зроблені для *Ge* і *Si* у працях [4] і [19], показують, що взаємним захопленням електронів і фононів можна нехтувати аж до концентрацій  $n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Тензор термоЕРС  $\hat{\alpha}$  за деформації, коли вісь еліпсоїда збігається з напрямком деформації ( $X // [111]$ ,  $X$  – механічне навантаження на зразок), має вигляд

$$\hat{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{33} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Відповідно тут

$$\alpha_{11} = \alpha_{11}^e + \alpha_{11}^{\phi}, \quad (3)$$

$$\alpha_{33} = \alpha_{33}^e + \alpha_{33}^{\phi}, \quad (4)$$

де

$$\alpha_{11}^e = \frac{k}{e} (2 - \xi^*) + \frac{k}{e} \frac{K \ln \frac{N_0}{N_1} + \frac{5K+4}{3} \gamma \ln \frac{N_0}{N_2}}{K + \gamma \frac{5K+4}{3}}, \quad (5)$$

$$\alpha_{11}^{\phi} = \alpha_{\perp}^{\phi} \frac{K + \gamma \frac{5K+M}{3}}{K + \gamma \frac{5K+4}{3}}, \quad (6)$$

$$\alpha_{33}^e = \frac{k}{e} (2 - \xi^*) + \frac{k}{e} \frac{\ln \frac{N_0}{N_1} + \gamma \frac{8K+1}{3} \ln \frac{N_0}{N_2}}{1 + \gamma \frac{8K+1}{3}}, \quad (7)$$

$$\alpha_{33}^{\phi} = \alpha_{\perp}^{\phi} \frac{M + \gamma \frac{8K+M}{3}}{1 + \gamma \frac{8K+1}{3}}. \quad (8)$$

Для довільного механічного навантаження  $X$  (кгс/см<sup>2</sup>,  $X < 0$ ) у наведених виразах

$$\gamma = \frac{N_2}{N_1} = \exp \left( \frac{4}{9} \frac{\Xi_u}{kT} S_{44} X \right) = \exp \left( 0.122 \frac{X}{T} \right), \quad (9)$$

де  $N_1$  – концентрація електронів в еліпсоїді, розміщеному на осі деформації;  $N_2$  – концентрація електронів у кожному з трьох мінімумів, що залишилися ( $X < 0$  відповідає стиску кристала,  $X > 0$  – розтягу);

$$\frac{N_0}{N_1} = \frac{1}{4} \left( 1 + 3 \exp \left( 0.122 \frac{X}{T} \right) \right);$$

$$\frac{N_0}{N_2} = \frac{1}{4} \left( 3 + \exp \left( -0.122 \frac{X}{T} \right) \right);$$

$N_0$  – концентрація електронів в кожному з еліпсоїдів за відсутності деформації;  $\Xi_u$  – константа деформаційного потенціалу зсуву;  $S_{44}$  – коефіцієнт податливості (для *n-Ge*  $S_{44} = 1.46 \cdot 10^{-11} \text{ Па}^{-1}$ );

$K = \frac{K_m}{K_\tau} = \frac{\mu_\perp}{\mu_\parallel} = \frac{m_\parallel \langle \tau_\perp \rangle}{m_\perp \langle \tau_\parallel \rangle}$  – параметр анізотропії рухливості в окремо взятому ізоенергетичному

еліпсоїді;  $K_m = m_\parallel/m_\perp$  – параметр анізотропії ефективної маси;  $m_\parallel$  і  $m_\perp$  – циклотронні ефективні маси для окремо взятого ізоенергетичного еліпсоїда вздовж великої осі і перпендикулярно до неї відповідно;  $K_\tau = \langle \tau_\parallel \rangle / \langle \tau_\perp \rangle$  – параметр анізотропії розсіяння;  $\tau_\parallel$  і  $\tau_\perp$  – компоненти тензора часу релаксації за відсутності магнітного поля в лінійному наближенні;  $\mu_\parallel$ ,  $\mu_\perp$  – рухливості носіїв заряду вздовж і поперек довгої осі ізоенергетичного еліпсоїда відповідно;  $k/e = 86$  мкВ/К;  $\xi^* = \xi / kT$  – приведений хімічний потенціал;  $\xi$  – хімічний потенціал;  $\alpha_\perp^\phi$  – компонента термоЕРС захоплення електронів одного ("*n*"-го) мінімуму енергії за відсутності деформації.

### Експериментальне визначення зв'язку *M* з *K*

Для випадку довільного навантаження ( $X // \Delta T // [111]$ ) вимірюване значення  $\alpha = \alpha_{33}$ , яке, відповідно до (4), складається з дифузійної і фононної складових. Розв'язавши сумісно рівняння (4) і (7) та опустивши індекси (33), одержимо:

$$\alpha - \alpha^e = \alpha_\perp^\phi \frac{M + \gamma \frac{8K + M}{3}}{1 + \gamma \frac{8K + 1}{3}}. \quad (10)$$

За  $X = 0$  (відсутність деформації)  $\gamma = 1$  і  $\alpha = \alpha_0$ . За  $X \rightarrow \infty$  (що відповідає переселенню електронів із чотирьох мінімумів в один)  $\gamma = 0$  і  $\alpha = \alpha_\infty$ . Відповідно для цих випадків рівняння (10) можна записати як систему рівнянь [17]:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_0^\phi = \alpha_0 - \alpha^e &= \alpha_\perp^\phi \frac{2K + M}{2K + 1} \\ \alpha_\infty^\phi = \alpha_\infty - \alpha^e &= \alpha_\perp^\phi \cdot M \equiv \alpha_\parallel^\phi \end{aligned} \right\}, \quad (11)$$

де  $\alpha_\parallel^\phi$ ,  $\alpha_\perp^\phi$  – фононні складові термоЕРС захоплення вздовж і поперек довгої осі ізоенергетичного еліпсоїда відповідно;  $\alpha_0$  і  $\alpha_\infty$  – значення термоЕРС в недеформованих і в деформованих зразках відповідно;  $M = \alpha_\parallel^\phi / \alpha_\perp^\phi$  – параметр анізотропії термоЕРС захоплення електронів фононами, який визначається відповідними компонентами тензора термоЕРС для електронів, що належать одному мінімуму енергії.

Розв'язок системи рівнянь (11) з використанням розрахованих даних  $\alpha^e$  і експериментальних значень  $\alpha_0$  і  $\alpha_\infty$  дає можливість визначити параметри  $M$  і  $\alpha_\perp^\phi$ . Можна показати [20], що параметр анізотропії термоЕРС захоплення  $M$  виражається через параметр анізотропії рухливості  $K$  і фононні складові термоЕРС, виміряні в недеформованому ( $\alpha_0^\phi$ ) і пружно деформованому кристалі ( $\alpha_\infty^\phi$ ) у вигляді

$$M = \frac{2K}{(2K + 1) \frac{\alpha_0 - \alpha^e}{\alpha_\infty - \alpha^e}} = \frac{2K}{(2K + 1) \frac{\alpha_0^\phi}{\alpha_\infty^\phi} - 1}, \quad (12)$$

де  $\alpha^e = \frac{k}{e} \left[ 2 + \ln \frac{2(2\pi m^* kT)^{3/2}}{n_0 h^3} \right]$  – електронна (дифузійна) складова термоЕРС, (формула

Писаренка) [21];  $n_0$  – концентрація носіїв заряду;  $e$  – заряд електрона;  $k$  – стала Больцмана;  $T$  – температура;  $h$  – стала Планка;  $m^* = N^{2/3} \sqrt[3]{m_\parallel m_\perp^2}$  – ефективна маса густини станів;

$N$  – число ізоенергетичних еліпсоїдів.

Величини, що визначають чисельник і знаменник формули (12) в *n-Ge* і *n-Si*, як відомо [22 – 25], концентраційно-залежні. Метою пропонованої праці було встановлення інформації щодо характеру залежності  $M$  від концентрації носіїв заряду  $n_e \equiv N_i$  (якщо, звичайно, така залежність є) шляхом проведення відповідних експериментів та аналізу одержаних результатів.

У табл. 1 наведено результати обробки дослідних і розрахункових даних для визначення параметра анізотропії термоЕРС захоплення  $M$ .

Таблиця 1

Виміри величин здійснені на зразках *n-Ge* за температури  $T = 83$  К за умови  
 $X // \nabla T // [111]$  та  $X \leq 6000$  кгс/см<sup>2</sup>.

№ п/п	$n_e, \text{см}^{-3}$	$\alpha_0^\phi,$ мкВ/К	$\alpha_\infty^\phi,$ мкВ/К	$\frac{\alpha_0^\phi}{\alpha_\infty^\phi}$	$\alpha^e,$ мкВ/К	$K = \frac{K_m}{K_\tau}$	$M = \frac{\alpha_\parallel^\phi}{\alpha_\perp^\phi}$
1	$9.8 \cdot 10^{11}$	1005	9205	0.109	1395	16.2	12.27
2	$1.6 \cdot 10^{13}$	921	7921	0.116	1159	16.0	11.3
3	$1.6 \cdot 10^{13}$	821	7348	0.112	1152	16.0	11.9
4	$6.9 \cdot 10^{13}$	842	7282	0.115	978	15.4	11.57
5	$1.7 \cdot 10^{15}$	723	5668	0.127	757	11.4	11.3

Результати обробки одержаних даних з використанням формули (12) і тих даних, які визначають праву частину цього виразу, дали можливість для концентраційного інтервалу  $9.8 \cdot 10^{11} \leq n_e \equiv N_i \leq 1.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  показати, що за  $T \approx 83$  К параметр анізотропії термоЕРС захоплення  $M = \alpha_\parallel^\phi / \alpha_\perp^\phi$ , виміряний за п'єзотермоЕРС (тобто, за умови відсутності магнітного поля), практично не залежить від концентрації, як видно з табл. 1. Хоча всі складові правої частини формули (12) (а саме:  $K$ ,  $\alpha_0^\phi$ ,  $\alpha_\infty^\phi$  і навіть  $\alpha^e$ , що безпосередньо в (12) і не входить, але було використане в системі рівнянь (11) із знаходженням фононних складових  $\alpha_0^\phi$  і  $\alpha_\infty^\phi$ ) суттєво залежать від  $n_e \equiv N_i$ . Так, анізотропія рухливості  $K = K_m / K_\tau = \mu_\perp / \mu_\parallel$  з підвищенням концентрації від  $9.8 \cdot 10^{11}$  до  $1.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  постійно знижується (приблизно в 1.42 раза). А параметр захоплення електронів фононами  $M$  у межах точності здійснених вимірів практично залишається незмінним і рівним  $M = \alpha_\parallel^\phi / \alpha_\perp^\phi \approx 11.7 \pm 0.3$  за температури  $T = 83$  К, за якої здійснювалися виміри. 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  $n_e \equiv N_i$  (у всякому випадку, в досліджених межах  $9.8 \cdot 10^{11} \div 1.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) і повністю визначається коливаннями величезної концентрації атомів у вузлах ( $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ) кристалічної ґратки.

Це зауваження, напевне, значною мірою стосується й інших явищ, які пов'язані з направленим рухом не тільки електронів (чи дірок), але також і домішкових атомів за наявності неоднорідностей теплового поля (чи направлених градієнтах температури  $\nabla T$ ) в кристалічній ґратці. Прояв обговорюваних явищ може бути особливо відчутним при розміщенні неоднорідно легованих напівпровідникових виробів (з *p-n*-переходами) у просторово неоднорідне теплове поле.

Уникнути, звичайно, неоднорідно легованих напівпровідникових кристалів у принципі неможливо, адже на основі використання *p-n*-переходів створюються напівпровідникові

прилади. А от про однорідність теплових полів, у яких мають працювати тривалий час такі прилади, не тільки бажано, але й необхідно проявляти відповідну турботу, особливо у відповідальних вузлах сучасних автоматизованих систем, які розраховані на довготривалу (до того ж у жорстких режимах) їх експлуатацію.

При виконанні цієї праці було використано наступні припущення.

- 1) У всьому досліджуваному інтервалі концентрацій співвідношення (4) не порушується.
- 2) Міжмінімумним розсіянням у випадку *n-Ge*, на відміну від *n-Si*, можна знехтувати. Це впливає з того, що в рамках теорії анізотропного розсіяння можуть бути описані кількісно (а не якісно) без врахування міжмінімумного розсіяння такі важливі характеристики і властивості *n-Ge*, як:
  - а) концентраційна залежність параметра анізотропії [26] у набагато ширшому діапазоні  $n_e$  ніж інтервал, використаний у цій праці;
  - б) п'єзоопір *n-Ge* за одновісної пружної деформації в напрямку [111] в умовах змішаного розсіяння [27];
  - в) концентраційні [28], кутові [29] та інші залежності магнітоопору й ефекту Холла не тільки в слабких магнітних полях, але також і за значень  $\mu H / c \approx 1$ .

Необхідно підкреслити, що такий успішний опис різних ефектів теорією, яка не враховує міжмінімумне розсіяння в *n-Ge*, зовсім не пов'язаний зі зниженою чутливістю досліджуваних ефектів до цього виду розсіяння, а є наслідком несуттєвості міжмінімумного розсіяння в подібних кристалах. На користь цього свідчить також порівняльне дослідження на кристалах *n-Si* [30].

### Дослідження концентраційної і температурної залежностей диференційної термоЕРС $\alpha$ у монокристалах *n-Ge*

У нашій праці експериментально було досліджено концентраційну залежність диференційної термоЕРС у кристалах *n-Ge* в інтервалі  $1.51 \cdot 10^{15} \leq n_e \leq 4.86 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  за кімнатної температури. Одержані результати (приведені на рис. 1) показують, що з підвищенням концентрації майже на три порядки диференційна термоЕРС знижується менше ніж удвічі. Це означає, що диференційна термоЕРС в кристалах *n-Ge* малочутлива по відношенню до концентрації. Таким чином, вибираючи будь-яку концентрацію із згаданого діапазону, можна отримати диференційну термоЕРС у межах  $\sim 940 \div 530 \text{ мкВ/К}$ .

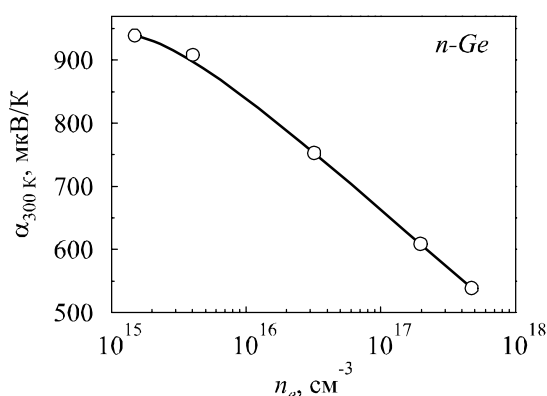


Рис. 1. Залежність диференційної термоЕРС  $\alpha$  у зразках *n-Ge* від концентрації носіїв заряду  $n_e$  за температури  $T \approx 300 \text{ K}$ .

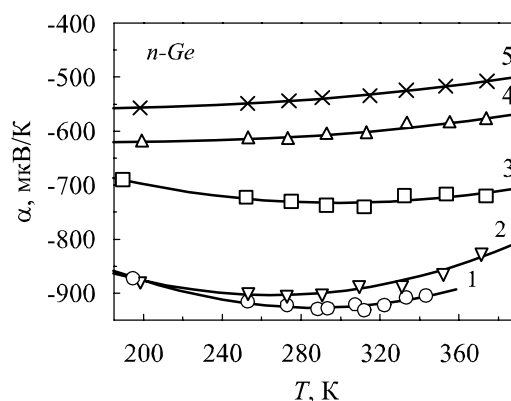


Рис. 2. Температурна залежність диференційної термоЕРС  $\alpha$  у зразках *n-Ge* за різних значень  $n_e$ :  
1 –  $1.51 \cdot 10^{15}$ ; 2 –  $6.2 \cdot 10^{15}$ ; 3 –  $3.18 \cdot 10^{16}$ ;  
4 –  $2.09 \cdot 10^{17}$ ; 5 –  $4.86 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .



На тих же зразках були досліджені зміни значень диференційної термоЕРС  $\alpha$  від температури в інтервалі  $[190 \leq T \leq 370]$  К. Ці зміни, як видно з рис. 2, виявилися незначними і навіть у зразках з мінімальною концентрацією домішок ( $n_e = 1.51 \cdot 10^{15}$  і  $6.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) вони не виходили за межі  $12 \div 15\%$ .

## Висновки

1. Використано систему двох рівнянь, яка дала можливість за результатами вимірів фононної складової термоЕРС, отриманої в досліді з кристалами *n-Ge* за звичайна умова ( $\alpha_0$ ) та за направлено тиску (що виводить фононну складову термоЕРС на насичення  $\alpha_\infty$ ), одержати експериментальні значення як анізотропії рухливості ( $K = \mu_\perp / \mu_\parallel$ ), так і параметра анізотропії термоЕРС захоплення електронів фононами ( $M = \alpha_\parallel^\phi / \alpha_\perp^\phi$ ).
2. На зразках *n-Ge* у діапазоні  $9.8 \cdot 10^{11} \leq n_e \leq 1.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  отримано концентраційну залежність параметра анізотропії рухливості  $K = K(n_e \equiv N_i)$ , а також знайдено величину параметра анізотропії термоЕРС захоплення електронів фононами  $M = \alpha_\parallel^\phi / \alpha_\perp^\phi = 11.7 \pm 0.3$ .
3. У цьому ж діапазоні концентрацій  $n_e$  знайдено концентраційні залежності фононної складової термоЕРС як за звичайних умов ( $\alpha_0^\phi$ ), так і в пружно деформованих зразках *n-Ge* ( $\alpha_\infty^\phi$ ).
4. На кристалах *n-Ge* в інтервалі  $1.51 \cdot 10^{15} \leq n_e \leq 4.86 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  за кімнатної температури одержано концентраційну залежність диференційної термоЕРС  $\alpha$ , а також досліджено зміни значень диференційної термоЕРС  $\alpha$  від температури в інтервалі  $[190 \leq T \leq 370]$  К.

## Література

1. Baranskii P. I., Buda I. S., Dakhovskii I. V., Samoilovich A. G. Galvanothermomagnetic effects in anisotropic media // Phys. stat. sol. (B). – 1975. – V. 67, N. 1. – P. 291 – 299.
2. Гуревич Л.Э. Термоэлектрические свойства проводников / Л.Э. Гуревич // ЖЭТФ. – 1946. – Т. 16, В. 3. – С. 193 – 227.
3. Цидильковский И.М. Термомагнитные явления в полупроводниках / И.М. Цидильковский. – М.: Физматгиз, 1960. – 328 с.
4. Луцяк В.С. Влияние взаимного увлечения электронов и фононов на термоЭДС *n-Ge* и *n-Si* / В.С. Луцяк, В.М. Ницович // УФЖ. – 1973. – Т. 18, В. 1. – С. 75 – 84.
5. Грановский М.Я. К теории термомагнитных эффектов / М.Я. Грановский, Ю.Г. Гуревич // ФТП. – 1975. – Т. 9, В. 8. – С. 1552 – 1554.
6. Drabble J.R. The effect of strain on the thermoelectric properties of many-valley semiconductor // J. Electron. Control. – 1958. – V. 5. – P. 362 – 372.
7. Herring C. Transport properties of a many-valley semiconductor // Bell System Techn. Journ. – 1955. – V. 34. – N. 1. – P. 237 – 290.
8. Drabble J.R., Groves R.D. The effect of strain on the seebeck coefficient of *n*-type germanium // J. Phys. Chem. Sol. – 1960. – V. 12, Is. 3 – 4. – P. 285 – 294.
9. Буда І.С. Вплив пружних деформацій на термомагнітні властивості *n-Ge* в області ефекту захоплення / І.С. Буда // УФЖ. – 1969. – Т. 14, В. 2. – С. 274 – 281.
10. Самойлович А.Г. Влияние упругих деформаций на термоЭДС *n-Ge* в области эффекта увлечения / А.Г. Самойлович, И.С. Буда // ФТП. – 1969. – Т. 3, В. 3. – С. 400 – 408.
11. Самойлович А.Г. Влияние анизотропии кристалла на тепловые колебания атомов в *Ge* и *Si* / А.Г. Самойлович, В.Д. Искра // ФТТ. – 1960. – Т. 2, В. 11. – С. 2827 – 2833.
12. Самойлович А.Г. К вопросу об анизотропии пьезотермоЭДС в кремнии и германии /

- А.Г. Самойлович, М.В. Ницович // УФЖ. – 1967. – Т. 12, В. 7. – С. 1214 – 1216.
13. Самойлович А.Г. Зависимость термоЭДС *n-Ge* от температуры и давления в области смешанной проводимости / А.Г. Самойлович, И.М. Пилат, Ж.К. Панкратова // ФТП. – 1970. – Т. 4, В. 12. – С. 2403 – 2405.
  14. Орлецкая А.Н. Анизотропия термоэдс в деформированном германии в области смешанной проводимости / А.Н. Орлецкая // ФТП. – 1969. – Т. 3, В. 2. – С. 309 – 311.
  15. Анатычук Л.И., Искра В. Д., Попович П. П. Анизотропия пьезотермоЭДС при увлечении электронов фононами / Л.И. Анатычук, В.Д. Искра, П.П. Попович // ФТП. – 1969. – Т. 3, В. 10. – С. 1458 – 1464.
  16. Baranskii P.I., Buda I.S., Kolomoets V.V., Suss B.A. Piezothermoelectromotive Force of Elastically Deformed *n-Ge* in [111] Direction Considering the Phonon-Drag Effect // Phys. stat. sol. (a). – 1975. – V. 27. – P. K103 – K108.
  17. Parrott J.E. Some Contributions to the Theory of Electrical Conductivity, Thermal Conductivity and Thermoelectric Power in Semiconductors // Proc. Phys. Soc. Section B. – 1957. – V. 70, N. 6. – P. 590 – 607.
  18. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников / А.И. Ансельм. – М.: Наука, 1978. – 616 с.
  19. Самойлович А.Г. Теория эффекта увлечения электронов фононами / А.Г. Самойлович, И.С. Буда // ФТП. – 1975. – Т. 9, В. 8. – С. 1478 – 1484.
  20. Баранский П.И. Определение параметров анизотропии термоЭДС увлечения в *n*-кремнии / П.И. Баранский, В.В. Савяк, Л.А. Щербина // ФТП. – 1979. – Т. 13, В. 6. – С. 1219 – 1221.
  21. Стельбанс Л.С. Физика полупроводников / Л.С. Стельбанс. – М.: Советское радио, 1967. – 452 с.
  22. Влияние термообработки на электрофизические свойства обычных и нейтронно-легированных кристаллов кремния / П.И. Баранский, В.М. Бабич, Ю.П. Доценко [и др.] // ФТП. – 1980. – Т. 14, В. 8. – С. 1546 – 1549.
  23. Баранський П.І. Фізичні властивості кристалів кремнію та германію в полях ефективного зовнішнього впливу / Баранський П.І., Федосов А.В., Гайдар Г.П. – Л.: Надстир'я, 2000. – 279 с.
  24. Баранский П.И. Термоэлектрические и термомагнитные явления в многодолинных полупроводниках / Баранский П.И., Буда И.С., Савяк В.В. – Киев: Наукова думка, 1992. – 268 с.
  25. Баранский П.И. Теория термоэлектрических и термомагнитных явлений в анизотропных полупроводниках / Баранский П.И., Буда И.С., Даховский И.В. – К.: Наук. думка, 1987. – 272 с.
  26. Бабич В.М. Концентрационная зависимость параметра анизотропии *K* в *n*-германии / В.М. Бабич, П.И. Баранский // ФТП. – 1967. – Т. 1, В. 7. – С. 1029 – 1032.
  27. 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, В. 5. – С. 984 – 986.
  28. Баранский П.И. Магнитосопротивление *n-Ge* в области промежуточных магнитных полей / П.И. Баранский, В.М. Бабич, И.В. Даховский // УФЖ. – 1969. – Т. 14, В. 2. – С. 343 – 346.
  29. Даховский И.В. Анизотропия коэффициента Холла в *n*-германии / И.В. Даховский // ФТТ. – 1964. – Т. 6, В. 7. – С. 2032 – 2036.
  30. Баранский П.И. Анизотропия коэффициента Холла в *n-Si* / П.И. Баранский, И.В. Даховский // ФТП. – 1973. – Т. 7, В. 8. – С. 1627 – 1629.

Надійшла до редакції 02.04.2012.