

Д.М. Фреїк, Л.І. Никируй, В.В. Нижникевич, О.М. Возняк

## ЕЛЕКТРОН-ЕЛЕКТРОННЕ РОЗСІЮВАННЯ НОСІЇВ У КРИСТАЛАХ ХАЛЬКОГЕНІДІВ СВИНЦЮ n-ТИПУ

*Визначено значення параметра розсіювання електрон-електронних зіткнень в електронних кристалах халькогенідів свинцю, розраховано концентраційну залежність термоелектрорушійної сили.*

Халькогеніди свинцю зарекомендували себе як ефективні матеріали для термоелектричних перетворювачів енергії, джерел та приймачів когерентного випромінювання інфрачервоної області оптичного спектра [1-3].

Механізми розсіювання носіїв струму в значній мірі визначають значення кінетичних параметрів матеріалу, а також характеристики приладних структур на їх основі [1,2]. В роботах [4-10] досліджено вплив розсіювання вільних носіїв на екранованому кулонівському потенціалі вакансій, короткодіючому потенціалі вакансій, деформаційних потенціалах акустичних та оптичних фононів, поляризаційному потенціалі оптичних фононів на значення кінетичних параметрів електронних кристалів халькогенідів свинцю у широкому інтервалі температур (4,2-300 К) та концентрацій ( $1 \cdot 10^{16}$ - $1 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>). Електрон-електронні зіткнення при цьому не враховувалися.

Міжелектронні зіткнення [11-16] не змінюють електричного струму безпосередньо, їхня роль зводиться до перерозподілу енергії між носіями, що зіштовхуються. При обчисленні рухливості вони не впливають на величину часу релаксації, а отже і на рухливість. Розраховуючи коефіцієнти термо-е.р.с., теплопровідності та ефекту Нернста, не можна вважати  $E = \varepsilon_F$ , а варто врахувати розмиття східчастої функції розподілу. В умовах спостереження цих ефектів потоки "гарячих" і "холодних" електронів рухаються назустріч один одному, і перерозподіл енергії між потоками може помітно впливати на деякі ефекти. Звідси випливає, що міжелектронні зіткнення можуть впливати на термоелектричні ефекти, пов'язані із релаксацією потоку енергії поблизу поверхні Фермі та релаксацію імпульсу.

Електрон-електронне розсіювання враховували через тепловий опір  $W_{ee}$  згідно [11]

$$\frac{W_{ee}}{W_0} = \frac{2\pi^4 e^3 (k_0 T)^2 (k_F r_e) \mu n}{\epsilon_\infty^2 \hbar^3 k_F^3 v_F^4} B\left[\left(\frac{2k_F r_e}{\epsilon_\infty}\right)^{-1}\right], \quad (1)$$

де  $W_0$  – тепловий опір,  $v_F = \left[ \frac{\epsilon_F \left(1 + \frac{\epsilon}{\epsilon_G}\right)}{m_a^* \left(1 + \frac{2\epsilon}{\epsilon_G}\right)^2} \right]^{1/2}$  – швидкість на рівні

Фермі,  $B(z)$  дорівнює

$$B(z) = \left(1 + z^2\right) \left(1 - \frac{2}{\pi} \operatorname{arctgz} z + \frac{2}{\pi} \frac{z}{1+z^2}\right) - \frac{4}{\pi} \frac{z^3}{1+z^2}, \quad k_F = \left(\frac{3\pi^2 n}{N}\right)^{1/3}$$

де  $r_e$  – деброїлівський вектор на рівні Фермі,  $r_e = \left[ \frac{\epsilon_\infty}{4\pi e^2 \rho(\mu)} \right]^{1/2}$  – радіус

екранування, який відповідає діелектричній проникності  $\epsilon_\infty$ ,  $N$  –

число еліпсоїдів,  $\rho(\epsilon) = \frac{\sqrt{2m_a^{1/2}}}{\pi^2 \hbar^3} \left(1 + \frac{2\epsilon}{\epsilon_G}\right) \sqrt{\epsilon}$  – густина станів.

Функція  $B(z)$  близька до одиниці при  $(2k_F r_e)^{-1} \ll 1$  – умові, яка з достатньою точністю виконується у розглядуваних матеріалах.

Оцінки показали [11,12], що характерні частоти руху носіїв значно перевищують частоти поляризаційних коливань, тому діелектрична проникність, яка визначає потенціал взаємодії носіїв, обумовлена лише поляризацією електронних оболонок атомів і дорівнює високочастотній діелектричній проникності  $\epsilon_\infty$ . Вдосконалення борівського наближення у розглядуваних матеріалах забезпечується відносно великим значенням енергії Фермі (малою ефективною масою) та діелектричною проникністю  $\epsilon_\infty$ .

Згідно [12], відношення параметрів розсіювання, визначених із рухливості  $r_\mu$  та термо-е.р.с.  $r_\alpha$ , дорівнює

$$\frac{r_\alpha}{r_\mu} = \frac{L}{L_0}, \quad (2)$$

де  $L$  – число Лоренца;  $L_0 = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e}\right)^2$  – число Лоренца у законі

Відемана-Франца; параметр розсіювання  $r_\mu = \left(-\frac{\partial \tau}{\partial \epsilon}\right)$ . Відношення  $\frac{L}{L_0}$

знаходиться із виразу [11]

$$\frac{l}{L_0} = \left( 1 + \frac{W_{ee}}{W_0} \right)^{-l} \quad (3)$$

Маючи на увазі, що  $r_\alpha = \sum_i r_{\alpha i}$ , де  $i$  – визначає різні механізми розсіювання, включаючи електрон-електронне розсіювання, отримали чисельне значення параметра розсіювання  $r_{ee} \sim 0,8$ .

Розрахунки, проведені для всіх трьох сполук халькогенідів свинцю (*PbS*, *PbSe* та *PbTe*) показали, що відношення  $\frac{L}{L_0}$  прямує до одиниці в області температур рідкого гелію та при кімнатних температурах ( $\frac{L}{L_0} = 0,998$  при 4,2 К та  $\frac{L}{L_0} = 0,993$  при 300 К). При температурах, порядку 77 К, це відношення проходить через мінімум, що свідчить про можливий вплив електрон-електронного розсіювання у цьому інтервалі.

Знаючи параметр розсіювання електрон-електронних зіткнень, згідно [2] можна розрахувати коефіцієнт термо-е.р.с.

$$\alpha = \frac{k_0 \pi^2}{e} \frac{2k_0 T m_0}{3 \hbar^2 (3\pi^2 n)^{2/3}} (r+1), \quad (4)$$

$$\alpha = - \frac{k_0 \pi^2}{e} \frac{2k_0 T m(\zeta)}{3 \hbar^2 (3\pi^2 n)^{2/3}} \left[ (r+1) - \frac{2\hbar^2 (3\pi^2 n)^{2/3} m_0}{m^2(\zeta) \epsilon_G} \right], \quad (5)$$

де  $r_\alpha$  – показник степеня в загальному виразі для часу релаксації, який визначається механізмом розсіювання;  $k_0$  – постійна Больцмана,  $e$  – заряд електрона,  $\hbar$  – постійна Планка,  $m_0$  – маса вільного електрона,  $m(\zeta)$  – маса електронів на рівні Фермі,  $T$  – температура,  $n$  – концентрація вільних носіїв,  $\epsilon_G$  – ширина забороненої зони,  $\zeta$  – енергія Фермі;  $m(\zeta)$  визначається співвідношенням

$$m(\zeta) = m_0 \sqrt{1 + \frac{2\hbar^2 (3\pi^2 n)^{2/3}}{m_0 \epsilon_G}}. \quad (6)$$

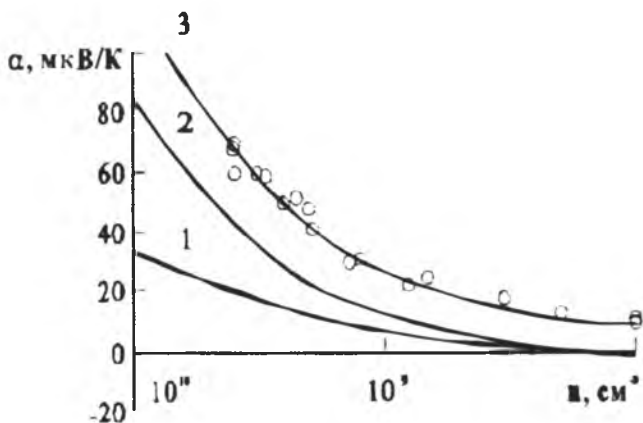
Вираз (4) відповідає випадку, коли застосовується квадратичний закон дисперсії зі змінною ефективною масою, а, відповідно, (5) – для неквадратичного закону дисперсії.

Для випадку, коли реалізуються різні механізми розсіювання носіїв одного знаку, сумарний вираз для коефіцієнта термо-е.р.с. обчислювали за формулою

$$\alpha = \sum_i \alpha_i,$$

де / вказує на механізм розсіювання.

На рисунку показано концентраційну залежність коефіцієнта термо-е.р.с. при 77 К для електронних кристалів телуриду свинцю. Як видно із рисунка, співпадання результатів теоретичних розрахунків із експериментальними даними при 77 К можливе при врахуванні електрон-електронної взаємодії.



**Рисунок.** Концентраційна залежність коефіцієнта термо-е.р.с. для кристалів  $n\text{-PbTe}$  при температурі 77 К: 1 – електрон-електронні зіткнення, 2 – всі механізми розсіювання носіїв без врахування електрон-електронної взаємодії, 3 – з врахування електрон-електронної взаємодії;  $\circ$  – експериментальні дані [16].

*The scattering parameter an electron-electronic interaction in electronic lead chalcogenides crystals is obtained and concentration dependence of thermal electromotive force is calculation.*

[1]. Равич Ю.И., Ефимова Б.А., Смирнов Н.А. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbSe, PbTe, PbS. – М Наука, 1968. – 384 с.

[2]. Аскеров Б.М. Кинетические эффекты в полупроводниках.–Л.: Наука, 1970. – 112 с.

[3]. Анатычук Л.И. Термозлементы и термоэлектрические устройства: Справочник. – К.: Наукова думка, 1979 – 676 с.

- [4]. Фреїк Д.М., Галушак М.О., Никируй Л.І., Кланічка В.М., Шперун В.М. Зонна структура, механізми розсіювання та кінетичні явища у кристалах  $p$ -PbTe // УФЖ. – 2001. – Т. 46. – №4. – С.499-502.
- [5]. Фреїк Д.М., Никируй Л.І., Л.Й. Межиловська, В.М. Кланічка, М.О. Галушак, В.М. Шперун. Закони дисперсії та механізми розсіювання носіїв заряду у кристалах  $p$ -PbSe // УФЖ. – 2001. – Т.46. – №10 – 2001.
- [6]. Фреїк Д.М., Никируй Л.І., Калитчук І.В., Нижникевич В.В. Особливості зонної структури та механізми розсіювання носіїв заряду електронних кристалів халькогенідів свинцю // Науковий вісник ЧНУ: Фізика. Електроніка – ЧНУ. – 2001. – Т. 102. – С.78-81.
- [7]. Фреїк Д.М., Никируй Л.І., Кланічка В.М., Шперун В.М., Собкович Р.І., Довгий О.Я.. Зонна структура та механізми розсіювання у кристалах  $p$ -PbSe при 77К // Фізика і хімія твердого тіла. – 2000. – Т. 1. – №2. – С.245-249.
- [8]. Никируй Л.І. Закони дисперсії та явища переносу в електронних кристалах селенідах свинцю // Фізика і хімія твердого тіла. – 2001. – Т. 2. – №2. – С.277-282
- [9]. Фреїк Д.М., Никируй Л.І., Рувінський М.А., Шперун В.М., Нижникевич В.В. Розсіювання носіїв струму у кристалах халькогенідів свинцю  $p$ -типу // Фізика і хімія твердого тіла. – Т. 2. – №4. – С.681-685.
- [10]. Никируй Л.І., Кланічка В.М., Нижникевич В.В. Механизмы рассеяния и оптимизация термоэлектрических параметров электронных кристаллов халькогенидов свинца // X Международный Форум по термоэлектричеству. Черновцы. – 2002.
- [11]. Тамарченко В.П., Равич Ю.И., Морговский Л.Я., Дубровская И.Н. О числе Лоренца и других кинетических коэффициентах в вырожденных образцах PbTe, PbSe и PbS // ФТТ. – 1969. – Т. 11. – №11. – С.3206-3213.
- [12]. Мойжес Б.Я., Равич Ю.И. О механизмах рассеяния и роли межэлектронных столкновений в  $p$ -PbTe и некоторых других полуметаллах // ФТП. – 1967. – Т. 1. – №2. – С.188-195.
- [13]. Муждаба В.М., Шалыт С.С. К вопросу о механизме рассеяния носителей тока в PbTe (анализ соотношения Видемана-Франца) // ФТТ. – 1967. – Т. 8. – №11. – С.3727-3729.
- [14]. Равич Ю.И., Морговский Л.Я. К теории рассеяния носителей на оптических и акустических фонах в полупроводниках типа PbTe // ФТП. – 1969. – Т. 3. – № 10. – С.1528-1539.
- [15]. Равич Ю.И., Смирнов И.А., Тихонов В.В. О числе Лоренца в  $p$ -PbTe и твердых растворах PbTe-PbSe // ФТП. – 1967. – Т. 1. – №2. – С.206-210.
- [1]. Дубровская И.Н., Ефимова Б.А., Ненсберг Е.Д. Исследование непараболичности зон проводимости PbSe и PbS // ФТП. – 1968. – Т. 2. – №4. – С.530-535. (эксперимент).