

О.Б. Костюк<sup>1</sup>, М.А. Рувінський<sup>1</sup>, Є.В. Івакін<sup>2</sup>, М.Ю. Перегінчук<sup>1</sup>

## Квантові ефекти небалістичного транспорту в плівках на основі сполук PbSnAgTe

<sup>1</sup>Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, вул. Шевченка, 57, Івано-Франківськ, 76018, Україна, e-mail: fcss@pu.if.ua

<sup>2</sup>Інститут фізики імені Б.І. Степанова НАН Білорусі, пр. Незалежності, 68, Мінськ, 220072, Білорусь

На основі теорії слабкої локалізації з врахуванням механізму спин-орбітального розсіювання розглянуто закономірності зміни магнетопровідності плівок PbSnAgTe. Досліджено залежності магнетоопору плівок PbSnAgTe від складу в перпендикулярному до поверхні плівки магнітному полі.

Показано, що для полікристалічних плівок на підкладках зі слюди-мусковіт час спин-орбітальної взаємодії залежить від складу та може змінювати знак магнетоопору.

**Ключові слова:** розмірні ефекти, тонкі плівки, пльомбум телурид, термоелектричні властивості.

Стаття постуила до редакції 15.10.2017; прийнята до друку 15.12.2017.

### Вступ

Пльомбум телурид вже досить добре відомий матеріал для джерел та детекторів інфрачервоного випромінювання оптичного спектру [1,2]. Напівпровідникові матеріали, такі як PbTe, також підходять для дослідження балістичних ефектів. Завдяки достатньо високій діелектричній проникності  $\epsilon=1350$  при 4,2 К в PbTe та малій ефективній масі  $m^*=0.024m_0$ , що спричиняє ефективне екранування від іонізованих домішок і дефектів. Результатом цього є дуже висока рухливість об'ємних зразків, яка може перевищувати  $10^2 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при низьких температурах [2]. Завдяки цим властивостям PbTe може бути використаний у новій галузі – спінтроніці. Одним з можливих застосувань PbTe є використання його в якості спінового фільтра [3], завдяки високому значенню фактора Ланде.

Від'ємний магнетопір, що часто спостерігається в напівпровідниках пояснюється в рамках теорії слабкої локалізації та спин-орбітальної взаємодії [4]. Ці ефекти є суто квантовими ефектами в результаті інтерференції електрона з самим собою та взаємодії електрона зі своїм спіном в магнітному полі. В даному випадку використовуються квантові поправки до магнетопровідності.

Для плівок чистого PbTe від'ємні значення магнетоопору спостерігалися в роботі [5]. Проте, переважна більшість досліджень показує, що явище магнетоопору для PbTe описується класичними

закономірностями. У роботі [6] досліджено поведінку магнетоопору від температури для одновимірного матеріалу у вигляді нанодротів. Але навіть для 1d структури не спостерігається прояву ефекту небалістичного транспорту. Введення домішок, тобто модифікація електронної підсистеми, та отримання полікристалічних плівок може вплинути на процеси переносу заряду. У роботі [7] представлено магнето транспортні вимірювання для плівок р-типу провідності  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  для різного складу в залежності від температури. Виявляється внесення парамагнітної домішки впливає на взаємодію носіїв струму та призводить до виникнення слабкої локалізації, сильної спин-орбітальної взаємодії за рахунок ефекту Зеємана.

В даній роботі отримано експериментальні залежності магнетоопору плівок PbSnAgTe від складу в перпендикулярному до поверхні плівки магнітному полі. Проаналізовано їх пояснення на основі теорії квантових поправок до провідності, пов'язаних з слабкою локалізацією та спин-орбітальною взаємодією. Варто зазначити, що легування стануом в досліджуваних складах суттєво змінює електричні властивості, а також тип провідності. Досліджувані склади мають різний тип провідності:  $\text{Pb}_{14}\text{Sn}_4\text{Ag}_2\text{Te}_{20}$  і  $\text{Pb}_{16}\text{Sn}_2\text{Ag}_2\text{Te}_{20}$  – р-тип,  $\text{Pb}_{18}\text{Ag}_2\text{Te}_{20}$  – n-тип. Це підтверджують холівські вимірювання рухливості носіїв заряду  $\mu$  (табл. 1).

## I. Методика експерименту

Досліджувані плівки отримували осадженням пари синтезованого матеріалу  $Pb_{14}Sn_4Ag_2Te_{20}$ ,  $Pb_{16}Sn_2Ag_2Te_{20}$  та  $Pb_{18}Ag_2Te_{20}$  у вакуумі на підкладки із свіжих сколів (0001) слюди-мусковіт. Температура випарника складала  $T_v=870$  К, а температура підкладок  $T_p=470$  К. Товщину плівок задавали часом осадження в межах (1-3) хв та вимірювали за допомогою мікроінтерферометра МІІ-4 з використанням методів цифрової обробки зображень.

Вимірювання електричних параметрів плівок проводилося при температурах від 77 К до 300 К у постійних магнітних полях на розробленій автоматизованій установці, яка забезпечує як процеси вимірювання електричних параметрів. Вимірюваний зразок мав чотири холлівські і два струмові контакти. В якості омичних контактів використовувалися плівки срібла. Струм через зразки складав 1 мА. Магнітне поле було напрямлене перпендикулярно до поверхні плівок при індукції 0 – 1,4 Тл. Вимірювання температури проводили за допомогою платинових терморезисторів. Похибка вимірювань становить не більше 3%.

Теоретичний розрахунок для опису характеру залежності магнетопору в перпендикулярному магнітному полі проводився з використанням засобів математичного пакета Maple 18.

## II. Елементи теорії

Рух електрона в розупорядкованій електронній системі не балістичний, а дифузний, коли електрон багато раз стикається з домішками і іншими дефектами кристалічної ґратки. Такий квантовий ефект як слабка локалізація для системи невзаємодіючих електронів обумовлений хвиловими властивостями цих квантових частинок. І при розсіянні електронів виникає інтерференція електронних хвиль. Одним з проявів ефекту є поява від'ємного магнетопору, тобто провідність системи зростає зі зростанням індукції магнітного поля. Тому використовують квантові поправки до провідності, пов'язані з вище зазначеним ефектом. Поправка до провідності обумовлена слабкою локалізацією визначається рівнянням [4]:

$$ds = -\frac{2e^2 D}{p\hbar} t C(r, r', w), \quad (1)$$

де  $C(r, r', w)$  – куперон, що визначає амплітуду розсіяння на домішці,  $D$  – коефіцієнт дифузії,  $e$  – заряд електрона,  $k_B$  – стала Больцмана,  $\mu$  – рухливість носіїв заряду,  $\tau$  – час пружного розсіяння. Функція  $C(r, r', w)$  задовольняє рівнянню [4]:

$$\left[ -i\omega + \frac{D}{\hbar^2} \left( -i\nabla - \frac{2e}{\hbar} \mathbf{A} \right)^2 + t_j^{-1} \right] C(\mathbf{r}, \mathbf{r}', w) = \frac{d(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{t}, \quad (2)$$

де  $\omega$  – частота зовнішнього поля,  $\mathbf{A}$  – вектор-потенціал магнітного поля.

Для плівок довільної товщини в перпендикулярному до поверхні магнітному полі граничні умови визначаються як

$$\left( \Delta_z - \frac{2ie}{\hbar} A_z \right) \Big|_{z=0} C = 0, \\ \left( \Delta_z - \frac{2ie}{\hbar} A_z \right) \Big|_{z=d} C = 0.$$

Розв'язком диференціального рівняння (1) в рамках дифузійного наближення при  $\omega = 0$  буде [8] вираз:

$$C(r, r') = \hbar \sum_n \frac{y_n(\mathbf{r}) y_n^*(\mathbf{r}')}{4eBD \left( n + \frac{1}{2} \right) + \hbar t_j^{-1} + \hbar D \left( \frac{pm}{d} \right)^2}, \quad (3)$$

$\psi_n(\mathbf{r})$  – нормовані хвильові функції частинки зі зарядом  $2e$  в магнітному полі,  $n, m$  – квантові числа,  $B$  – індукція магнітного поля,  $d$  – товщина плівки,  $\tau_\phi$  – час релаксації фази хвильової функції.

Підставляючи (3) в (1) для магнетопровідності  $\Delta\sigma = \delta\sigma(B) - \delta\sigma(0)$  та врахувавши, що  $d \rightarrow \infty$  отримуємо:

$$\Delta\sigma(B) = \frac{e^2}{2p^2\hbar} f_2 \left( \frac{4eDB}{\hbar} t_j \right) \quad (4)$$

де  $f_2(x) = \ln x + \Psi \left( \frac{1}{x} + \frac{1}{2} \right)$ ,  $\Psi(x)$  – дигамма функція, або логарифмічна похідна від  $\Gamma$ -функції.

Спін-орбітальна взаємодія сильно впливає на магнетопір системи, оскільки вона призводить до релаксації спіна. При цьому може навіть змінюватися знак магнетопору. Гамільтоніан електронів в зоні провідності для кубічних кристалів має вигляд [4]

$$H = \frac{p^2}{2m^*} + \boldsymbol{\sigma} \left( d \cdot p_x (p_y^2 - p_z^2) \right). \quad (5)$$

де  $\boldsymbol{\sigma}$  – матриця Паулі,  $p$  – квазіімпульс електрона. В результаті куперон буде наступним:

$$C(r, r') = \frac{3}{2} \hbar \sum_n \frac{1}{4eBD \left( n + \frac{1}{2} \right) + \hbar t_j^{-1} + 2\hbar t_{so}^{-1}} - \\ - \frac{1}{2} \hbar \sum_n \frac{1}{4eBD \left( n + \frac{1}{2} \right) + \hbar t_j^{-1}}$$

де  $t_{so}$  – час релаксації спіна.

Тоді залежність внеску квантової поправки, зумовленої спін-орбітальною взаємодією, як функції магнітного поля, напрямленого перпендикулярно до площини плівки має вигляд:

$$\Delta\sigma(B) = \frac{e^2}{2p^2\hbar} \left[ \frac{3}{2} f_2 \left( \frac{4eDB}{\hbar} t_j^* \right) - \frac{1}{2} f_2 \left( \frac{4eDB}{\hbar} t_j \right) \right], \quad (7)$$

де  $t_\phi^*$  – модифікований час з урахуванням спін-орбітальної взаємодії,  $(t_j^*)^{-1} = t_j^{-1} + \frac{4}{3} t_{so}^{-1}$ .

Розмірність системи є важливим параметром при розгляді процесів небалістичного транспорту. Вона визначається співвідношенням між найменшим геометричним розміром плівки та довжиною дифузії за час релаксації фази хвильової функції  $L_j = \sqrt{t_j D}$ . Якщо  $L_\phi \gg d$ , то електронна система вважається двовимірною (2D), а при  $L_\phi \ll d$  – тривимірною (3D) в теорії слабкої локалізації. Для того, щоб проаналізувати поведінку магнетопору для

досліджуваних плівок, потрібно врахувати те, що вони є товстими, тобто квазидвимиірними. Тому в граничному випадку товстої плівки  $d > L_\varphi$  поправку до провідності будемо розраховувати з врахуванням розмірів плівки, подібно як в [8]:

$$\Delta S_{Q2D}(B) = \frac{e^2}{2p^2\hbar} \cdot \frac{d}{l_B} \cdot \left[ \frac{3}{2} f_2\left(\frac{4eDB}{\hbar} t_j^*\right) - \frac{1}{2} f_2\left(\frac{4eDB}{\hbar} t_j\right) \right], \quad (8)$$

де  $l_B = \sqrt{\hbar/eB}$  – магнітна довжина. Вона є часто тим параметром, який характеризує поведінку і розмірність електронної системи по відношенню до теорії слабкої локалізації при  $l_B \ll L_\varphi$ . Тобто, змінюючи магнітне поле, можна змінити розмірність системи.

При слабкій спіно-орбітальній взаємодії ( $t_{so} \gg t_j$ ) з формули (7) магнетопровідність буде додатною, відповідно квантові поправки визначають від’ємний магнетопір. Це є одним з проявів слабкої локалізації. При сильній спіно-орбітальній взаємодії ( $t_{so} \ll t_j$ ) виникає аномальний додатний магнетопір з логарифмічним насиченням в сильних полях. Випадок аномального додатного магнетопору в теорії слабкої локалізації називається антилокалізацією. Це явище спостерігається при існуванні в системі спіно-орбітальної взаємодії, коли спін електрона може перевертатися (змінювати свій напрям) при пружному розсіюванні електрона на домішці або на поверхні. Тоді в формулі (7) визначальним буде другий доданок і вона переходить в наступну

$$\Delta S(B) = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{2p^2\hbar} f_2\left(\frac{4eDB}{\hbar} t_j\right), \quad (9)$$

Якщо час спіно-орбітальної взаємодії порівняний з часом релаксації фази хвильової функції електрона  $t_{so} \leq t_j$  крива магнетопору в додатній області проходить через максимум і потім стає від’ємною. Отже, вигляд кривих магнетопольових залежностей провідності або опору дозволяє якісно оцінити співвідношення між  $\tau_\varphi$  та  $\tau_{so}$  та отримати відомості про наявність спіно-орбітальної взаємодії.

### III. Результати та обговорення

На рис. 1 наведені експериментальні залежності відносної зміни питомого опору  $((\rho(B)-\rho(0))/\rho(0))$  від індукції магнітного поля, напрямленого перпендикулярно до площини зразка, для плівок на основі сполук PbSnAgTe (LATT) при температурі  $T=77$  К. По вигляді кривих з рис. 1. можна сказати, що класична залежність магнетопору  $\sim \mu B^2$  виконується тільки для плівки чистого PbTe. Для сполук LATT спостерігається аномальна залежність магнетопору. Для плівки  $Pb_{18}Ag_2Te_{20}$  магнетопір від’ємний, для плівки  $Pb_{16}Sn_2Ag_2Te_{20}$  – має максимум в додатній області, а для  $Pb_{14}Sn_4Ag_2Te_{20}$  – додатний з логарифмічною залежністю від магнітного поля. Отже, для опису електронної системи будемо використовувати ефекти локалізації та антилокалізації. Крім того, величина магнетопору плівок на основі сполук PbSnAgTe більша, ніж для

чистого PbTe. Отже плівки PbSnAgTe мають більшу чутливість до зміни магнітного поля і можуть бути використані в якості датчиків магнітного поля.

Слід зазначити, що плівки пльомбум телуриду проявляють також квантово-розмірні ефекти [9], що призводить до осциляції електричних параметрів плівок від товщини. Такі осциляції проявляються при товщині  $d < 300$  нм. В досліджуваному інтервалі товщин ці ефекти можна не брати до уваги. Крім слабкої локалізації та спіно-орбітальної взаємодії вклад інших поправок, пов’язаних з ефектами міжелектронної взаємодії, не враховувався. Оскільки такий вклад є незначним при досліджуваних температурах.

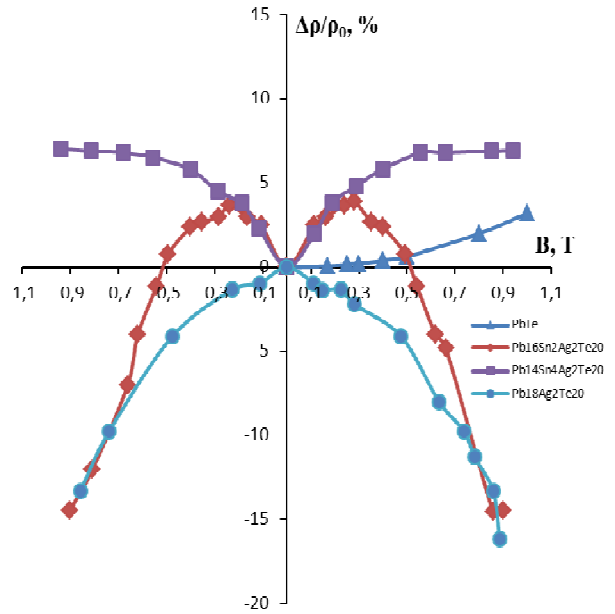


Рис. 1. Експериментальні залежності магнетопору в перпендикулярному магнітному полі при температурі  $T=77$  К для плівок складу:  $\blacktriangle$  – PbTe,  $\blacksquare$  –  $Pb_{14}Sn_4Ag_2Te_{20}$ ,  $\blacklozenge$  –  $Pb_{16}Sn_2Ag_2Te_{20}$ ,  $\bullet$  –  $Pb_{18}Ag_2Te_{20}$  на свіжих сколах (0001) слюда-мусковіт.

Концентрація та рухливість носіїв струму в плівках PbSnAgTe були виміряні за даними з холівських вимірювань та наведені в таблиці 2. За цими даними були розраховано значення добутку  $k_F l$ , де  $k_F$  – квазіхвильовий вектор Фермі  $k_F = (3\pi n)^{1/3}$ ,  $l$  – довжина вільного пробігу носіїв струму,  $n$  – концентрація носіїв струму. Для можливості застосування до електронного газу теорії слабкої локалізації потрібно перевірити умову Іоффе-Регеля  $k_F l \gg 1$ . Як видно з таблиці 1 для всіх досліджуваних зразків виконується ця умова, що дозволяє застосовувати теорію небалістичного транспорту для плівок PbSnAgTe.

Результати апроксимації експериментальних залежностей наведені в таблиці 2 та на рис. 2. Коефіцієнт дифузії  $D$  розраховували за формулою

$$D = \frac{mk_B T}{e} [10].$$

Таблиця 1

Електричні властивості для плівок PbSnAgTe на слюді при температурі T = 77К

| Склад   | Концентрація носіїв струму n,p, см <sup>-3</sup> | Рухливість μ, см <sup>2</sup> /Вс | Довжина дифузії Lφ, нм | κ <sub>l</sub> |
|---|--|-----------------------------------|------------------------|----------------|
| Pb <sub>18</sub> Ag <sub>2</sub> Te <sub>20</sub>                 | 6,25·10 <sup>-16</sup>                           | -88,5                             | 12,3                   | 12,2           |
| Pb <sub>16</sub> Sn <sub>2</sub> Ag <sub>2</sub> Te <sub>20</sub> | 5,9·10 <sup>-17</sup>                            | 126,4                             | 98,1                   | 1135,2         |
| Pb <sub>14</sub> Sn <sub>4</sub> Ag <sub>2</sub> Te <sub>20</sub> | 2,3·10 <sup>-18</sup>                            | 223,4                             | 266,1                  | 7428,6         |

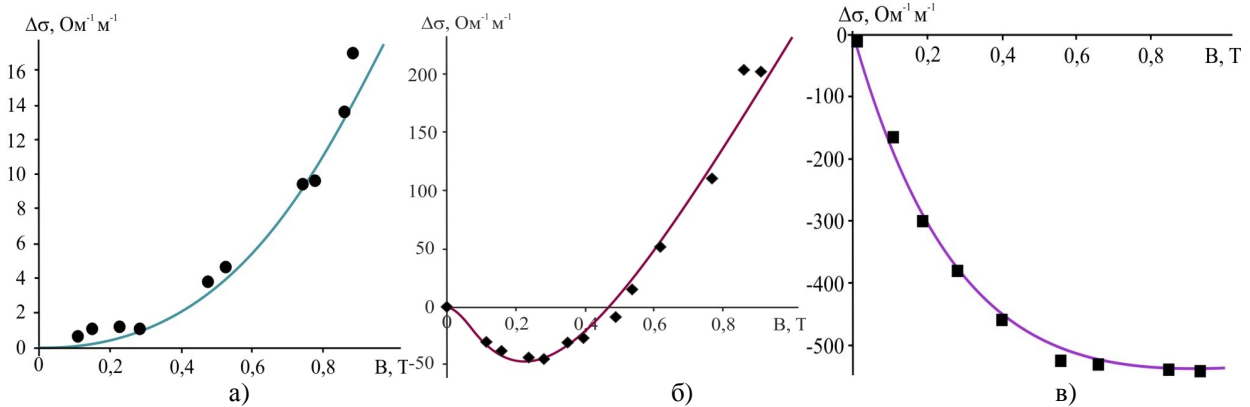


Рис. 2. Залежності питомої магнетоопровідності в перпендикулярному магнітному полі при температурі T=77 К для плівок складу: (а), ● – Pb<sub>18</sub>Ag<sub>2</sub>Te<sub>20</sub>, (б), ◆ – Pb<sub>16</sub>Sn<sub>2</sub>Ag<sub>2</sub>Te<sub>20</sub>, (в), ■ – Pb<sub>14</sub>Sn<sub>4</sub>Ag<sub>2</sub>Te<sub>20</sub> на свіжих сколах (0001) слюди-мусковіт. Точки – експеримент, лінії – розрахунок згідно з (8).

Для плівки складу Pb<sub>18</sub>Ag<sub>2</sub>Te<sub>20</sub> при температурі 77 К магнетоопровідність буде додатною, а магнетоопір відповідно – від’ємний. (рис. 1, рис. 2, а). Співвідношення між характерними часами наступне –  $t_{so} \gg t_j$ . Транспорт носіїв заряду визначається в основному ефектом слабкої локалізації, а вплив спин-орбітального розсіювання набагато менший.

Таблиця 2

Характерні часи: час релаксації фази хвильової функції  $\tau_\phi$  та час релаксації спіна  $\tau_{so}$ , пов’язаний зі спин-орбітальною взаємодією для плівок PbSnAgTe

| Склад   | Товщина плівки d, нм | $\tau_\phi$ , с       | $\tau_{so}$ , с        |
|---|----------------------|-----------------------|------------------------|
| T=77K   |                      |                       |                        |
| Pb <sub>18</sub> Ag <sub>2</sub> Te <sub>20</sub>                 | 540                  | 2,1·10 <sup>-12</sup> | 8,86·10 <sup>-11</sup> |
| Pb <sub>16</sub> Sn <sub>2</sub> Ag <sub>2</sub> Te <sub>20</sub> | 810                  | 9,5·10 <sup>-11</sup> | 3,85·10 <sup>-11</sup> |
| Pb <sub>14</sub> Sn <sub>4</sub> Ag <sub>2</sub> Te <sub>20</sub> | 540                  | 3,9·10 <sup>-10</sup> | 1,35·10 <sup>-11</sup> |

Для плівки складу Pb<sub>16</sub>Sn<sub>2</sub>Ag<sub>2</sub>Te<sub>20</sub> магнетоопровідність має максимум у від’ємній області і потім зі збільшенням магнітного поля досягає високих додатніх значень порівняно з Pb<sub>18</sub>Ag<sub>2</sub>Te<sub>20</sub>. (рис. 2,б). Час спин-орбітальної взаємодії для даного складу одного порядку з часом релаксації фази, але  $t_{so} \leq t_j$ . Для плівки Pb<sub>14</sub>Sn<sub>4</sub>Ag<sub>2</sub>Te<sub>20</sub> магнетоопровідність має високі від’ємні значення з логарифмічним насиченням при магнітному полі  $B > 0,6$  Тл (рис. 2,в). Тобто для даного зразка

спостерігається явище антилокалізації з сильною спин-орбітальною взаємодією. Час спин-орбітального розсіювання на порядок менше часу фазової релаксації.

Як видно з таблиці 2 зі зростанням вмісту стануму спадає час, пов’язаний з спин-орбітальною взаємодією  $\tau_{so}$ . Це свідчить про те, що величина спин-орбітальної взаємодії зростає пропорційно  $\tau_{so}^{-1}$ . Оскільки товщина плівок одного порядку, то в досліджуваних системах зростає кількість зіткнень електрона з домішками. Аналогічні результати отримано авторами [11] на основі дослідження спектрів електронного парамагнітного резонансу в легуваному кремнії. З ростом концентрації легуючої домішки збільшується спин-орбітальна взаємодія при розсіюванні на домішці. Спин-орбітальна взаємодія зростає також з ростом атомного номера домішки. Час релаксації фази хвильової функції  $\tau_\phi$  навпаки зростає на порядки зі збільшенням вмісту легуючої домішки. Введення Ag призводить до появи ефектів слабкої локалізації, а додаткове легування Sn збільшує розупорядкування в системі, що дозволяє спостерігати квантово-механічні інтерференційні ефекти. Теорія про розсіювання електрона за рахунок домішок у надпровіднику була розвинута Абрикосовим та Горьковим [12], де показано, що обертання спіна при розсіюванні на домішці може відбуватися за рахунок спин-орбітальної взаємодії.

*Publications are based on the research provided by the grant support of the State Fund For Fundamental Research (project N F73/38-*

## Висновки

1. Проведено вимірювання магнетоопору для плівок на основі сполук PbSnAgTe від складу та температури.

2. Закономірності зміни магнетопровідності пояснено в рамках теорії слабкої локалізації з врахуванням механізму спіно-орбітального розсіювання.

3. Показано, що вигляд кривих магнетопольових залежностей провідності або опору дозволяє визначити особливості транспорту носіїв в магнітному полі та отримати відомості про наявність

спіно-орбітальної взаємодії.

4. Спостережувані квантові інтерференційні ефекти в плівках PbSnAgTe може бути пояснені спіно-орбітальною взаємодією при розсіюванні на домішках.

*Костюк О.Б.* – аспірант;

*Рувінський М.А.* – професор, доктор фізико-математичних наук;

*Івакін Є.В.* – професор, доктор фізико-математичних наук;

*Перегінчук М.Ю.* – студент.

- [1] E.M. Larramendi, O. Calzadilla, A. Gonzalez-Arias, E. Hernandez, J. Ruiz-Garcia, *Thin Solid Films*, 389, 301 (2001).
- [2] D. Khokhlov, *Lead Chalcogenides Physics and Applications* (Taylor & Francis: London: 2003).
- [3] G. Grabecki, *J. Appl. Phys.* 101, 081722 (2007).
- [4] B.L. Altshuler, A.B. Aronov, A.I. Larkin and D.E. Khmel'nitskii, *JETP* 81, 768 (1981);
- [5] А.И. Ларкин *Собрание трудов Т.2(МЦНМО: Москва: 2011).*
- [6] I.P. Krylov, Ya.B. Poyarkov, *JETP Lett.* V. 40, No 1, 721 (1984).
- [7] Dedi, C.-H. Chien, T.-C. Hsiung, Y.-C. Chen, Y.-C. Huang, P.-C. Lee, C.-H. Lee, Y.-Y. Chen, *AIP Advances* 4, 057111 (2014).
- [8] L. Peres Marcelos, V.A. Chitta, Nei F. Oliveira, D.K. Maude, P.H.O. Rappl, A.Y. Ueta, and E. Abramof, *Physical Review B*, 79, 085309 (2009).
- [9] O.V. Reukova, V.G. Kytin, V.A. Kulbachinskii, L.I. Burova, A.R. Kaul, *JETP Lett.* 101, No. 3, 207 (2015).
- [10] M.A. Ruvinskii, O.B. Kostyuk, B.S. Dzundza, *Journal of Nano- and Electronic Physics* 8, No. 2, 02051-1 (2016).
- [11] В.А. Батенков *Электрохимия полупроводников* (Барнаул: Алт. ун-т:2002).
- [12] А.А. Ежевский, Д.В. Гусейнов, А.В. Сухоруков, С.А. Попков, *Вестник ННГУ*, 5, 330 (2010).
- [13] А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, *ЖЭТФ* 42, 1088 (1962).
- [14] Ю.Ф. Комник, И.Б. Беркутов, В.В. Андриевский, *Физика низких температур*, 31, No 3/4, 429 (2005).
- [15] Ю.Ф. Комник, В.В. Андриевский, И.Б. Беркутов, *Физика низких температур*, 33, No 1, 105 (2007).

О.Б. Костюк<sup>1</sup>, М.А. Рувінський<sup>1</sup>, Є.В. Івакін<sup>2</sup>, М.Ю. Перегінчук<sup>1</sup>

## Quantum Effects of Non-Ballistic Transport in Films Based on Compound PbSnAgTe

Vasyl Stefanyk Precarpathian University, Shevchenko Str., 57, Ivano-Frankivsk, 76018, Ukraine, e-mail: [fcss@pu.if.ua](mailto:fcss@pu.if.ua)

Based on the theory of weak localization, taking into account the mechanism of spin-orbit scattering, the patterns of change in the magnetic conductivity of films PbSnAgTe are considered. The dependences of the magnetoresistance of PbSnAgTe films in magnetic field perpendicular to the surface of the film are studied.

It is shown that for polycrystalline films on mica-muscovite substrates, the time of spin-orbital interaction depends on the composition and may change the sign of the magnetoresistance.

**Keywords:** quantum effects, weak localization, thin films, lead telluride, kinetic phenomena.