

Термоэлектрические свойства и осцилляции Шубникова–де Гааза в нитях Bi, легированных Sn

* А. А. Николаева, Л. А. Конопко, Г. И. Пара, И. Гергишан, О. В. Ботнарь

*Институт электронной инженерии и нанотехнологий им. Д. Гицу,
г. Кишинев, MD-2028, Молдова, e-mail: A.Nikolaeva@nano.asm.md*

На серии монокристаллических нитей в стеклянной оболочке Bi-0,02ат.%Sn различных диаметров от 0,2 до 1 мкм, изготовленных литьем из жидкой фазы по методу Улитовского, проведен комплекс измерений температурных зависимостей удельного сопротивления $\rho(T)$, термоэдс $\alpha(T)$ в области температур 4,2–300 К и магнитопольных зависимостей $R(H)$, осцилляций Шубникова–де Гааза (ШдГ) в продольном и поперечном магнитных полях до 14 Тл в интервале температур 2,1–20 К. Из осцилляций ШдГ рассчитаны минимальные и максимальные циклотронные массы, температура Дингла и положение уровня Ферми E_F^T в нитях Bi-0,02ат.%Sn. Показано, что при низких температурах проводимость осуществлялась только T -дырками, то есть E_F^T расположен в области щели ΔE_g . Установлено, что анизотропия поверхности Ферми T -дырок не меняется при легировании. Обнаруженные аномалии на температурных зависимостях $\rho(T)$, $\alpha(T)$, $R(H)$, зависящие от диаметра нитей d , трактуются с точки зрения проявления гальваномагнитных размерных эффектов. Из экспериментальных данных рассчитан фактор мощности P.f. = $\alpha^2\sigma$ для нитей Bi-0,02ат.%Sn разных диаметров в области 4,2–300 К и определено его максимальное значение в различных температурных интервалах. Установлено, что максимальное значение P.f. достигается в области температур 75–100 К, когда термоэдс имеет положительное значение, что является важным фактором для термоэлектрических приложений в области низких температур.

Ключевые слова: термоэлектрическая эффективность, нити полуметаллов, размерные эффекты, эффект Шубникова–де Гааза.

УДК 537.9, 53.06, 53.043

DOI: 10.5281/zenodo.1345714

ВВЕДЕНИЕ

Неослабевающий интерес к полуметаллам и полупроводникам с узкой щелью связан с большими перспективами, открывающимися перед этими материалами в области практического применения. Висмут и его сплавы на практике используются в качестве чувствительных болометров, тензодатчиков, измерителей магнитных полей, а также для создания рабочих элементов термоэлектрических, термомагнитных и анизотропных преобразователей энергии [1–3].

Выделение узкощелевых полуметаллов и полупроводников в отдельный класс основано на ряде общих особенностей этих материалов. Малость энергетических зазоров приводит к сильной непараболичности зон, малым эффективным массам и высоким подвижностям носителей заряда [4, 5]. Значительная чувствительность к легированию, температуре, давлению, магнитным и электрическим полям делает эти материалы идеальными объектами для изучения общих закономерностей влияния внешних физических воздействий на свойства твердых тел.

В настоящее время большое внимание уделяется размерно-ограниченным структурам на базе полуметаллов в связи с тем, что в теоретических

работах [6–8] было показано, что термоэлектрическую эффективность висмута и сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ можно значительно повысить за счет квантового размерного эффекта с уменьшением диаметра нитей. В связи с этим актуальной проблемой является развитие новых технологий для изготовления микро- и наноструктур с различными параметрами – диаметром, составом, кристаллографической ориентацией, структурным совершенством.

В полуметаллических и полупроводниковых размерно-ограниченных объектах длина дебрельевской волны носителей тока может на несколько порядков превышать межатомные расстояния. В этом случае длина волны де Бройля зависит от эффективной массы носителей заряда m^* , их концентрации n и температуры T . Поэтому в определенных условиях размерное квантование становится существенным при толщине $d = 10^{-4}$ см, что и приводит к качественно новым эффектам, не наблюдаемым у массивных образцов.

Использование новых технологий изготовления размерно-ограниченных структур, развитие методов их изучения при температурах до 0,1 К, магнитных полях до 15–30 Тл существенно

повышают качество и прогресс исследований в этой области.

Известен только один высокоэффективный термоэлектрический материал для температур $T < 150$ К – это твердый раствор $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ n -типа [9, 10]. Отсутствие достаточно эффективного материала для положительной ветви термоэлемента сдерживает использование термоэлектрического охлаждения в области температур ниже 150 К. Согласно работе [9], термоэлектрическая добротность термоэлемента $Z_{n,p}$ определяется по формуле:

$$Z_{n,p} = \frac{(S_n - S_p)^2}{\left[(\chi_n \cdot \rho_n)^{1/2} + (\chi_p \cdot \rho_p)^{1/2} \right]^2}, \quad (1)$$

где S – термоэдс; χ – теплопроводность и ρ – удельное сопротивление материала n - и p -ветвей. Из (1) следует, что при низкой добротности p -ветви добротность термоэлемента будет значительно ниже n -ветви [10].

В работе [11] были выяснены физические причины низкой термоэлектрической добротности p -ветви ($T < 100$ К) на основе полупроводниковых сплавов Bi-Sb . Это обусловлено малой энергетической щелью полупроводниковых сплавов, значительным вырождением дырочного вклада при выходе на рабочую температуру термоэлемента (~ 100 К), аномальным поведением термоэдс и удельного сопротивления при электронном топологическом переходе, что, в свою очередь, связано со сложной структурой валентной зоны. Установлено, что термоэдс p -ветви и термоэлемента в целом повышается при работе в магнитном поле ($H \approx 0,5$ Тл) в интервале температур $50 \text{ К} < T < 70 \text{ К}$, а также в размерно-ограниченных структурах благодаря росту щели из-за квантового размерного эффекта.

Поиск материалов с p -типом проводимости является до сих пор актуальной задачей [10].

Данная работа посвящена исследованиям термоэлектрических свойств монокристаллических нитей Bi , легированных Sn , когда уровень Ферми смещен в область запрещенных энергий в L и проводимость при низких температурах определяется T -дырками, а изменение щели ΔE_g^L может происходить за счет квантового размерного эффекта.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Монокристаллические образцы чистого и легированного оловом висмута в виде нитей в стеклянной оболочке с диаметрами от 100 нм до 1 мкм получались литьем из жидкой фазы по методу Улитовского [12, 13].

Для получения нитей состава Bi-0,02at.\%Sn в качестве исходного материала служили монокристаллические слитки состава Bi-0,02at.\%Sn , у которых уровень ε_F смещен по шкале энергий вниз и находится в области запрещенных энергий ΔE_g в точке L зоны Бриллюэна (рис. 1).

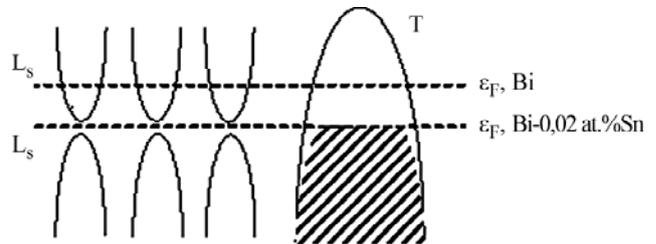


Рис. 1. Схематическое положение уровня Ферми ε_F в Bi при легировании акцепторной примесью Sn до $0,02\text{at.\%Sn}$.

Монокристалличность и ориентация определялись с помощью методов рентгеновской дифракции и осцилляций Шубникова–де Гааза (ШДГ). Было установлено, что нити Bi-0,02at.\%Sn всех диаметров имели одну и ту же ориентацию, что и нити Bi в стеклянной оболочке, изготовленные методом литья из жидкой фазы, а именно ориентацию (1011) вдоль оси нити. В данной ориентации ось нити отклонена от биссекторной оси на угол в $\approx 19,5\text{--}20^\circ$. При этом тригональная ось C_3 составляет угол $\approx 70^\circ$ с осью нити, а одна из бинарных осей строго перпендикулярна оси нити. Расположение основных кристаллографических осей в нитях Bi-0,02at.\%Sn и в нитях Bi подтверждалось исследованием угловых диаграмм вращения поперечного магнитосопротивления ($H \perp I$) (рис. 2).

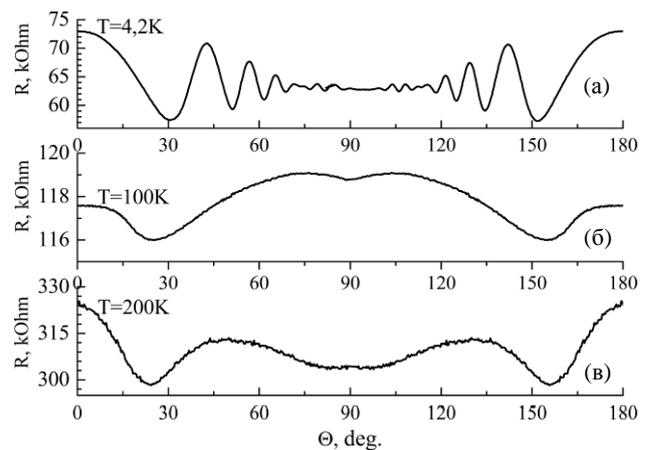


Рис. 2. Диаграммы вращения поперечного магнитосопротивления $R(\theta)$, $H \perp I$, $H = 10$ Тл, Bi-0,02at.\%Sn , $d = 400$ нм при различных температурах, при $\theta = 0^\circ$, $H \parallel C_3$; $\theta = 90^\circ$, $H \parallel C_2$.

Магнитное поле вращалось в плоскости перпендикулярно оси нити $H \perp I$, ($\theta = 0$ и $\theta = 180^\circ$ соответствует $H \parallel C_3$, $\theta = 90^\circ$ соответствует $H \parallel C_2$) (рис. 2). Чтобы исключить влияние квантовых осцилляций (рис. 2а), магнитное поле

для ориентировки выбиралось слабым или использовались более высокие температуры (рис. 2б,в).

При измерении осцилляций ШдГ магнитное поле, согласно диаграммам вращения поперечного магнитосопротивления, устанавливалось вдоль оси второго порядка (бинарная ось C_2), а при $\theta = 0^\circ$ направление магнитного поля почти совпадает с тригональной осью C_3 ($H||C_3$) (рис. 2).

Осцилляции ШдГ исследовались при $H||I$, $H||C_2$ ($\theta = 90^\circ$) и $H||C_3$ ($\theta = 0^\circ$) в магнитных полях до 14 Тл с использованием биттеровского магнита и сверхпроводящего соленоида. При изучении ШдГ осцилляций зависимости производных $\partial R/\partial H(H)$ измерялись с использованием модуляционной техники.

Исследования в сильных магнитных полях до 14 Тл при температурах 2,1–4,2 К проводились в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (г. Вроцлав, Польша).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В работе исследованы полевые зависимости продольного $H||I$ и поперечного $H\perp I$ магнитосопротивлений и эффект ШдГ у монокристаллических нитей Bi-0,02ат.%Sn в магнитных полях до 14 Тл.

Продольное $H||I$ и поперечное $H\perp I$ магнитосопротивления и ШдГ осцилляции в магнитных полях до 14 Тл исследовались при $T = 4,2$ К для оценки положения уровня Ферми при легировании висмута акцепторной примесью до 0,02 ат.%Sn.

На рис. 3 представлены полевые зависимости приведенного продольного магнитосопротивления $\Delta R/R(H)$, ($H||I$) нити Bi-0,02ат.%Sn, $d = 400$ нм при различных температурах, в магнитных полях до 14 Тл.

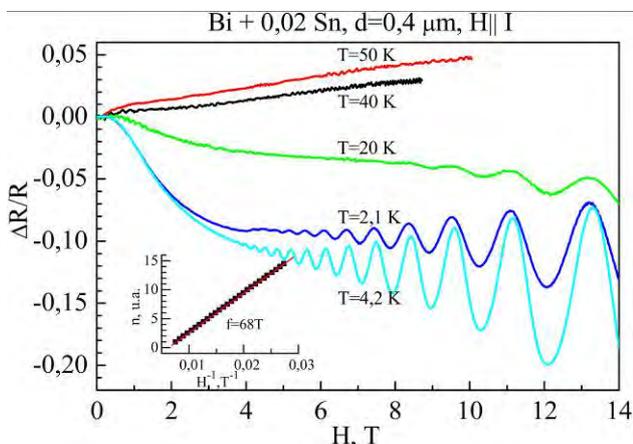


Рис. 3. Полевые зависимости приведенного продольного магнитосопротивления $\Delta R/R$, ($H||I$) нити Bi-0,02ат.%Sn, $d = 400$ нм при различных температурах. На вставке: зависимость квантового номера n осцилляций ШдГ от H^{-1} .

Рис. 4 и 5 иллюстрируют аналогичные полевые зависимости поперечного магнитосопротивления при температурах 4,2 К и 2,1 К, при $H||C_3$ и $H||C_2$ соответственно.

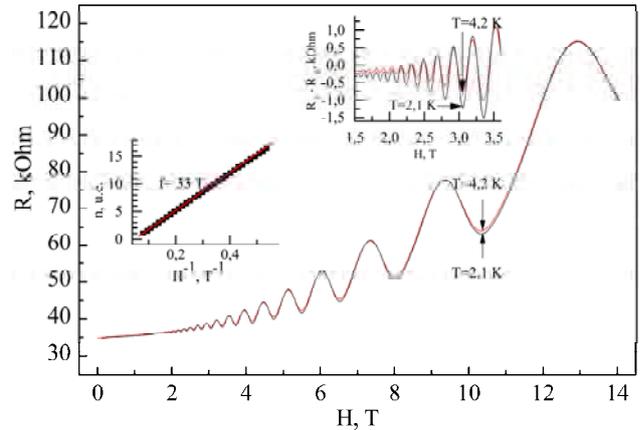


Рис. 4. Осцилляции ШдГ на $R(H)$, $H||C_3$ от близкого к минимальному сечению поверхности Ферми T -дырок $R(H)$ нитей Bi-0,02ат.%Sn, $d = 400$ нм, $H||C_3$, $H\perp I$. На вставке слева: зависимость квантового номера n -осцилляций ШдГ от H^{-1} . На вставке справа: осцилляции ШдГ от близкого к минимальному сечению T -дырок на зависимости $R(H)$ с вычетом монотонной составляющей при $T = 4,2$ К и $T = 2,1$ К.

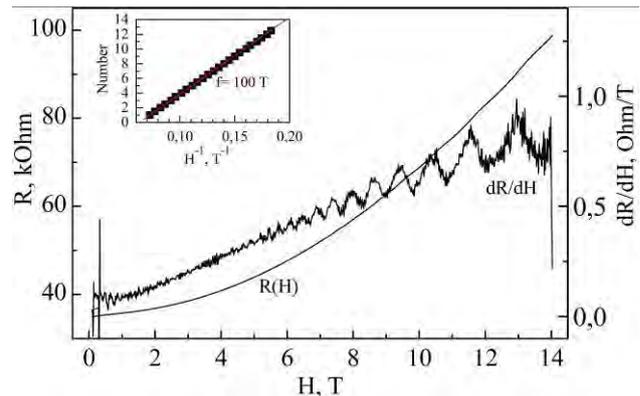


Рис. 5. Осцилляции ШдГ на производной $\partial R/\partial H(H)$ от максимального сечения поверхности Ферми T -дырок ($H\perp I$), $H||C_2$. На вставке: зависимость квантового номера n осцилляций ШдГ от H^{-1} .

Ориентация $H||C_3$, $H\perp I$ наиболее удобна для записи осцилляций ШдГ от минимального сечения дырочного эллипсоида в точке T зоны Бриллюэна (рис. 4).

В этой ориентации из частоты ШдГ осцилляций рассчитывалось близкое к минимальному сечению S_{Tmin} дырочной поверхности Ферми в T , а из температурной зависимости амплитуды осцилляций определялась минимальная циклотронная масса m_{cTmin} .

Как следует из рис. 3, 4, ШдГ осцилляции хорошо видны на зависимостях $R(H)$ при 4,2 К и не содержат дополнительных частот и биений и эквидистантны по обратному магнитному полю H^{-1} , что позволило установить частоту осцилляций от максимального сечения поверхности Ферми от T -дырок с точностью не менее $\pm 5\%$.

Из зависимостей условного квантового номера n -осцилляций ШдГ от H^{-1} (рис. 3–5, вставки) были определены периоды ШдГ осцилляций $\Delta(H^{-1})$, которые составляли: $\Delta_1(H^{-1}) = 0,1 \cdot 10^{-5} \text{ Э}^{-1}$ при $H \parallel C_2$; $\Delta_2(H^{-1}) = 0,147 \cdot 10^{-5} \text{ Э}^{-1}$ при $H \parallel I$ и $\Delta_3(H^{-1}) = 0,3 \cdot 10^{-5} \text{ Э}^{-1}$ при $H \parallel C_3$.

Соответствующие частоты ШдГ осцилляций составляли: $f_1 = (\Delta_1)^{-1} = 100 \text{ Тл}$; $f_2 = (\Delta_2)^{-1} = 67 \text{ Тл}$; $f_3 = (\Delta_3)^{-1} = 33 \text{ Тл}$. Учитывая, что ось нити образует угол $\approx 20^\circ$ с биссекторной осью C_1 и положение $\theta = 0^\circ$ соответствует отклонению магнитного поля от оси C_3 на 20° , анизотропия частот ШдГ осцилляций в пределах погрешности измерений составляла $(f_1/f_3) = 3,0$, что хорошо согласуется с данными для чистого Вi и массивных образцов сплавов Вi-Sn, у которых $(f_1/f_3) = 3,2$ [14].

Большое количество экстремумов и возможность наблюдать ШдГ осцилляции на $R(H)$ как в продольной, так и в поперечной конфигурации при 2,1 К и 4,2 К позволили с хорошей точностью рассчитать циклотронные массы (согласно выражению 2) [15] в различных кристаллографических направлениях, а также температуру Дингла (согласно выражению 3) с хорошей точностью ($\pm 5\%$).

$$m_c = \frac{|e|\hbar H}{2\pi^2 k T_c} \text{Arccch} \left[\frac{A(T_1, H)}{A(T_2, H)} \right], \quad (2)$$

$$\frac{A(T, H_n)}{A(T, H_{n+1})} = \left(\frac{H_{n+1}}{H_n} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\text{sh} \left(\frac{2\pi^2 k T m_c}{|e|\hbar H_{n+1}} \right)}{\text{sh} \left(\frac{2\pi^2 k T m_c}{|e|\hbar H_n} \right)} \times \exp \left[\frac{2\pi^2 k T_D m_c}{|e|\hbar} \left(\frac{1}{H_{n+1}} - \frac{1}{H_n} \right) \right]. \quad (3)$$

Циклотронная масса, определяемая из зависимости амплитуды ШдГ осцилляции от температуры, согласно выражению (2), в перпендикулярном направлении магнитного поля ($H \perp I$, $\parallel C_3$) составляла $m_c^T = 0,08 m_0$ (минимальная циклотронная масса дырок в точке T зоны Бриллюэна), что хорошо согласуется с данными массивных образцов [14, 15] с учетом того факта, что при $H \parallel I$ ось нити отклонена от биссекторной оси на угол $\approx 20^\circ$ [13, 16], и заключения работы [14] о росте циклотронных масс T -дырок с увеличением сечения из-за непараболичности спектра T -дырок. Температура Дингла $T_D = \frac{\hbar}{\pi k \tau}$ (τ – время релаксации; k – постоянная Больцмана), учитывающая уширение уровней Ландау из-за процессов рассеяния на примесях

дефектов структуры, определяемая из зависимости амплитуды ШдГ осцилляций от магнитного поля (согласно выражению 3), составляла 2 К, что указывает на исключительно высокое структурное совершенство исследуемых нитей данного состава. На это указывает и факт наблюдения ШдГ осцилляций на $R(H)$ при температурах до 20 К для состава Вi-0,02at.%Sn (рис. 3).

В работе [14] было показано, что анизотропия поверхности Ферми T -дырок не меняется вплоть до энергий $E_F^T = 100 \text{ мэВ}$ и представляет собой эллипсоид вращения. Это позволило нам рассчитать энергию Ферми дырок E_F^T в точке T в двухзонном приближении согласно известным формулам [15] с точностью ($\pm 5\%$):

$$E_F^T = E_{nap} - \frac{1}{2} \varepsilon_g^T + \left[\varepsilon_{nap}^2 + \left(\frac{1}{2} \varepsilon_g^T \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

$$E_{nap} = \frac{S_T}{2\pi m_c^T} = \frac{eh}{2\pi c} \cdot \frac{\Delta_T^{-1}}{m_c^T}, \quad (5)$$

$$\Delta \left(\frac{1}{H} \right) = \frac{\hbar |e|}{S_T}, \quad (6)$$

$\varepsilon_g^T = 200 \text{ мэВ}$, Δ_T^{-1} – частота осцилляций ШдГ от минимального сечения S_{min}^T дырочной поверхности Ферми в T ($\vec{H} \parallel C_3$), m_c^T – минимальная циклотронная масса дырок в T ($\vec{H} \parallel C_3$).

Значение E_F^T энергии Ферми T -дырок составляло $E_F^T = (45 \pm 2 \text{ мэВ})$, то есть уровень Ферми T -дырок для данного состава нитей находился в запрещенной зоне ΔE_g^L в точке L зоны Бриллюэна (рис. 1).

Следует отметить, что полевые зависимости продольного магнитосопротивления (рис. 3) при низких температурах ($T = 4,2-2,1 \text{ К}$) не содержат аномального максимума в области слабых магнитных полей, характерного для нитей чистого Вi и сплавов Вi-Sn с содержанием Sn $> 0,03 \text{ ат.}\%$.

Особенности в виде размерного максимума в слабых магнитных полях и наличие отрицательного магнитосопротивления в сильных магнитных полях на зависимостях продольного магнитосопротивления связаны с проявлением гальваномагнитного размерного эффекта (ГМРЭ) Макдональда–Чамберса [17, 18].

Отсутствие положительного максимума магнитосопротивления в образцах, у которых уровень Ферми находится в области запрещенных энергий в точке L , вытекает из феноменологических выражений [19], в которых было пока-

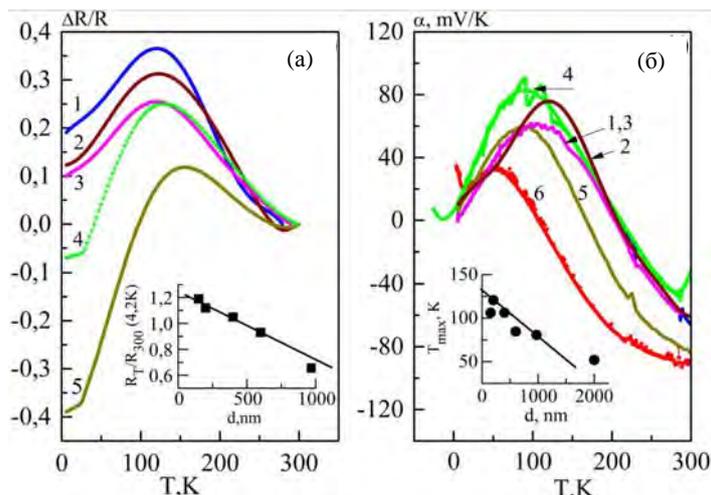


Рис. 6. Температурные зависимости (а) приведенного сопротивления $\Delta R/R(T)$ и (б) термоэдс $\alpha(T)$ нитей Bi-0,02at.%Sn разных диаметров: 1 – $d = 150$ нм; 2 – $d = 200$ нм; 3 – $d = 400$ нм; 4 – $d = 600$ нм; 5 – $d = 970$ нм; 6 – $d = 2000$ нм. На вставках: (а) – толщинные зависимости приведенного сопротивления $\Delta R/R(T)$ при 4,2 К и (б) – толщинные зависимости величины температурного максимума термоэдс $T_{\text{макс}}(d)$.

зано, что если концентрация электронов равна 0, то $\rho_{22}(H) = 1/lp\nu$, и в случае массивных образцов продольное магнитосопротивление отсутствует, если актуальными носителями являются лишь дырки в T , таким образом, для нитей объемное магнитосопротивление равно нулю, когда отсутствуют носители в L [19].

Были исследованы температурные зависимости сопротивления $R(T)$ и термоэдс $\alpha(T)$ нитей Bi-0,02at.%Sn различных диаметров в интервале температур 4,2–300 К (рис. 6а,б).

Как видно из рис. 6, на кривых $R(T)$ имеется аномальный максимум, положение которого смещается в область более низких температур при уменьшении диаметра нитей d . На вставке приведена толщинная зависимость относительного сопротивления $R_T/R_{300}(d)$ при 4,2 К. Сопротивление линейно возрастает с уменьшением диаметра примерно в 2 раза, что является проявлением размерного эффекта.

Температурные зависимости $\alpha(T)$ также проявляют размерную зависимость в виде аномального максимума положительной полярности, положение которого сдвигается по шкале температур в область более высоких температур (рис. 6б, вставка).

В области высоких температур термоэдс отрицательна, как и в нитях чистого висмута, что связано с размытием kT , которое приводит к участию в проводимости L -электронов с более высокими подвижностями в нитях сплава Bi-0,02at.%Sn. Уменьшение диаметра нитей d приводит к смещению точки смены знака в область более высоких температур.

Используя экспериментальные данные, приведенные на рис. 6а,б, были рассчитаны силовой фактор $P.f. = \alpha^2\sigma$ и его зависимость от

температуры. На рис. 7 представлены температурные зависимости $P.f.(T)$ для нитей Bi-0,02at.%Sn разных диаметров.

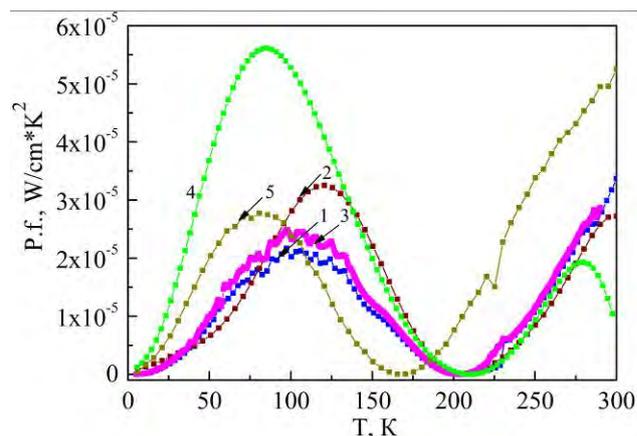


Рис. 7. Температурные зависимости силового фактора $P.f.(T)$ нитей 0,02at.%Sn разных диаметров: 1 – $d = 150$ нм; 2 – $d = 200$ нм; 3 – $d = 400$ нм; 4 – $d = 600$ нм; 5 – $d = 970$ нм.

Было установлено, что значение $P.f.$ немонотонно зависит от диаметра нитей d , достигая максимального значения $P.f. = 5,5 \cdot 10^{-5}$ Вт/см·К² при $T = 70$ –100 К в нитях с $d = 600$ нм (рис. 7, кривая 4), сдвигаясь в область более высоких температур с уменьшением диаметра нитей d .

Следует отметить, что в области максимальных значений $P.f.$ термоэдс становится положительной величиной, что является важным фактором, так как может быть использовано для p -ветвей термоэлектрических преобразователей энергии, где для n -ветвей обычно используются полупроводниковые сплавы $Bi_{1-x}Sb_x$.

ВЫВОДЫ

Получены монокристаллические нити Bi-0,02at.%Sn в стеклянной оболочке разных

диаметров. Исследование ШдГ осцилляций в нитях Bi-0,02at.%Sn в продольных и поперечных магнитных полях позволило оценить циклотронные массы, температуру Дингла и положение уровня Ферми дырок E_F^n .

Показано, что при легировании Bi оловом до 0,02at.% уровень Ферми T -дырок находится в области запрещенных энергий в точке L и проводимость при низких температурах осуществляется только T -дырками. Анизотропия поверхности Ферми T -дырок не меняется и составляет примерно 3,2, как и в чистом Bi.

Обнаружено, что температурные зависимости сопротивления $R(T)$, термоэдс $\alpha(T)$, магнитосопротивления $R(H)$ существенно зависят от диаметра нитей d и содержат особенности, связанные с проявлением размерных эффектов, в частности эффекта Макдональда–Чамберса в магнитном поле. На основе экспериментальных данных рассчитаны фактор мощности $\alpha^2\sigma$ и его зависимость от диаметра нитей и температуры.

Установлено, что максимальные значения силового фактора имеют место при $T = 75\text{--}120$ К, при этом термоэдс положительна, что открывает возможности использования нитей состава Bi-0,02at.%Sn в качестве p -ветвей в термоэлектрических преобразователях энергии [20].

Работа выполнена при поддержке институционального проекта 15.817.02.09А.

ЛИТЕРАТУРА

1. Goldsmid H.J. *Applications of Thermoelectricity*. London: Methuen & Co. Ltd., 1960.
2. Yim W.M. and Amith A. *Solid State Electron.* 1972, **15**(10), 1141–1165.
3. Анатычук Л.И. *Термоэлементы и термоэлектрические устройства*. Справочник, Киев: Наукова думка, 1979. 768 с.
4. Алексеевский Н.Е., Гайдуков Ю.П., Грибников З.С. и др. *Электроны в висмуте. Электроны проводимости*. М.: Наука, 1985. 416 с.
5. Дорофеев Е.А., Фальковский Л.А. *ЖЭТФ*. 1984, **87**(6), 2202–2213.
6. Lin Y.M., Sun X.Z., Dresselhaus M.S. *Phys Rev B*. 2000, **62**, 4610–4623.
7. Sun X., Zhang Z., Dresselhaus M.S. *Appl Phys Lett*. 1999, **74**(26), 4005–4007.
8. Harman T.C., Taylor P.J., Walsh M.P., LaForge B.E. *Science*. 2002, **297**(5590), 2229–32.
9. Иоффе А.Ф. *Физика полупроводников*. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 491 с.
10. Jandl P. *Proceedings of Eleventh International Conference on Thermoelectrics*. Arlington (Texas), USA, October 7–9, 1992, 254.
11. Родионов Н.А., Иванов Г.А., Редько Н.А. *ФТТ*. 1982, **24**(6), 1881–1884.
12. Brand N.B., Gitsu D.V., Nikolaeva A.A. and Ponomarev Ya.G. *Zh Exp Teor Fiz*. 1977, **72**, 2332–2334.
13. Nikolaeva A.A., Huber T.E., Gitsu D.V. and Konopko L.A. *Phys Rev B*. 2008, **77**, 035422.
14. Брандт Н.Б., Мюллер З., Пономарев Я.Г. *ЖЭТФ*. 1976, **71**(6), 2268–2277.
15. Брандт Н.Б., Чудинов С.М. *Электронная структура металлов*. М.: Изд. МГУ, 1973. 332 с.
16. Nikolaeva A.A., Konopko L.A., Huber T.E., Tsurkan A.K. at al. *Phys Status Solidi C*. 2014, **11**(7–8), 1373–1376.
17. Chambers R.G. *Proc Roy Soc*. 1950, **202A**, 378–394.
18. MacDonald D.K., Sarginson K. *Proc Roy Soc*. 1950, **203A**, 223–240.
19. Гицу Д.В., Голбан И.М., Канцер В.Г., Мунтяну Ф.М. *Явления переноса в висмуте и его сплавах*. Кишинев: Штиинца, 1983. 266 с.
20. Paothep Pichanusakorn, Prabhakar Bandaru. *Mate Sci Engg R*. 2010, **67**, 19–63.

Поступила 27.04.18

Summary

Using a set of glass-insulated Bi-0.02at.%Sn wires with diameters varying in a range of 0.2–1 μm prepared by liquid-phase casting via the Ulitovsky method, a complex of measurements of the temperature dependences of resistivity $\rho(T)$, thermoelectric power $\alpha(T)$, and magnetic field dependences $R(H)$ in a range of 4.2–300 K and Shubnikov-de Haas (SdH) oscillations in longitudinal and transverse magnetic fields up to 14 T in a temperature range of 2.1–20 K has been conducted. According to the SdH oscillation measurements, the minimum and maximum cyclotron masses, the Dingle temperature, and the position of the Fermi level ε_F in the Bi-0.02at.%Sn wires have been calculated. It has been shown that, at low temperatures, the conduction occurs only through T -holes, i.e., ε_F is located in the region of the band gap ΔE_g ; it has been found that the anisotropy of the Fermi surface of the T -holes does not change after doping. The observed anomalies in the temperature dependences $\rho(T)$, $\alpha(T)$, and at longitudinal magnetic field dependences $R(H)$, which depends on the wire diameter d , have been interpreted in terms of the occurrence of galvanomagnetic size effects. From the experimental data, power factor $P.f. = \alpha^2\sigma$ for the Bi-0.02at.%Sn wires with different diameters in a range of 4.2–300 K has been calculated as well as the maximum $P.f.$ value in different temperature ranges. It has been found that the maximum $P.f.$ value is achieved in a temperature range of 75–100 K when the thermoelectric power has a positive value, which is an important factor for thermoelectric applications at low temperatures.

Keywords: thermoelectric figure of merit, semimetal microwires, dimensional effects, Shubnikov de Haas oscillation.