

ЭФФЕКТ ШУБНИКОВА – де ГААЗА И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ИЗОЛЯТОРА $Sb_{2-x}Cu_xTe_3$

В. А. Кульбачинский^{a,b,c,d}, Д. А. Зиновьев^a, Н. В. Маслов^a, В. Г. Кыттин^a*

^a *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия*

^b *Московский физико-технический институт
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

^c *Национальный исследовательский ядерный университет – Московский инженерно-физический институт
115409, Москва, Россия*

^d *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 25 октября 2018 г.,
после переработки 10 января 2019 г.
Принята к публикации 10 января 2019 г.

Представлены результаты исследования влияния Cu на эффект Шубникова–де Гааза и электрофизические свойства монокристаллов p - $Sb_{2-x}Cu_xTe_3$ ($0 \leq x \leq 0.1$). В рамках параболической модели энергетического спектра по частотам осцилляций магнитосопротивления рассчитаны концентрации дырок и энергия Ферми в $Sb_{2-x}Cu_xTe_3$. Показано, что легирование Cu дает акцепторный эффект и существенно повышает частоты осцилляций Шубникова–де Гааза. На зависимостях холловского сопротивления от магнитного поля наблюдаются плато. Зависимости сопротивления от температуры подчиняются степенному закону с показателем степени $m = 1.2$, что характерно для рассеяния на фононах с вкладом рассеяния на ионизованных примесях. В отличие от других примесей показатель степени практически не изменяется при легировании Cu до максимальных исследованных концентраций.

DOI: 10.1134/S0044451019060130

1. ВВЕДЕНИЕ

Первыми экспериментально открытыми топологическими изоляторами стали сплавы $Bi_{1-x}Sb_x$ в полупроводниковой области [1]. Такие же поверхностные состояния были предсказаны в теллуридах и селенидах висмута и сурьмы [2] и наблюдались экспериментально в Bi_2Te_3 [3], Bi_2Se_3 [4], Sb_2Te_3 [5, 6].

Поверхностные состояния защищены симметрией обращения времени от рассеяния на дефектах, т. е. электроны в этих состояниях могут двигаться вдоль поверхности объемного материала почти без потери энергии. В обычных материалах даже малые возмущения (неровности рельефа поверхности или примеси) приводят к образованию запрещенной зоны для поверхностных состояний и поверхность пе-

рестает быть проводящей, поскольку уровень Ферми оказывается в запрещенной зоне. В топологических изоляторах поверхностные состояния гораздо более устойчивы, поскольку описывающий их гамильтониан инвариантен по отношению к малым возмущениям. Электроны ведут себя как безмассовые частицы и характеризуются линейной зависимостью энергии от импульса.

Таким образом, в объеме материал имеет запрещенную зону и не является проводником при низких температурах, если нет легирования, а на поверхности имеются состояния, обеспечивающие поверхностную проводимость. Поверхностные состояния внутри объемной запрещенной зоны с линейным законом дисперсии легко наблюдаются с помощью фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES). Основная проблема в теллуридах и селенидах висмута и сурьмы — большая объемная концентрация электронов или дырок, что полностью маскирует поверхностную проводимость.

* E-mail: kulb@mig.phys.msu.ru

Легирование или интеркалирование этих материалов — один из путей решения проблемы. Интеркалирование теллуридов и селенидов висмута и сурьмы достаточно легко осуществляется, так как они имеют слоистую структуру со слабыми ван-дер-ваальсовыми связями между квинтетами. Установлено, что Bi_2Te_3 , $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$, $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.75}\text{Se}_{0.25}$ могут быть интеркалированы литием и барием до концентраций 10^{21} см^{-3} [7–9]. Внедренные в ван-дер-ваальсовы щели атомы Li и Ba действуют как доноры, передавая электроны в матрицу. Концентрация дырок при этом уменьшается в образцах p -типа, а концентрация электронов увеличивается в образцах n -типа. Наиболее интересным оказалось интеркалирование медью. При интеркалировании Bi_2Se_3 в межслоевые пространства Cu действует как донор, передавая электроны в матрицу. А при легировании и замещении Bi в решетке медь оказывает акцепторное действие, понижая концентрацию электронов [10]. Интеркалирование Cu оказывает такое же донорное действие в Bi_2Te_3 [11, 12] и твердых растворах $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ [13]. Легирование с замещением Bi на Cu оказывает акцепторный эффект в твердых растворах $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ [14] и $\text{Bi}_{0.38}\text{Sb}_{1.62}\text{Te}_3$ [15], Bi_2Te_3 [16]. Интеркалирование медью Bi_2Se_3 привело к открытию сверхпроводимости в $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ [17]. Сверхпроводимость возникает в узком интервале концентрации Cu $0.12 < x < 0.15$ с температурой перехода $T_c = 3.8 \text{ К}$.

Сверхпроводящие свойства обнаружены и в Sb_2Te_3 [18–20]. По сравнению с теллуридами и селенидами висмута существенно меньше работ по интеркалированию и легированию медью Sb_2Te_3 . Известно, что в пленках легирование медью приводит к немонотонному возрастанию концентрации носителей заряда [21].

В настоящей работе мы исследовали эффект Шубникова–де Гааза и электрофизические свойства монокристаллов $p\text{-Sb}_{2-x}\text{Cu}_x\text{Te}_3$ ($0 \leq x \leq 0.1$).

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Монокристаллы $\text{Sb}_{2-x}\text{Cu}_x\text{Te}_3$ ($0 \leq x \leq 0.1$) были выращены методом Бриджмена из компонент, взятых в стехиометрическом соотношении, соответствующем требуемому составу. Слитки вначале раскалывались по плоскостям спайности, которые перпендикулярны оси C_3 (вдоль плоскостей (0001)). Образцы для измерений с характерными размерами $1 \times 0.5 \times 4 \text{ мм}^3$ вырезались на электроэрозионном станке. Электрические контакты паялись спла-

вом BiSb. Температурные зависимости сопротивления измерялись стандартным четырехконтактным методом. При этом ток направлялся по оси C_2 . Магнитное поле при измерениях направлялось вдоль оси C_3 . Для исследования эффекта Шубникова–де Гааза использовалось импульсное магнитное поле. Для измерений эффекта Холла в больших магнитных полях и осцилляций магнитосопротивления делалось четыре измерения при разных направлениях магнитного поля и тока и выделялся сигнал магнитосопротивления или Холла. Величина магнитного поля измерялась специальным сенсором, так что на приведенных далее графиках показаны величины измеренных магнитных полей. Измерения проводились при температуре 4.2 К, образец находился в жидком гелии.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Эффект Шубникова–де Гааза

Во всех образцах $\text{Sb}_{2-x}\text{Cu}_x\text{Te}_3$ ($0 \leq x \leq 0.1$) в сильных магнитных полях наблюдался эффект Шубникова–де Гааза. Было установлено, что с ростом величины x частота осцилляций монотонно растет. На рис. 1 показаны осцилляции и их фурье-спектры для двух образцов Sb_2Te_3 (1) и $\text{Sb}_{1.9}\text{Cu}_{0.1}\text{Te}_3$ (2). Как видно на рис. 1, при легировании Cu частота осцилляций F существенно возрастает, т. е. концентрация дырок сильно растет при легировании. Таким образом, замещение сурьмы на медь вызывает акцепторный эффект в теллуриде сурьмы.

Зонная структура кристаллов Sb_2Te_3 представлена на рис. 2. Ее особенностью является то, что точки экстремумов зон находятся внутри первой зоны Бриллюэна. В энергетическом спектре Sb_2Te_3 есть две зоны проводимости (нижняя 1 (LCB) и верхняя 2 (UCB) электронов) и две валентные зоны (легких 3 (LVB) и тяжелых 4 (HNB) дырок). Наличие зоны тяжелых дырок следует как из расчетов, так и из экспериментальных данных [22, 23], причем потолок зоны легких дырок находится выше потолка зоны тяжелых дырок приблизительно на 0.03 эВ [24, 25].

Кроме того, поверхностные состояния дают дираковский конус в спектре, расположенный в точке Γ зоны Бриллюэна [26] (см. рис. 2). Обе валентные зоны и нижняя зона проводимости в Sb_2Te_3 имеют по шесть эллипсоидов поверхности Ферми, которые центрированы в плоскости симметрии. Для легких

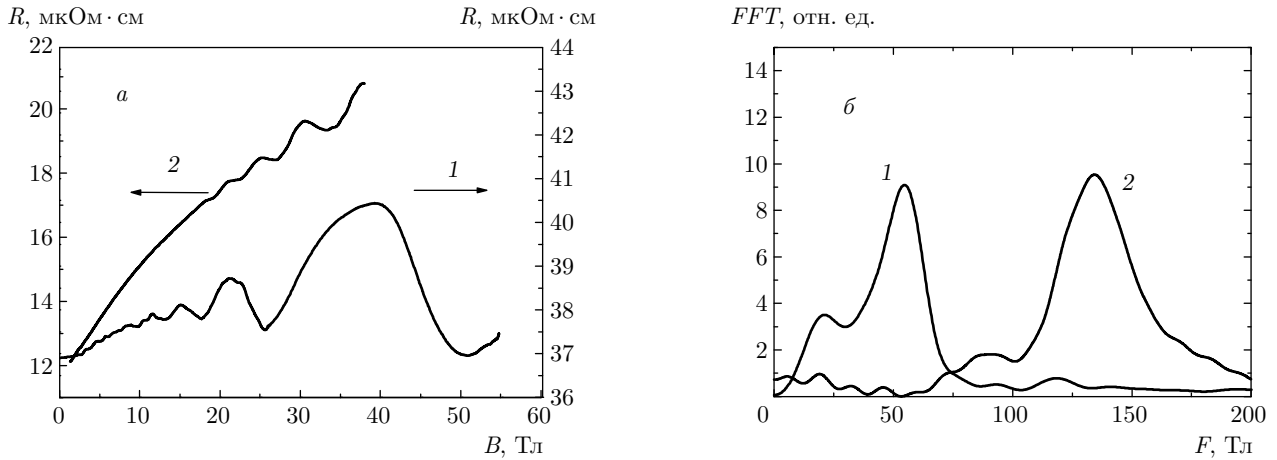


Рис. 1. Эффект Шубникова – де Гааза для Sb_2Te_3 и $\text{Sb}_{1.9}\text{Cu}_{0.1}\text{Te}_3$ (а) и фурье-спектры этих соединений (б)

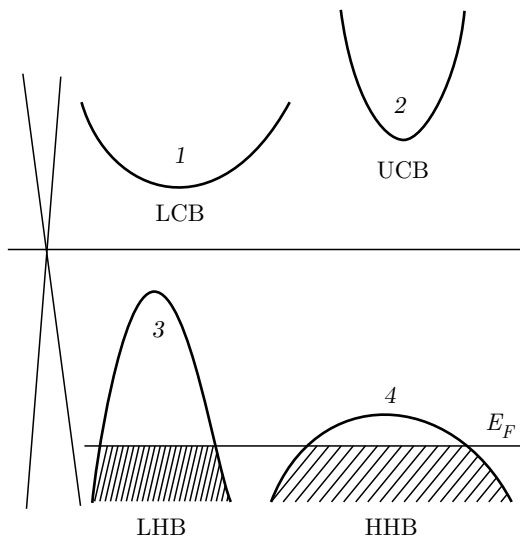


Рис. 2. Зонная структура Sb_2Te_3 : 1, 2 — экстремумы зоны проводимости; 3, 4 — экстремумы валентной зоны

дырок одна из осей эллипсоида, центрированного в плоскости xz , параллельна оси y (C_2), как показано на рис. 3.

Главные оси эллипсоидов наклонены в зеркальной плоскости xz (C_1C_3) относительно базисной плоскости на угол θ , который определен следующим образом:

$$\text{tg } 2\theta = 2\alpha_{23}/(\alpha_{22} - \alpha_{33}), \quad (1)$$

где $\alpha_{ij} = m_0/m_j$ — компоненты тензора обратных эффективных масс, зависящих от энергии в силу некоторой непараболичности спектра. Для Sb_2Te_3 значение θ составляет приблизительно 50° [27, 28]. Эллипсоидальная непараболическая зонная

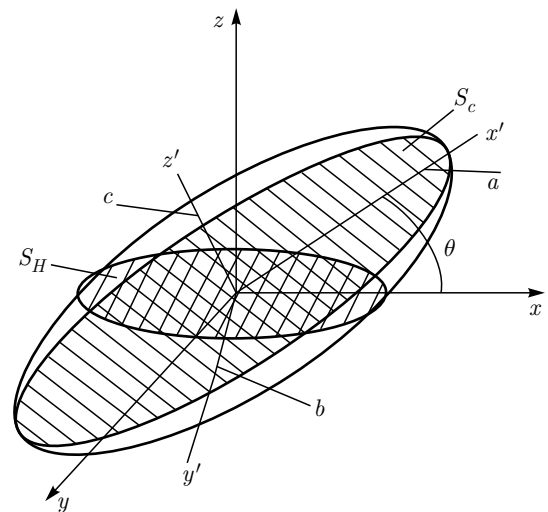


Рис. 3. Один эллипсоид поверхности Ферми Sb_2Te_3

модель достаточно хорошо описывает энергетический спектр верхней валентной зоны кристаллов Sb_2Te_3 . Закон дисперсии, соответствующий этой модели, имеет вид

$$\frac{2m_0E}{\hbar^2} = \alpha_{11}k_x^2 + \alpha_{22}k_y^2 + \alpha_{33}k_z^2 + 2\alpha_{23}k_yk_z. \quad (2)$$

Рассмотрим один из шести эллипсоидов поверхности Ферми (см. рис. 3) и введем следующие обозначения: a, b, c — полуоси эллипсоида; S_a, S_b, S_c — экстремальные сечения эллипсоида. Обозначим как S_H сечение эллипсоида плоскостью, проходящей через центр эллипсоида и перпендикулярной вектору магнитного поля, который на рисунке направлен вдоль оси z (C_3). Одна из осей каждого из двух эллипсоидов, центрированных в плоскости xz , парал-

лельна координатной оси y (C_2). Главные оси других четырех эллипсоидов наклонены в плоскости xz (C_1C_3) на угол θ относительно кристаллографических осей, который определен формулой (1). Значения полуосей эллипсоида можно выразить так:

$$a = \frac{\sqrt{2m_0E_F/\alpha'_{11}}}{\hbar}, \quad b = \frac{\sqrt{2m_0E_F/\alpha'_{22}}}{\hbar}, \quad (3)$$

$$c = \frac{\sqrt{2m_0E_F/\alpha'_{33}}}{\hbar};$$

$$\alpha'_{22} + \alpha'_{33} = \alpha_{22} + \alpha_{33}, \quad \alpha'_{22}\alpha'_{33} = \alpha_{22}\alpha_{33} - \alpha_{23}^2. \quad (4)$$

Используя простые преобразования, получим выражения для площадей экстремальных сечений эллипсоида:

$$S_a = \pi cb = \frac{2\pi m_0 E_F}{\hbar^2 \sqrt{\alpha'_{22}\alpha'_{33}}},$$

$$S_b = \pi ac = \frac{2\pi m_0 E_F}{\hbar^2 \sqrt{\alpha'_{11}\alpha'_{33}}}, \quad (5)$$

$$S_c = \pi ab = \frac{2\pi m_0 E_F}{\hbar^2 \sqrt{\alpha'_{11}\alpha'_{22}}}.$$

Параметры $\alpha'_{11} = 2.26$, $\alpha'_{22} = 32.5$, $\alpha'_{33} = 11.6$ [25, 27, 28].

Площадь сечения S_H может быть определена с учетом выражения для частоты осцилляций Шубникова–де Гааза $F = [\Delta(1/B)]^{-1}$, которая наблюдается при ориентации магнитного поля вдоль оси C_3 , как это было сделано в эксперименте:

$$S_H = 2\pi e \frac{F}{\hbar} = 2\pi e \left[\hbar \Delta \left(\frac{1}{B} \right) \right]^{-1} =$$

$$= \frac{2\pi m_0 E_F}{\hbar^2 (\alpha'_{22}\alpha'_{33} \sin^2 \theta + \alpha'_{11}\alpha'_{22} \cos^2 \theta)^{1/2}}. \quad (6)$$

Объем одного эллипсоида V выражается формулой

$$V = \frac{4\pi abc}{3} = \frac{4}{3} \left(\frac{S_a S_b S_c}{\pi} \right)^{1/2} =$$

$$= \frac{[4/3\pi^{1/2}] [S_H (\alpha'_{22}\alpha'_{33} \sin^2 \theta + \alpha'_{11}\alpha'_{22} \cos^2 \theta)^{1/2}]^{3/2}}{(\alpha'_{11}\alpha'_{22}\alpha'_{33})^{1/2}}. \quad (7)$$

Поскольку в верхней валентной зоне шесть эллипсоидов, концентрация легких дырок равна

$$p = 6 \cdot \frac{2V}{(2\pi\hbar)^3}. \quad (8)$$

Энергия Ферми вычисляется из формулы (6). Полученные значения приведены в таблице.

Таблица. Частоты осцилляций Шубникова–де Гааза F , энергии Ферми E_F , концентрации дырок p в $Sb_{1-x}Cu_xTe_3$

Соединение	F , Тл	E_F , мэВ	p , 10^{19} см $^{-3}$
Sb_2Te_3	54.6	103.4	3.39
$Sb_{1.99}Cu_{0.01}Te_3$	73.6	139.4	5.31
$Sb_{1.97}Cu_{0.03}Te_3$	78.3	148.3	5.83
$Sb_{1.95}Cu_{0.05}Te_3$	84.0	159.1	6.47
$Sb_{1.90}Cu_{0.10}Te_3$	134.3	254.4	13.09

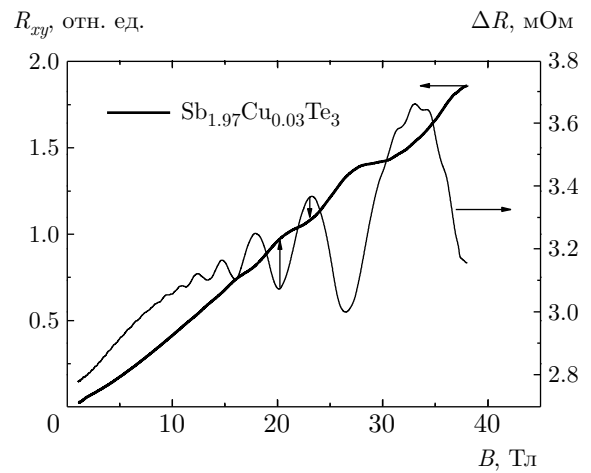


Рис. 4. Осцилляции Шубникова–де Гааза и сопротивление Холла $R_{xy}(B)$ для образца $Sb_{1.97}Cu_{0.03}Te_3$

Кроме того, исследовался эффект Холла в сильных магнитных полях. На зависимостях холловского сопротивления $R_{xy}(B)$ во всех образцах наблюдается плато. В качестве примера на рис. 4 приведена зависимость холловского сопротивления от магнитного поля для образца $Sb_{1.97}Cu_{0.03}Te_3$. Основной особенностью наблюдаемого эффекта является совпадение минимума поперечного магнитосопротивления с началом плато, как показано на рис. 4 вертикальной стрелкой для плато, начинающегося в магнитном поле 20 Тл. Плато заканчивается в максимуме поперечного магнитосопротивления, что также отмечено вертикальной стрелкой. В целочисленном квантовом эффекте Холла в двумерных системах положение плато строго соответствует минимуму магнитосопротивления и соответствует прохождению уровнем Ферми области локализованных состояний носителей заряда при развертке магнитно-

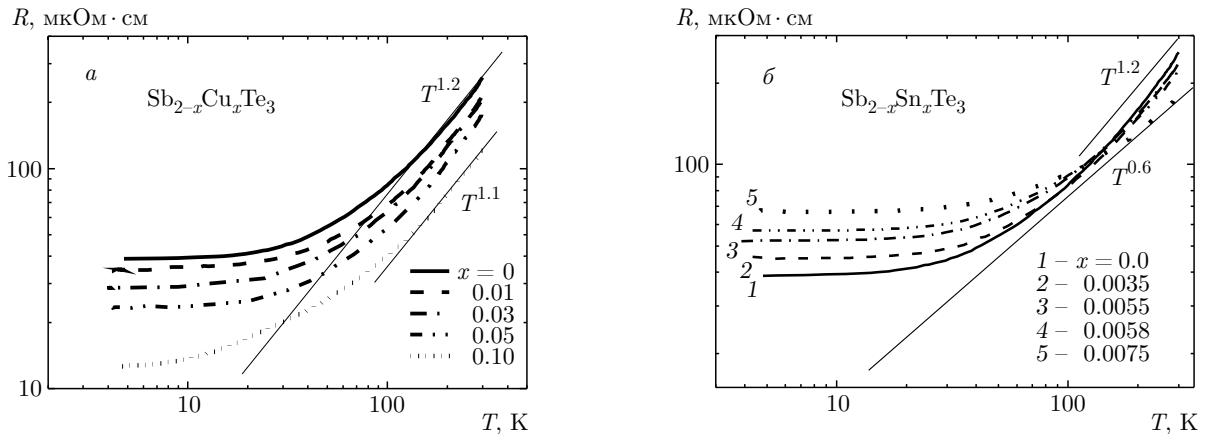


Рис. 5. Температурные зависимости удельного сопротивления образцов $\text{Sb}_{2-x}\text{Cu}_x\text{Te}_3$ (а) и $\text{Sb}_{2-x}\text{Sn}_x\text{Te}_3$ (б)

го поля [29, 30]. Плато в холловском сопротивлении впервые наблюдались в легированном оловом Bi_2Te_3 [31, 32]. Энергетический спектр носителей заряда в Bi_2Te_3 похож на аналогичный спектр Sb_2Te_3 , изображенный на рис. 2. Возникновение плато связано с тем, что в теллуриде висмута с оловом возникает примесная зона с высокой плотностью состояний, стабилизирующая уровень Ферми. Она находится приблизительно на 15 мэВ ниже потолка зоны легких дырок (номер 3 на рис. 2). Уровень Ферми находится в примесной зоне, и в квантующем магнитном поле дырки из примесной зоны перетекают на приближающийся к уровню Ферми уровень Ландау. Концентрация легких дырок растет при увеличении магнитного поля, так как растет вырождение уровня Ландау, что соответствует появлению плато в зависимости холловского сопротивления от магнитного поля. Максимум поперечного сопротивления соответствует выходу уровня Ландау и концу плато. Такой же эффект наблюдается в твердых растворах p -($\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$) $_2\text{Te}_3$ [31–36]. В случае исследованных в настоящей работе монокристаллов $\text{Sb}_{2-x}\text{Cu}_x\text{Te}_3$ роль резервуара дырок играет зона тяжелых дырок (номер 4 на рис. 2). В образцах с высокой концентрацией дырок уровень Ферми находится ниже потолка зоны тяжелых дырок, однако в магнитных полях до 50 Тл ввиду большой эффективной массы тяжелых дырок условие квантования для них не выполняется. Осцилляции магнитосопротивления наблюдаются только от зоны легких дырок. В холловском сопротивлении $R_{xy}(B)$ наличие зоны тяжелых дырок проявляется в появлении плато на зависимости $R_{xy}(B)$, которое появляется при приближении очередного уровня Ландау в зоне легких дырок к уровню Ферми и исчезает при выходе этого уровня (максимум магнитосопротивления).

3.2. Температурные зависимости сопротивления

Температурные зависимости сопротивления исследованных образцов $\text{Sb}_{2-x}\text{Cu}_x\text{Te}_3$ приведены на рис. 5а. Для всех образцов сопротивление R уменьшается при понижении температуры и насыщается при низких температурах. В температурном интервале 100–300 К зависимость $R(T)$ подчиняется степенному закону $R \propto T^m$ с показателем степени $m = 1.2$ для нелегированного образца Sb_2Te_3 . Отклонение от значения $m = 1.5$, характерного для рассеяния на фононах, связано, скорее всего, с вкладом рассеяния на ионизированных примесях. Показатель степени практически не изменяется при легировании Cu до максимальных исследованных концентраций. Отметим, что в монокристаллах $\text{Sb}_{2-y}\text{Sn}_y\text{Te}_3$ при увеличении содержания олова показатель степени сильно уменьшается и при $y = 0.0075$ составляет уже $m = 0.6$ [22], что соответствует увеличению вклада рассеяния на примесях.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы температурные зависимости сопротивления и эффект Шубникова–де Гааза в $\text{Sb}_{2-x}\text{Cu}_x\text{Te}_3$ ($0 < x < 0.10$). Во всех образцах в сильных магнитных полях наблюдается эффект Шубникова–де Гааза. Установлено, что с ростом величины x частота осцилляций монотонно растет, т.е. концентрация дырок растет при легировании. Наблюдается квантование холловского сопротивления, связанное с особенностями энергетического спектра $\text{Sb}_{2-x}\text{Cu}_x\text{Te}_3$.

Работа подготовлена по итогам XXXVIII Совещания по физике низких температур (НТ-38).

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Hsieh, D. Qian, L. Wray, Y. Xia, Y. S. Hor, R. J. Cava, and M. Z. Hasan, *Nature* **452**, 970 (2008).
2. H. Zhang, C.-X. Liu, X.-L. Qi, X. Dai, Z. Fang, and S.-C. Zhang, *Nature Phys.* **5**, 438 (2009).
3. Y. L. Chen, J. G. Analytis, J.-H. Chu, Z. K. Liu, S.-K. Mo, X. L. Qi, H. J. Zhang, D. H. Lu, X. Dai, Z. Fang, S. C. Zhang, I. R. Fisher, Z. Hussain, and Z.-X. Shen, *Science* **325**, 178 (2009).
4. Y. Xia, D. Qian, D. Hsieh, L. Wray, A. Pall, H. Lin, A. Bansil, D. Grauer, Y. S. Hor, R. J. Cava, and M. Z. Hasan, *Nature Phys.* **5**, 398 (2009).
5. G. Wang, X. Zhu, J. Wen, X. Chen, K. He, L. Wang, X. Ma, Y. Liu, X. Dai, Z. Fang, J. Jia, and Q. Xue, *Nano Res.* **3**(12), 874 (2010).
6. Y. Jiang, Y. Wang, M. Chen, Zhi Li, C. Song, Ke He, L. Wang, X. Chen, X. Ma, and Qi-Kun Xue, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 016401 (2012).
7. В. А. Кульбачинский, С. А. Азоу, З. Д. Ковалюк, М. Н. Пырля, С. Я. Скипидаров, *ФТТ* **33**, 812 (1991).
8. N. B. Brandt and V. A. Kulbachinskii, *Physica B: Cond. Mat.* **173**, 303 (1991).
9. V. A. Kulbachinskii, Z. D. Kovalyuk, and M. N. Pырля, *Phys. Stat. Sol. (b)* **169**, 157 (1992).
10. A. Vaško, L. Tichý, J. Horák, and J. Weissensteinm, *Appl. Phys.* **5**, 217 (1974).
11. J. Bludaska, S. Karamazov, J. Navratil, I. Jakubec, and J. Horak, *Sol. State Ion.* **171**, 251 (2004).
12. M.-K. Han, K. Ahn, H. J. Kim, J.-S. Rhyee, and S.-J. Kim, *J. Mater. Chem.* **21**, 11365 (2011).
13. W.-S. Liu, Q. Zhang, Y. Lan, S. Chen, X. Yan, Q. Zhang, H. Wang, D. Wang, G. Chen, and Z. Ren, *Adv. Energy. Mater.* **1**, 577 (2011).
14. M. Jeong, J.-Y. Tak, S. Lee, W.-S. Seo, H. K. Cho, and Y. S. Lim, *J. Alloys Comp.* **696**, 213 (2017).
15. Y. S. Lim, M. Song, S. Lee, T.-H. An, C. Park, and W.-S. Seo, *J. Alloys Comp.* **687**, 320 (2016).
16. H. J. Yu, M. Jeong, Y. S. Lim, W.-S. Seo, O.-J. Kwon, C.-H. Park, and H.-J. Hwang, *Royal Soc. Chem. Adv.* **4**, 43811 (2014).
17. Y. S. Hor, A. J. Williams, J. G. Checkelsky, P. Roushan, J. Seo, Q. Xu, H. W. Zandbergen, A. Yazdani, N. P. Ong, and R. J. Cava, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 057001 (2010).
18. J. Zhu, J. L. Zhang, P. P. Kong, S. J. Zhang, X. H. Yu, J. L. Zhu, Q. Q. Liu, X. Li, R. C. Yu, R. Ahuja, W. G. Yang, G. Y. Shen, H. K. Mao, H. M. Weng, X. Dai, Z. Fang, Y. S. Zhao, and C. Q. Jin, *Sci. Rep.* **3**, Article N: 2016 (2013).
19. L. Zhao, H. Deng, I. Korzhovska, M. Begliarbekov, Z. Chen, E. Andrade, E. Rosenthal, A. Pasupathy, V. Oganessian, and L. Krusin-Elbaum, *Nature Comm.* **6**, Article N: 8279 (2015).
20. S. G. Buga, V. A. Kulbachinskii, V. G. Kytin, G. A. Kytin, I. A. Kruglov, N. A. Lvova, N. S. Perov, N. R. Serebryanaya, S. A. Tarelkin, and V. D. Blank, *Chem. Phys. Lett.* **631–632**, 97 (2015).
21. D. Shia, R. Wang, G. Wang, C. Li, X. Shen, and Q. Niea, *Vacuum.* **145**, 347 (2017).
22. T. Thonhauser, T. J. Scheidemantel, J. O. Sofo, J. V. Badding, and G. D. Mahan, *Phys. Rev. B* **68**, 085201 (2003).
23. V. A. Kulbachinskii, Z. M. Dashevskii, M. Inoue, M. Sasaki, H. Negishi, W. X. Gao, P. Lostak, J. Horak, and A. de Visser, *Phys. Rev. B* **52**, 10915 (1995).
24. В. А. Кульбачинский, Н. Е. Клокова, Я. Горак, П. Лопштяк, С. А. Азоу, Г. А. Миронова, *ФТТ* **31**, 205 (1989).
25. V. A. Kulbachinskii, N. Miura, H. Nakagawa, C. Drasar, and P. Lostak, *J. Phys.: Cond. Matt.* **11**, 5273 (1999).
26. Xiao-Liang Qi and Shou-Cheng Zhang, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1057 (2011).
27. В. А. Кульбачинский, В. Г. Кытин, А. Ю. Каминский, П. Лостак, Ч. Драшар, А. де Виссер, *ЖЭТФ* **117**, 1242 (2000).
28. В. А. Кульбачинский, А. Ю. Каминский, П. М. Тарасов, П. Лостак, *ФТТ* **48**, 594 (2006).
29. V. A. Kulbachinskii, I. S. Vasil'evskii, R. A. Lunin, G. Galistu, A de Visser, G. B. Galiev, S. S. Shirokov, and V. G. Mokerov, *Semicond. Sci. Technol.* **22**, 222 (2007).
30. Н. Б. Брандт, В. А. Кульбачинский, *Квазичастицы в физике конденсированного состояния*, Гл. 20, Физматлит, Москва (2016).
31. В. А. Кульбачинский, А. Ю. Каминский, Н. Мияджима, М. Сасаки, Х. Негиши, М. Иноуе, Х. Кадоматсу, *Письма в ЖЭТФ* **70**, 754 (1999).

32. V. A. Kulbachinskii, N. B. Brandt, P. A. Cheremnykh, S. A. Azou, J. Horak, and P. Lostak, *Phys. Stat. Sol. (b)* **150**, 237 (1988).
33. V. A. Kulbachinskii, A. Yu. Kaminsky, R. A. Lunin, K. Kindo, Y. Narumi, K. Suga, S. Kawasaki, M. Sasaki, N. Miyajima, P. Lostak, and P. Hajek, *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 1133 (2002).
34. N. Miyajima, M. Sasaki, H. Negishi, M. Inoue, V. A. Kulbachinskii, A. Yu. Kaminskii, and K. Suga, *J. Low Temp. Phys.* **123**, 219 (2001).
35. M. Sasaki, N. Miyajima, H. Negishi, M. Inoue, V. A. Kulbachinskii, K. Suga, Y. Narumi, and K. Kindo, *Physica B: Cond. Mat.* **298**, 510 (2001).
36. M. Inoue, N. Miyajima, M. Sasaki, H. Negishi, H. Kadomatsu, and V. A. Kulbachinskii, *Physica B: Cond. Mat.* **284**, 1718 (2000).