

Гальваномагнитные свойства в анизотропных слоистых пленках на основе халькогенидов висмута

© О.А. Усов, Л.Н. Лукьянова, М.П. Волков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: oleg.usov@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 12 августа 2021 г.

В окончательной редакции 28 августа 2021 г.

Принята к публикации 28 августа 2021 г.

В анизотропных слоистых пленках многокомпонентного твердого раствора $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$ в сильных магнитных полях от 2 до 14 Тл при низких температурах проведено исследование квантовых осцилляций магнетосопротивления, связанных с поверхностными состояниями электронов в 3D топологических изоляторах. Из анализа спектрального распределения амплитуд квантовых осцилляций магнетосопротивления определены основные параметры поверхностных состояний фермионов Дирака. Проведено сравнение результатов с данными, полученными методом сканирующей туннельной спектроскопии. Показано, что высокая поверхностная концентрация определяет вклад поверхностных состояний фермионов Дирака в термоэлектрические свойства пленок $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$.

Ключевые слова: теллурид висмута, пленки, твердые растворы, топологический изолятор, осцилляции магнетосопротивления.

DOI: 10.21883/FTR.2021.12.51692.08

1. Введение

Возможность практического использования топологических явлений, обнаруженных в большинстве термоэлектриков, среди которых твердые растворы на основе халькогенидов висмута являются одними из перспективных материалов [1], определяет необходимость исследования аномальных свойств топологических поверхностных состояний фермионов Дирака с линейной дисперсией и сильной связью между спином и импульсом, препятствующей рассеянию фермионов на немагнитных примесях и дефектах [2]. В настоящее время свойства поверхностных электронных состояний, обнаруженные в Bi_2Te_3 , применяются в фотонике в системах оптической связи для синхронизации оптоволоконных лазеров [3,4]. В термоэлектричестве и электронике активно исследуется эффект сверхтекучести экситонов [5,6], приводящий к увеличению проводимости.

Новый подход использования топологических поверхностных состояний связан со спин-эффектом Зеебека, который наблюдается в гетероструктурах, состоящих из топологического изолятора $(\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x})_2\text{Te}_3$ и ферромагнитного изолятора иттриевого феррита-граната (YIG) [7]. В пленке YIG при наличии градиента температуры генерируются неравновесные спиновые волны (магноны), а в топологическом изоляторе $(\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x})_2\text{Te}_3$ при оптимальном положении уровня Ферми создается электрическое напряжение за счет спинового эффекта Зеебека.

Практическое использование вклада топологических поверхностных состояний фермионов Дирака в термоэлектрические свойства было обнаружено в области электронных изоструктурных топологических фазовых

переходов в слоистых пленках многокомпонентных термоэлектриков на основе теллурида висмута [8,9] при давлениях 3–4 ГПа, которым соответствует повышение параметра мощности в 2.5 раза при комнатной температуре по сравнению с нормальными условиями.

Детальная информация об особенностях топологических поверхностных состояний фермионов Дирака в термоэлектриках на основе халькогенидов висмута может быть получена из исследований гальваномагнитных свойств в сильных магнитных полях [10–12]. К основным параметрам, которые определяют из осцилляций магнетосопротивления при низких температурах, относятся: частота циклотронного резонанса F , поверхностная концентрация фермионов n_s , волновой вектор k_F , циклотронная эффективная масса $m_{\text{сyc}}$, скорость Ферми v_F , энергия Ферми E_F , время релаксации τ , длина свободного пробега l_F и подвижность μ фермионов.

Для исследования поверхностных электронных состояний фермионов Дирака [13] в последние годы используют метод сканирующей туннельной спектроскопии (СТС). Этот метод позволяют определить дифференциальную туннельную проводимость, пропорциональную электронной плотности состояний, положение точки Дирака и другие параметры, некоторые из которых получают также из осцилляционных эффектов.

Настоящая работа посвящена исследованию квантовых осцилляций магнетосопротивления в магнитных полях до $B = 14$ Тл при низких температурах в анизотропных слоистых пленках многокомпонентного твердого раствора $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$ с оптимальными термоэлектрическими свойствами вблизи комнатной температуры с целью определения параметров топологических поверхностных состояний фермионов Дирака. Проводится сравнение полученных результатов с данными

исследований спектров дифференциальной туннельной проводимости, полученных методом СТС.

2. Квантовые осцилляции магнетосопротивления. Частота осцилляций магнетосопротивления

Квантовые осцилляции магнетосопротивления, возникающие в кристаллических материалах в магнитном поле в результате периодической модуляции плотности состояний электронов с частотой циклотронного резонанса F , описываются как функция магнитного поля B в модели Лифшица–Косевича [14] и используются для анализа и определения параметров поверхностных состояний фермионов Дирака в топологических изоляторах [15].

Исследования топологических поверхностных состояний фермионов Дирака в анизотропных слоистых пленках многокомпонентных твердых растворов $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$ проводились на основе анализа зависимостей поперечного магнетосопротивления ρ_{xx} , измеренного на установке Physical Property Measurement System (PPMS) Transport Option в магнитных полях до $B = 14$ Тл при низких температурах $T = 3, 5, 10$ К. Пленки от субмикронной толщины до 300 нм были получены с помощью липкой ленты последовательным расслоением монокристаллических зерен объемных твердых растворов вдоль межслоевой ван-дер-ваальсовой поверхности (0001), которая перпендикулярна кристаллографической оси 3-го порядка c .

Экспериментальные зависимости магнетосопротивления от магнитного поля $\rho_{xx}(B)$ (рис. 1) после сглаживания для удаления шумов и вычитания фоновых линий, аппроксимированных полиномами третьей степени, использовали для построения осцилляций магнетосопротивления $\Delta\rho_{xx}$ от обратной величины магнитного

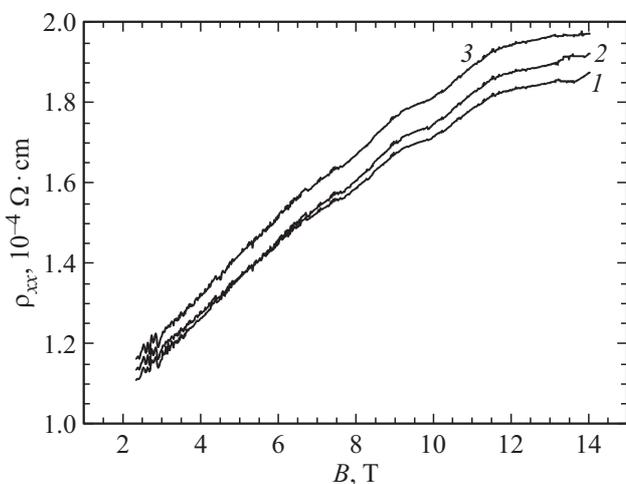


Рис. 1. Зависимости магнетосопротивления $\Delta\rho_{xx}$ (1–3) от магнитного поля B в пленке $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$ для температур T , К: 1 — 3, 2 — 5, 3 — 10.

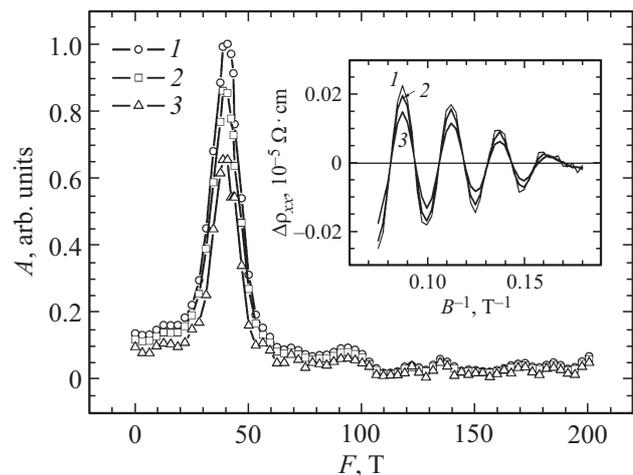


Рис. 2. Спектральные распределения амплитуд осцилляций магнетосопротивления A с максимумом на частоте F в пленке $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$, полученные после вычитания фона методом БПФ из зависимостей $\Delta\rho_{xx}(B^{-1})$, приведенных на вставке при температурах 3, 5 и 10 К.

поля B^{-1} . Методом быстрого преобразования Фурье (БПФ) была определена частота циклотронного резонанса F (рис. 2) из $\Delta\rho_{xx}(B^{-1})$.

Из анализа спектрального распределения амплитуд осцилляций магнетосопротивления (рис. 2, кривые 1–3) в пленке $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$ следует, что циклотронная резонансная частота осцилляций $F = 40$ Тл. В многокомпонентных твердых растворах на основе Bi_2Te_3 [11,16,17] возможно появление дополнительных резонансных частот вследствие искажений конуса Дирака, которые приводят к возникновению особенностей поверхности Ферми. Однако небольшие замещения атомов в обеих подрешетках Bi и Te в пленке $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$ не приводят к искажению спектрального распределения амплитуд осцилляций магнетосопротивления (рис. 2) по сравнению с твердым раствором $\text{Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.94}\text{Se}_{0.06}$ с большим суммарным количеством замещенных атомов [17]. Максимальные значения амплитуд осцилляций магнетосопротивления A в зависимости от частоты F уменьшаются с ростом температуры. Для описания сечения поверхности Ферми используется круг с центром в точке Γ зоны Бриллюэна [15].

3. Площадь сечения поверхности Ферми, волновой вектор, поверхностная концентрация фермионов

В модели Лифшица–Косевича [14] были рассчитаны параметры поверхностных состояний фермионов Дирака для слоистых пленок $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$ из анализа спектрального распределения амплитуд квантовых осцилляций магнетосопротивления (рис. 2, кривые 1–3).

Частота циклотронного резонанса F , сечение поверхности Ферми $S(k_F)$, волновой вектор k_F , энергия Ферми E_F , поверхностная концентрация фермионов n_s , циклотронная эффективная масса m_{cyc}/m_e , время релаксации τ , температура Дингла T_D , длина свободного пробега l_F , скорость Ферми v_F , подвижность μ , и циклотронная частота ω для пленки $\text{Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$

F , Т	$S(k_F)$, нм^{-2}	k_F , нм^{-1}	E_F , мэВ	n_s , 10^{12} , см^{-2}	m_{cyc}/m_e	τ , 10^{-13} , с	T_D , К	l_F , нм	v_F , 10^5 , м/с	μ , $\text{м}^2(\text{В} \cdot \text{с})$	ω , ТГц
40	0.38	0.35	77.2	1.0	0.12	3.4	3.59	114	3.36	0.50	5.86
[17] 10		0.17	6.43	0.24	0.18	2.9	4.2	32.1	1.12	0.25	
[17] 27		0.29	26.0	0.65	0.12	3.5	3.4	98	2.76	0.51	

Согласно соотношениям Онзагера [14], частота квантовых осцилляций магнетосопротивления F пропорциональна площади сечения поверхности Ферми $S(k_F)$:

$$F = \left(\frac{\hbar}{2\pi e} \right) S(k_F), \quad (1)$$

где k_F — волновой вектор электрона, для сечения поверхности Ферми $S(k_F)$ в форме круга

$$k_F = \sqrt{\frac{S(k_F)}{\pi}}. \quad (2)$$

Поверхностная концентрация фермионов n_s определяется в виде

$$n_s = \frac{k_F^2}{4\pi}. \quad (3)$$

Поверхностная концентрация фермионов n_s является одним из параметров, определяющих вклад поверхностных состояний фермионов Дирака в термоэлектрические свойства материала. В пленке $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$ с высоким параметром мощности, равным $46.3 \cdot 10^{-6} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-1} \text{К}^{-2}$, величина $n_s = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при низких температурах в соответствии с (1–3), была выше, чем в составе $\text{Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.94}\text{Se}_{0.06}$ [17] (см. таблицу).

Исследования в твердых растворах $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$ дифференциальной туннельной проводимости методом сканирующей туннельной спектроскопии при комнатной температуре показали, что поверхностная концентрация $n_s = 2.8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ [18]. Как следует из полученных в настоящей работе данных, величина n_s возрастает с температурой. Кроме того, величина n_s в $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$ выше, чем в составах системы твердых растворов $n\text{-Bi}_2\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ [18]. Таким образом, увеличение вклада поверхностных состояний в пленке $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$ по сравнению с исследованными термоэлектриками определяется ростом поверхностной концентрации фермионов Дирака.

4. Уровни Ландау

Осцилляции магнетосопротивления в сильном магнитном поле связаны с изменениями заселенности уровней Ландау, энергия между которыми равна энергии циклотронного резонанса. Характер распределения заселенности описывается диаграммой уровней Ландау, в которой величины обратного магнитного поля, соответствующие минимумам амплитуд осцилляций, линейно зависят от целых индексов n , а максимумы — от по-

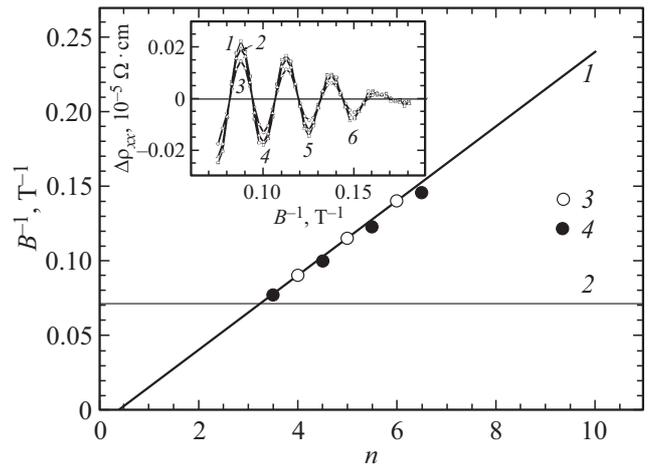


Рис. 3. Зависимость индексов уровней Ландау n от обратного магнитного поля B^{-1} , в пленке $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$, полученная из минимумов амплитуд осцилляций $\Delta\rho_{xx}(B^{-1})$ (вставка) при температурах T , К: 1 — 3, 2 — 5, 3 — 10. n : 4, 5, 6 — индексы уровней Ландау. Точки 3 — минимумы, точки 4 — максимумы амплитуд осцилляций $\Delta\rho_{xx}(B^{-1})$. Линия 1 — линейная экстраполяция значений n , линия 2 — соответствует максимальному значению магнитного поля $B = 14$ Тл. Отклонение величины экспериментального фазового сдвига, связанного с фазой Берри, являющейся характеристикой кривизны циклотронной орбиты и дисперсии электронов [19], может быть обусловлено влиянием зеемановского расщепления и искажением линейной дисперсии дираковских фермионов.

лучелых индексов уровней Ландау [14]. Линейная зависимость, построенная методом наименьших квадратов (МНК) на периодической совокупности минимумов и максимумов амплитуд осцилляций магнетосопротивления в пленке $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$, позволяет определить индексы уровней Ландау n , которые равны 4, 5, 6 (рис. 3). Продолжение линейной зависимости (рис. 3, кривая 1) до пересечения с осью индексов уровней Ландау n позволяет определить сдвиг, соответствующий фазе Берри при $\beta = 0.4$.

5. Циклотронная эффективная масса

Циклотронная эффективная масса m_{cyc} была определена методом МНК из температурной зависимости ампли-

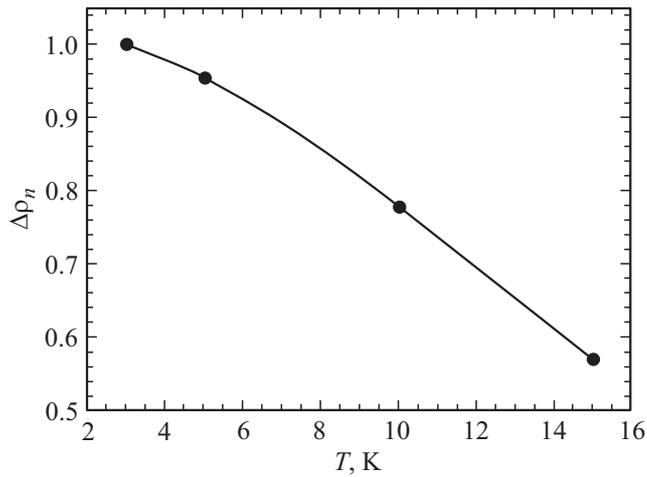


Рис. 4. Температурная зависимость амплитуд осцилляций магнетосопротивления $\Delta\rho_n$ ($\text{Tл} \cdot \text{B}^{-1}$) при максимальных значениях амплитуд в магнитном поле $B = 13.3 \text{ Тл}$, нормированных на амплитуду при $T = 3 \text{ К}$, в пленке $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$.

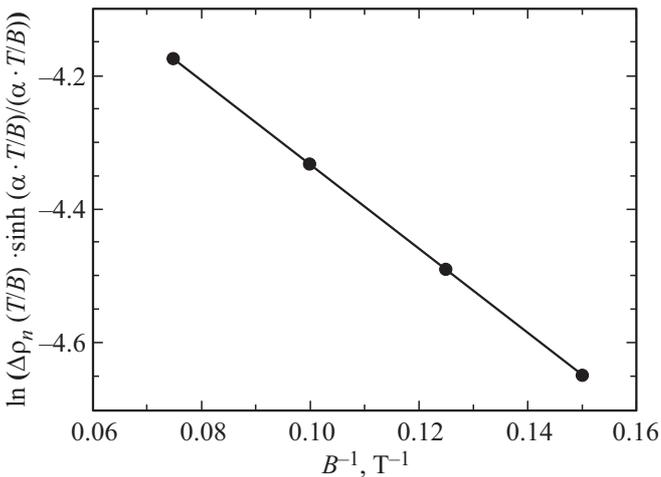


Рис. 5. Зависимость функции Дингла $\ln(\Delta\rho_n(T/B) \sinh(\alpha T/B)/(\alpha T/B))$ от обратного магнитного поля B^{-1} , определяющая температуру Дингла T_D в пленке $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$, для которой $T_D = 3.6 \text{ К}$.

туд осцилляций магнетосопротивления при максимальных значениях амплитуд в магнитном поле $B = 13.3 \text{ Тл}$ (см. вставку на рис. 2). При расчете $m_{\text{сус}}$ амплитуды осцилляций магнетосопротивления были нормированы к амплитуде, соответствующей минимальной температуре 3 К (рис. 4). Функция температурной зависимости амплитуд осцилляций магнетосопротивления имеет вид: $\Delta\rho_n(m_c T B^{-1}) = (\alpha_0 m_c T B^{-1}) / \sinh(\alpha_0 m_c T B^{-1})$, где $\alpha_0 = 2\pi^2 k_B / \hbar m_e / e = 14.69 \text{ Тл} \cdot \text{К}^{-1}$, $m_c = m_{\text{сус}} / m_e$. k_B , \hbar , m_e , e — константа Больцмана, приведенная константа Планка, масса и заряд электрона соответственно. Полученная величина $m_{\text{сус}} = 0.12$ вместе с волновым вектором k_F позволяют определить скорость v_F и энергию Ферми E_F (см. таблицу).

По данным СТС [18], в пленке $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$ точка Дирака E_D , положение которой существенно зависит от состава материала, расположена приблизительно в центре запрещенной зоны и на расстоянии 0.8 мэВ от края валентной зоны. Поэтому даже при температуре 3 К и энергии $E_F = 77 \text{ мэВ}$ уровень Ферми в пленке находится у края зоны проводимости. Это позволяет объяснить большое время релаксации Дингла τ и подвижности μ , так как установлено [10], что в 3D топологических изоляторах n - и p -типа в результате интерференции фермионов Дирака и объемных электронов зоны проводимости происходит сильное ослабление рассеяния фермионов, если уровень Ферми оказывается вблизи одного из краев запрещенной зоны.

6. Температура Дингла

Температура Дингла T_D и время релаксации рассеяния Дингла τ в модели Лифшица–Косевича описывают спад амплитуд осцилляций с уменьшением магнитного поля, связанного с рассеянием фермионов на примесях. Температура и время релаксации Дингла определяются из зависимости амплитуд осцилляции от магнитного поля при фиксированной температуре. В данном случае используются 4 максимума амплитуд осцилляций ($B^{-1} = 0.1, 0.125, 0.15, 0.175 \text{ Тл}^{-1}$) при температуре $T = 3 \text{ К}$ (рис. 5).

Температура Дингла T_D была определена методом МНК из наклона линейной зависимости (рис. 5), которая описывается функцией $\ln(\Delta\rho_n(T/B) \sinh(\alpha T/B)/(\alpha T/B)) = \alpha T_D / B$ от обратного магнитного поля B . Константа $\alpha = 1.763 \text{ Тл} \cdot \text{К}^{-1}$ для пленки $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$, так как зависит от циклотронной эффективной массы $m_{\text{сус}}$. С использованием волнового вектора k_F , скорости Ферми v_F и эффективной массы $m_{\text{сус}}$ были рассчитаны следующие параметры фермионов Дирака: время релаксации τ , длина свободного пробега l_F и подвижность электронов μ , представленные в таблице.

Длина свободного пробега фермионов $l_F = 114 \text{ нм}$ в пленке $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$ существенно выше, чем в твердом растворе $\text{Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.94}\text{Se}_{0.06}$ (см. таблицу). Значение l_F обычно заметно меньше длины квантовой фазовой когерентности l_ϕ , связанной с процессами неупругого рассеяния электронов [12]. По оценкам в пленке Bi_2Te_3 $l_\phi = 350 \text{ нм}$ при 4.2 К , а длина свободного пробега $l_F \sim 60 \text{ нм}$ [20,21]. При таких величинах l_ϕ квантовые эффекты, связанные с поверхностными состояниями дираковских фермионов, могут наблюдаться не только в сверхтонких образцах, но и в образцах до нескольких сотен нанометров.

7. Заключение

В анизотропных слоистых пленках многокомпонентного твердого раствора $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$ с высо-

ким параметром мощности, относящегося к топологическим изоляторам, исследованы квантовые осцилляции магнетосопротивления в сильных магнитных полях до $B = 14$ Тл при низких температурах 3–10 К. Параметры поверхностных состояний фермионов Дирака были рассчитаны в модели Лифшица–Косевича из анализа спектрального распределения амплитуд квантовых осцилляций магнетосопротивления. Идентифицированы экстремальные точки амплитуд осцилляций магнетосопротивления, определены соответствующие им индексы уровней Ландау и фаза Берри, подтверждающая топологический характер поверхностных состояний фермионов Дирака.

Сравнение величины энергии уровня Ферми E_F и поверхностной концентрации фермионов n_s в пленке n -Bi_{1.92}In_{0.02}Te_{2.85}Se_{0.15} с аналогичными данными, полученными при исследовании спектров дифференциальной туннельной проводимости методом сканирующей туннельной спектроскопии при комнатной температуре, показали, что величина n_s возрастает с ростом температуры, а уровень Ферми при низких температурах находится вблизи края зоны проводимости.

Показано, что величина поверхностной концентрации фермионов n_s в пленке n -Bi_{1.92}In_{0.02}Te_{2.85}Se_{0.15} при низких температурах до $1 \cdot 10^{12}$ см⁻² практически в 2 раза больше, чем в составе Bi_{1.6}Sb_{0.4}Te_{2.94}Se_{0.06}, что определяет увеличение вклада поверхностных состояний в термоэлектрические свойства в исследованной пленке за счет роста n_s .

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 20-08-00464).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J. Heremans, R. Cava, N. Samarth. *Nature Rev. Mater.*, **2**, 17049 (2017).
- [2] N. Xu, Y. Xu, J. Zhu. *npj Quant. Mater.*, **2**, 51 (2017).
- [3] G. Jiang, J. Yi, L. Miao, P. Tang, H. Huang, C. Zhao, S. Wen. *Sci. Rep.*, **8**, 2355 (2018).
- [4] L. Zhang, J. Liu, J. Li, Z. Wang, Y. Wang, Y. Ge, W. Dong, Xu, H. Zhang, W. Zhang. *Laser Photon. Rev.*, **14**, 1900409 (2020).
- [5] R.V. Gorbachev, A.K. Geim, M.I. Katsnelson, K.S. Novoselov, T. Tudorovskiy, I.V. Grigorieva, A.H. MacDonald, S.V. Morozov, K. Watanabe, T. Taniguchi, L.A. Ponomarenko. *Nature Physics*, **8**, 896 (2012).
- [6] Y. Hou, R. Wang, R. Xiao, L. McClintock, H.C. Travaglini, J.P. Francia, H. Fetsch, O. Erten, S.Y. Savrasov, B. Wang, A. Rossi, I. Vishik, E. Rotenberg, D. Yu. *Nature Commun.*, **10**, 5723 (2019).
- [7] Z. Jiang, C.-Z. Chang, M.R. Masir, C. Tang, Y. Xu, J.S. Moodera, A.H. MacDonald, J. Shi. *Nature Commun.*, **7**, 11458 (2016).
- [8] И.В. Коробейников, Н.В. Морозова, Л.Н. Лукьянова, О.А. Усов, С.В. Овсянников. *ФТП*, **53**, 741 (2019).
- [9] I.V. Korobeinikov, N.V. Morozova, L.N. Lukyanova, O.A. Usov, V.A. Kulbachinskii, V.V. Shchennikov, S.V. Ovsyannikov. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **51** (2), 025501 (2018).
- [10] H. Liu, S. Liu, Y. Yi, H. He, J. Wang. *2D Mater.*, **2**, 045002 (2015).
- [11] С.И. Веденеев. *УФН*, **187**, 411 (2017).
- [12] L. Bao, L. He, N. Meyer, X. Kou, P. Zhang, Z. Chen, A.V. Fedorov, J. Zou, T.M. Riedemann, T.A. Lograsso, K.L. Wang, G. Tuttle1, F. Xiu. *Sci.Rep.*, **2**, 726 (2012).
- [13] X. He, H. Li, L. Chen, K. Wu. *Sci. Rep.*, **5**, 8830 (2015).
- [14] D. Shoenberg. *Magnetic oscillations in metals*. Ser. *Monographs on physics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2009).
- [15] Y. Ando. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **82**, 102001 (2013).
- [16] N.H. Tu, Y. Tanabe, Y. Satake, K.K. Huynh, P.H. Le, S.Yu. Matsushita, K. Tanigaki. *Nano Lett.*, **17**, 2354 (2017).
- [17] Л.Н. Лукьянова, О.А. Усов, М.П. Волков. *ФТП*, **53**, 626 (2019).
- [18] L.N. Lukyanova, I.V. Makarenko, O.A. Usov. *J. Phys.: Condens. Matter*, **32**, 465701 (2020).
- [19] A.R. Wright, R.H. McKenzie. *Phys. Rev. B*, **87**, 085411 (2013).
- [20] Л.Н. Лукьянова, Ю.А. Бойков, В.А. Данилов, О.А. Усов, М.П. Волков, В.А. Кутасов. *ФТП*, **56**, 907 (2014).
- [21] Л.Н. Лукьянова, Ю.А. Бойков, В.А. Данилов, О.А. Усов, М.П. Волков. *ФТП*, **51**, 880 (2017).

Galvanomagnetic properties in anisotropic layered films based on bismuth chalcogenides

O.A. Usov, L.N. Lukyanova, M.P. Volkov

Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract In anisotropic layered films of a multicomponent n -Bi_{1.92}In_{0.02}Te_{2.85}Se_{0.15} solid solution in strong magnetic fields from 2 to 14T at low temperatures, quantum oscillations of magnetoresistance associated with surface states of electrons in 3D topological insulators were studied. From the analysis of the spectral distribution of the amplitudes of quantum oscillations of magnetoresistance, the main parameters of the Dirac fermion surface states are determined. A comparison of the results with the data obtained by the method of scanning tunnel spectroscopy was carried out. It is shown that a high surface concentration determines the contribution of the Dirac fermion surface states to the thermoelectric properties of n -Bi_{1.92}In_{0.02}Te_{2.85}Se_{0.15}.