

03,08

## Осцилляции магнетосопротивления в пленках многокомпонентных топологических изоляторов на основе теллурида висмута

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

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: lidia.lukyanova@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 8 марта 2024 г.

В окончательной редакции 8 марта 2024 г.

Принята к публикации 14 марта 2024 г.

В слоистых пленках твердых растворов  $n\text{-(Bi,Sb,In)}_2(\text{Te,Se})_3$ , которые являются топологическими 3D-изоляторами, проведен анализ квантовых осцилляций и температурных зависимостей магнетосопротивления в магнитных полях до 14 Т. В рамках теории Лифшица–Косевича рассчитаны параметры поверхностных состояний фермионов Дирака и установлено, что исследованные пленки характеризуются двумя частотами циклотронного резонанса. Поверхностная концентрация фермионов Дирака возрастает в пленках с высоким параметром термоэлектрической мощности при замещениях атомов в подрешетке Bi на In по сравнению с замещениями  $\text{Sb} \rightarrow \text{Bi}$ . Рассчитаны номера уровней Ландау и фаза Берри. Показано, что с повышением частоты циклотронного резонанса в пленке  $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.88}\text{Se}_{0.12}$  уровни Ландау наблюдаются в более высоких магнитных полях, чем в  $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$ . В пленках  $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$  на температурных зависимостях удельного сопротивления в магнитном поле  $B = 14$  Т наблюдаются плато в области низких температур, характерные для топологических изоляторов. При температурах ниже 15 К обнаружена нелинейная зависимость сопротивления от магнитного поля вследствие квантовых интерференционных эффектов, которые связаны со слабой антилокализацией фермионов Дирака.

**Ключевые слова:** термоэлектрики, слоистые пленки, квантовые осцилляции, сильные магнитные поля, поверхностные состояния.

DOI: 10.61011/FTT.2024.04.57791.47

### 1. Введение

Слоистые пленки твердых растворов  $n\text{-(Bi,Sb,In)}_2(\text{Te,Se,S})_3$  являются эффективными термоэлектриками со структурой тетрадимита и относятся к сильным топологическим 3D-изоляторам (ТИ) с поверхностными 2D-состояниями фермионов Дирака [1–3]. Топологические поверхностные состояния в этих материалах возникают в результате инверсии электронных состояний на краях запрещенной зоны и связаны с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Для фермионов Дирака характерна аномальная спин-зависимая металлическая проводимость и спирально-спиновая текстура [1,2].

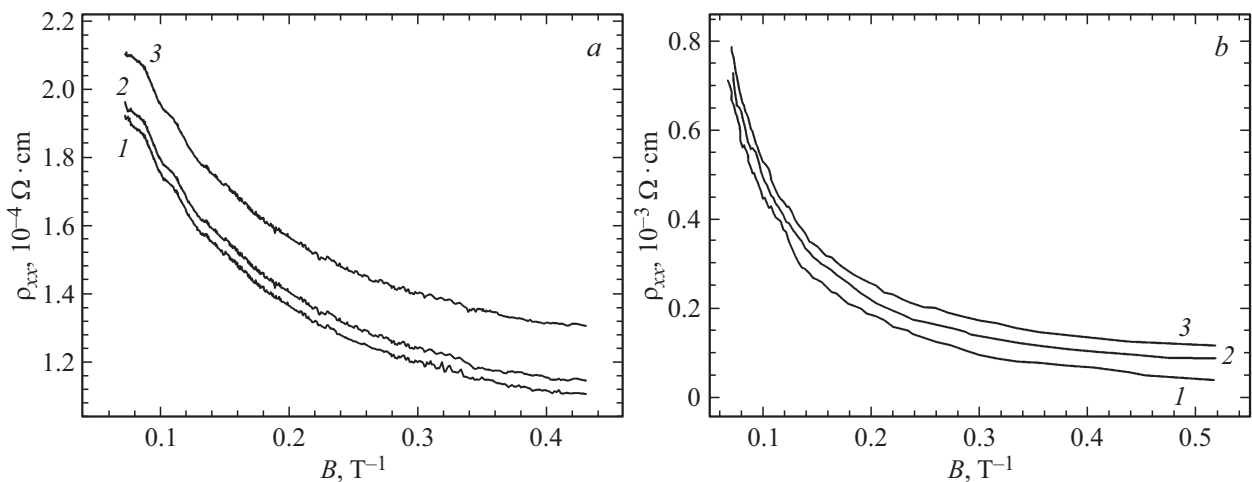
В настоящее время проводятся интенсивные исследования халькогенидных термоэлектриков с целью использования топологических поверхностных состояний в электронных технологиях, в фотонике, в системах оптической связи [4–6]. Отсутствие обратного рассеяния на немагнитных примесях в ТИ способствует увеличению подвижности, что стимулирует создание энергоэффективных полевых транзисторов на основе пленок  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  [4,7,8]. Перспективным является применение пленок  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  для обработки информации с помощью магнитных устройств, которые могут быть конкурентоспособными по быстродействию и производительности с имеющимися современными техноло-

гиями [4]. При разработке нейроморфных материалов и устройств используются пленки соединений  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ ,  $\text{GeTe}$ ,  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  [9].

В термоэлектричестве использование свойств поверхностных состояний фермионов связано с эффектом сверхтекучести поверхностных топологических экситонов в гетероструктурах  $\text{Sb}_2\text{Te}_3/\text{Bi}_2\text{Te}_3$ , содержащих  $p$ – $n$  переход [10,11].

Влияние фермионов Дирака на увеличение фактора мощности в пленках  $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$  субмикронной толщины наблюдалось в изоструктурных топологических переходах [12,13] при высоких давлениях,  $P = 3\text{--}4$  ГПа. Существенный рост фактора мощности под давлением по сравнению с обычными условиями определяет перспективы применения пленок  $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$  в качестве  $r$ -ветви термоэлектрических устройств [12]. Характеристики разработанных устройств могут быть улучшены в магнитном поле за счет дополнительных поперечных и продольных магнито-термоэлектрических эффектов [14].

Информативным методом анализа топологии термоэлектриков халькогенидов висмута и сурьмы являются гальваномагнитные эффекты, измеренные в сильных магнитных полях [15–17]. В настоящей работе исследованы квантовые осцилляционные эффекты магнетосопротивления в магнитных полях до 14 Т при низких температурах и зависимости магнетосопротивления от



**Рис. 1.** Удельное сопротивление  $\rho_{xx}$  (кривые 1–3) в зависимости от обратного магнитного поля  $B^{-1}$  в пленках а)  $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.88}\text{Se}_{0.12}$  и б)  $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$  при температурах  $T$ , К: 1 — 3, 2 — 5, 3 — 10.

температуры вплоть до комнатной в пленках твердых растворов  $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$ .

## 2. Квантовые осцилляции магнетосопротивления

Периодические квантовые осцилляции амплитуд магнетосопротивления в сильных магнитных полях при низких температурах, возникающие в результате модуляции плотности состояний электронов с частотой циклотронного резонанса  $F$ , применяются для расчета параметров поверхностных состояний фермионов Дирака в ТИ [18–20].

Слоистые пленки твердых растворов  $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.88}\text{Se}_{0.12}$  и  $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$  для исследований были приготовлены расслоением монокристаллических зерен объемных материалов до 500 nm методом, описанным в [21]. На полученных пленках, на подложке из липкой полимерной ленты были измерены зависимости удельного сопротивления  $\rho_{xx}$  от магнитного поля (рис. 1) на установке Physical Property Measurement System (PPMS) Transport Option в области низких температур  $T < 10$  К в магнитных полях до 14 Т. Во время измерений ток  $I$  был направлен вдоль, а магнитное поле  $B$  — перпендикулярно межслоевой поверхности ван дер Ваальса (0001), что соответствует поперечному магнетосопротивлению.

Частоты циклотронного резонанса  $F_1$  и  $F_2$  в слоистых пленках (рис. 3) были определены из зависимостей осцилляций  $\Delta\rho_{xx}(B^{-1})$  (рис. 2) методом быстрого преобразования Фурье. На рис. 3 показано, что спектральные значения амплитуды  $A$  квантовых осцилляций магнетосопротивления в зависимости от частоты  $F$  в пленках имеют две резонансные частоты,  $F_1$  и  $F_2$ . Появление двух резонансных частот в исследованных пленках определяется изменением условий циклотронного резонанса на свободной поверхности пленки и по-

верхности, находящейся на подложке, а также особенностями поверхности Ферми [17]. Как следует из рис. 3, амплитуды осцилляций магнетосопротивления  $A$  уменьшаются с ростом температуры. Уровень Ферми в пленках близкого состава  $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.94}\text{Se}_{0.06}$  [22] и  $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$  [23] находится в запрещенной зоне, что подтверждает вклад поверхностных носителей в квантовые осцилляции магнетосопротивления (рис. 2 и 3).

## 3. Параметры фермионов Дирака

Из амплитуд осцилляций магнетосопротивления  $\Delta\rho_{xx}(B^{-1})$  (рис. 2, а и б) в соответствии с теорией Лифшица–Косевича [16,18,24,25] были рассчитаны площадь сечения поверхности Ферми  $S(k_F)$ , волновой вектор  $k_F$  и поверхностная концентрация фермионов  $n_s$  для слоистых пленок. Частота циклотронного резонанса осцилляций

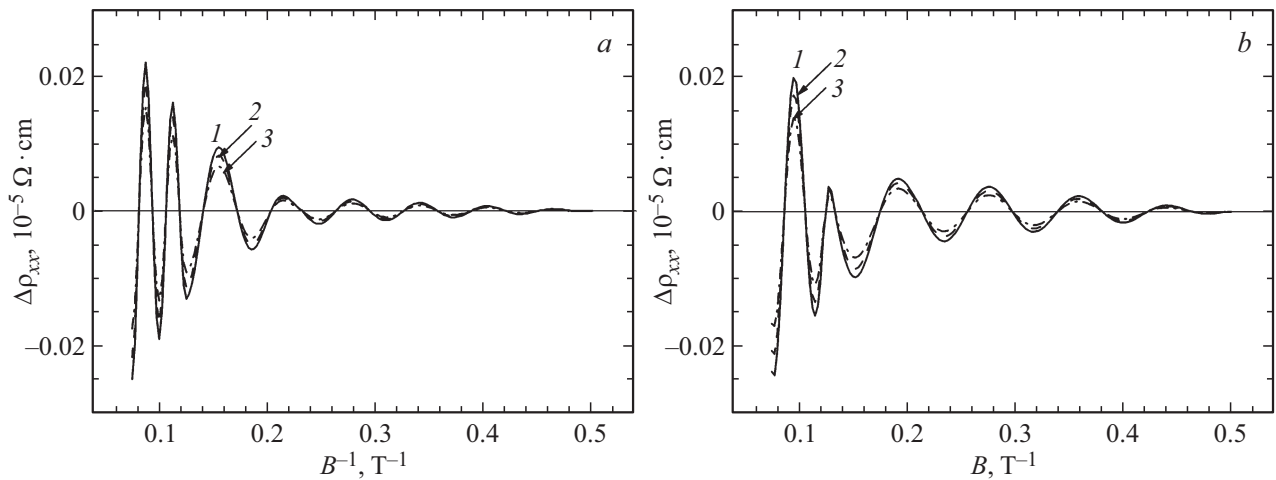
$$F = \left( \frac{\hbar}{2\pi e} \right) S(k_F), \quad (1)$$

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

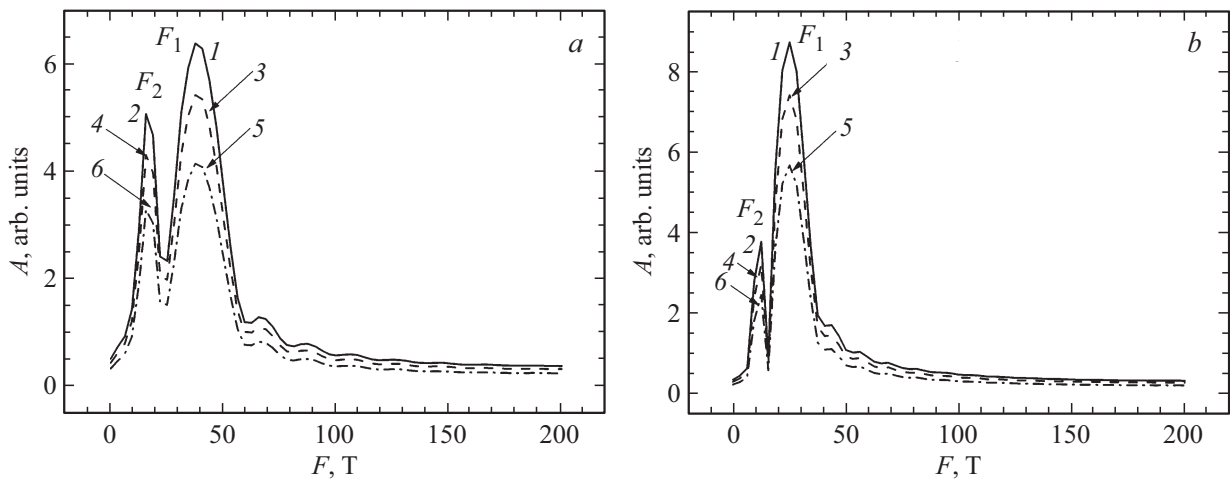
Поверхностная концентрация  $n_s$  определена следующим образом:  $n_s = k_F^2 / (4\pi)$ .

Поскольку в исследованных пленках обнаружены две резонансные частоты  $F_1$  и  $F_2$  (рис. 3), то им соответствуют два набора параметров (таблица).

Поверхностная концентрация  $n_s$  является одним из параметров, который влияет на вклад поверхностных фермионов Дирака в термоэлектрические свойства. В пленке  $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.88}\text{Se}_{0.12}$  с высоким фактором мощности  $PF = 48 \cdot 10^{-6} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-2}$  величина  $n_s$  при низких температурах была выше, чем в составе  $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$  с меньшим фактором



**Рис. 2.** Квантовые осцилляции магнетосопротивления  $\Delta\rho_{xx}$  (кривые 1–3) в зависимости от обратного магнитного поля  $B^{-1}$  в пленках а)  $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.88}\text{Se}_{0.12}$  и б)  $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$  для температур  $T$ , К: 1 — 3, 2 — 5, 3 — 10.



**Рис. 3.** Амплитуды  $A$  квантовых осцилляций магнетосопротивления в зависимости от частоты циклотронного резонанса  $F$  в пленке а)  $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.88}\text{Se}_{0.12}$  и б)  $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$ . Кривые 1, 2 — 3 К, 3, 4 — 5 К, 5, 6 — 10 К. Максимальные частоты циклотронного резонанса: а —  $F_1 = 38.5$  и  $F_2 = 15.6$  Т, б —  $F_1 = 26$  и  $F_2 = 12$  Т.

$PF = 29.3 \cdot 10^{-6} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-2}$  (таблица). Следует отметить, что величина  $n_s$  в пленке  $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.88}\text{Se}_{0.12}$  по данным дифференциальной туннельной проводимости, измеренная методом сканирующей туннельной спектроскопии при комнатной температуре составляет  $2.8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  [23], что существенно выше, чем  $n_s$  при низких температурах (таблица).

Уровень Ферми  $E_F$  (таблица), соответствующий большей частоте  $F_1$ , расположен выше, чем при меньшей частоте  $F_2$  (рис. 3), поэтому частоту  $F_1$  ассоциируют с верхней свободной поверхностью пленки, а  $F_2$  — с нижней поверхностью, которая находится на подложке, что согласуется с экспериментальными исследованиями пленок на основе теллурида висмута и сурьмы [17,26]. Подтверждением более высокой частоты  $F_1$  на свободной поверхности исследуемых пленок являются результаты сравнения данных, полученных мето-

дом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) на свободной поверхности пленок при низких температурах и исследования осцилляционных эффектов в сильных магнитных полях [17,26]. Измерения ARPES спектров показали, что значения уровня Ферми  $E_F$  и поверхностной концентрации  $n_s$  на свободной поверхности пленок согласуются с аналогичными данными, полученными из осцилляционных эффектов для более высокой частоты циклотронного резонанса [17,26]. Из данных, приведенных в таблице, следует, что  $E_F$  и  $n_s$  в пленках  $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.88}\text{Se}_{0.12}$  и  $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$  выше на свободной поверхности, как и частота циклотронного резонанса.

Из температурных зависимостей  $\Delta\rho_{xx}(B^{-1})$  (рис. 2), нормированных на амплитуду осцилляций при  $T = 3$  К, при фиксированном максимальном магнитном поле  $B = 14$  Т была рассчитана методом наименьших квадра-

Параметры поверхностных состояний фермионов Дирака

$F, \text{T}$	$S(k_F), \text{nm}^{-2}$	$k_F, \text{nm}^{-1}$	$E_F, \text{meV}$	$n_s, 10^{12} \text{cm}^{-2}$	$m_{\text{сyc}}/m_e$	$\tau, 10^{-13} \text{s}$	$T_D, \text{K}$	$l_F, \text{nm}$	$v_F, 10^5 \text{m/s}$	$\mu, \text{m}^2/\text{Vs}$
n-Bi <sub>1.92</sub> In <sub>0.02</sub> Te <sub>2.88</sub> Se <sub>0.12</sub>										
38.5	0.368	0.342	81.0	0.93	0.11	3.06	3.98	110	3.6	0.489
15.6	0.149	0.218	24.1	0.38	0.15	2.44	4.96	41.0	1.68	0.286
n-Bi <sub>1.6</sub> Sb <sub>0.4</sub> Te <sub>2.91</sub> Se <sub>0.09</sub>										
26.0	0.248	0.281	46.3	0.63	0.13	4.5	2.7	84.0	2.50	0.454
12.0	0.115	0.191	16.3	0.29	0.17	4.5	2.7	35.0	1.30	0.278

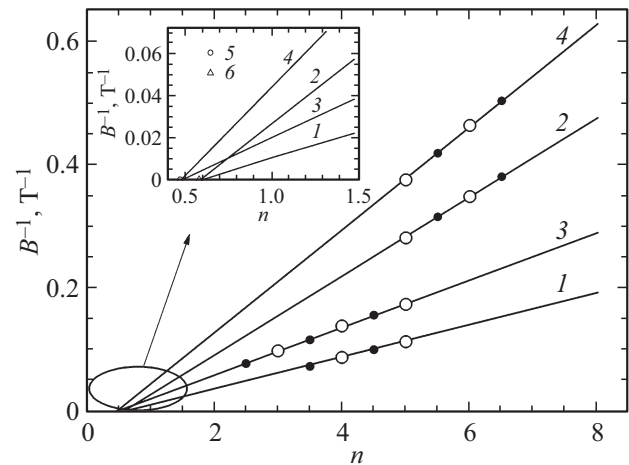
тов (МНК) циклотронная эффективная масса фермионов  $m_{\text{сyc}}$ . Скорость  $v_F$  и энергия Ферми  $E_F$  (таблица) были получены из данных по эффективной массе  $m_{\text{сyc}}$  и волнового вектора  $k_F$  в соответствии с [16,25]. Время релаксации фермионов  $\tau$  и температура Дингля  $T_D$  были рассчитаны при минимальной температуре  $T = 3 \text{ K}$  из углов наклона максимальных амплитуд осцилляций  $\Delta\rho_{xx}(B^{-1})$  и обратного магнитного поля (рис. 2). Длина свободного пробега  $l_F = v_F\tau$  и подвижность фермионов  $\mu = e\tau/m_{\text{сyc}}$  [16,25]. Величины  $l_F$  и подвижность фермионов  $\mu$  были определены с помощью  $k_F$ ,  $v_F$  и  $m_{\text{сyc}}$ . Величины  $l_F$  для двух циклотронных частот  $F_1$  и  $F_2$  были выше в пленке n-Bi<sub>1.92</sub>In<sub>0.02</sub>Te<sub>2.88</sub>Se<sub>0.12</sub>, при этом подвижность  $\mu$  возросла слабо по сравнению с пленкой n-Bi<sub>1.6</sub>Sb<sub>0.4</sub>Te<sub>2.91</sub>Se<sub>0.09</sub> (таблица).

#### 4. Уровни Ландау и фаза Берри

Квантовые осцилляции магнетосопротивления  $\Delta\rho_{xx}(B^{-1})$  (рис. 2, *a* и *b*) связаны с перераспределением электронной плотности носителей на уровнях Ландау. Разность энергий уровней Ландау соответствует частоте циклотронного резонанса [18,19]. Для построения диаграммы Ландау и определения фазы Берри (рис. 4) в пленках n-Bi<sub>1.92</sub>In<sub>0.02</sub>Te<sub>2.88</sub>Se<sub>0.12</sub> и n-Bi<sub>1.6</sub>Sb<sub>0.4</sub>Te<sub>2.91</sub>Se<sub>0.09</sub> использовались экстремальные положения амплитуд осцилляций  $\Delta\rho_{xx}$  на зависимостях  $\Delta\rho_{xx}(B^{-1})$  (рис. 2, *a* и *b*).

Индексы уровней Ландау  $n$  и фаза Берри  $\beta$  (рис. 4) были определены по МНК в соответствии с выражением  $n = F \cdot B_{\text{exs}}^{-1} + \beta$  [17,25] для частот циклотронного резонанса  $F_1$  и  $F_2$  в обратных магнитных полях  $B_{\text{exs}}^{-1}$ , которые характеризуют положения минимумов и максимумов амплитуд осцилляций магнетосопротивления.

На верхней поверхности пленки n-Bi<sub>1.92</sub>In<sub>0.02</sub>Te<sub>2.88</sub>Se<sub>0.12</sub> для циклотронной частоты  $F_1 = 38.5 \text{ T}$  уровни Ландау  $n$  были обнаружены в интервале магнитных полей  $B = (13.7-8.8) \text{ T}$ . Целые индексы уровней Ландау были равны  $n = 4, 5$ , а полуцелые индексы —  $n = 3.5$  и  $4.5$  (рис. 4, кривая 1). Для частоты  $F_2 = 15.6 \text{ T}$  на нижней поверхности пленки n-Bi<sub>1.92</sub>In<sub>0.02</sub>Te<sub>2.88</sub>Se<sub>0.12</sub> целые индексы  $n = 5, 6$ ,



**Рис. 4.** Индексы уровней Ландау  $n$  и фаза Берри  $\beta$  в обратном магнитном поле  $B^{-1}$ , полученные из экстремумов амплитуд осцилляций магнетосопротивления  $\Delta\rho_{xx}(B^{-1})$ , (рис. 2, *a* и *b*) в пленке (кривые 1, 2) n-Bi<sub>1.92</sub>In<sub>0.02</sub>Te<sub>2.88</sub>Se<sub>0.12</sub> и (3, 4) n-Bi<sub>1.6</sub>Sb<sub>0.4</sub>Te<sub>2.91</sub>Se<sub>0.09</sub> для частот циклотронного резонанса  $F_1$  (1, 3) и  $F_2$  (2, 4). На вставке фаза Берри  $\beta$ , рассчитанная одновременно с индексами Ландау по МНК. 5 —  $\beta = 0.58$  в пленках n-Bi<sub>1.92</sub>In<sub>0.02</sub>Te<sub>2.88</sub>Se<sub>0.12</sub> и 6 —  $\beta = 0.47$  в n-Bi<sub>1.6</sub>Sb<sub>0.4</sub>Te<sub>2.91</sub>Se<sub>0.09</sub>.

а полуцелые —  $n = 5.5$  и  $6.5$  при  $B = (3.6-2.6) \text{ T}$  (рис. 4, кривая 2).

В пленке n-Bi<sub>1.6</sub>Sb<sub>0.4</sub>Te<sub>2.91</sub>Se<sub>0.09</sub> на верхней поверхности для частоты  $F_1 = 26 \text{ T}$  целые индексы —  $n = 3, 4, 5$  при  $B = (10.2-5.75) \text{ T}$ , а полуцелые индексы —  $n = 2.5, 3.5, 4.5$  при  $B = (12.9-6.4) \text{ T}$  (рис. 4, кривая 3). На нижней поверхности пленки для частоты  $F_2 = 12 \text{ T}$   $n = 5, 6$  при  $B = (2.7-2.15) \text{ T}$ , и  $n = 5.5, 6.5$  при  $B = (2.4-2) \text{ T}$  (рис. 4, кривая 4).

Полученные данные о положении уровней Ландау  $n$  показали (рис. 4), что в пленке n-Bi<sub>1.92</sub>In<sub>0.02</sub>Te<sub>2.88</sub>Se<sub>0.12</sub>, которая характеризуется более высокими циклотронными частотами  $F_1$  и  $F_2$ , уровни Ландау наблюдаются в более высоких магнитных полях.

Величина фазы Берри  $\beta$  (рис. 4, вставка) в пленках n-Bi<sub>1.92</sub>In<sub>0.02</sub>Te<sub>2.88</sub>Se<sub>0.12</sub> (прямые 1, 2) и n-Bi<sub>1.6</sub>Sb<sub>0.4</sub>Te<sub>2.91</sub>Se<sub>0.09</sub> (прямые 3, 4), составляет 0.58 и 0.47 соответственно, и совпадает для верхней

и нижней поверхности пленок и находится на пересечении прямых 1, 2 и 3, 4 с осью индексов Ландау  $n$ . Величины  $\beta$  согласуются с экспериментальными данными [17,25]. Изменение кривизны циклотронной орбиты, зеемановское расщепление [27] и искажение линейной дисперсии фермионов с увеличением магнитного поля объясняют расхождения между экспериментальными величинами фазы Берри  $\beta$  и теоретическим значением, равным 0.5 в ТИ [19,25,28].

## 5. Температурные зависимости сопротивления в магнитном поле

В пленках в  $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$  были исследованы температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho$  в интервале температур (4.2 – 300) К в магнитных полях  $B = 5, 10$  и 14 Т.

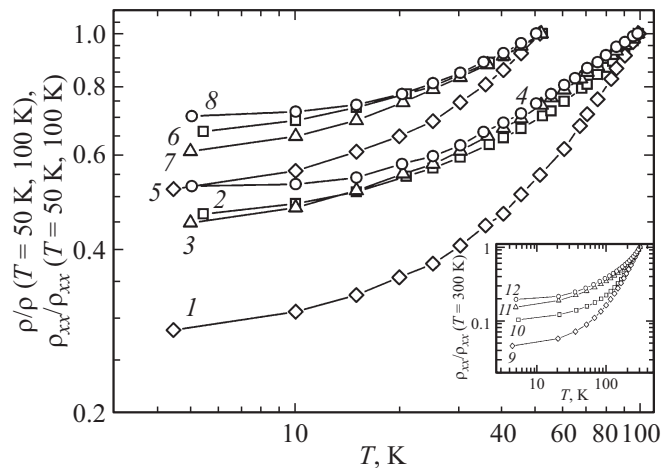
На нормированных температурных зависимостях отношений сопротивлений  $\rho_{xx}/\rho_{xx}(T = 100 \text{ К})$  и  $\rho_{xx}/\rho_{xx}(T = 50 \text{ К})$  в магнитном поле  $B = 14 \text{ Т}$  были обнаружены ярко выраженные плато в области низких температур при  $T < 15 \text{ К}$  (рис. 5, кривые 4, 8). При нормировании отношений  $\rho_{xx}/\rho_{xx}(T = 300 \text{ К})$  тенденция к появлению плато в области низких температур при  $B = 14 \text{ Т}$  наблюдалась, однако полный выход на плато не был обнаружен (рис. 5, вставка).

Появление таких плато вследствие насыщения сопротивления с ростом магнитного поля в [29] объясняли влиянием поверхностных состояний фермионов Дирака на транспортные свойства в результате превращения объемной части материала в изолятор в материалах с сильным спин орбитальным взаимодействием благодаря сохранению симметрии относительно обращения времени.

В области магнитных полей, при которых наблюдались плато на нормированных зависимостях  $\rho_{xx}/\rho_{xx}(T = 100 \text{ К})$  и  $\rho_{xx}/\rho_{xx}(T = 50 \text{ К})$  от температуры, в пленке  $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$  (рис. 5, кривые 4, 8) были определены индексы Ландау и фаза Берри (рис. 4, кривая 3). Минимальный индекс Ландау  $n = 2.5$ , который характеризуется высокой заселенностью фермионами (рис. 4, кривая 3), и отличная от нуля фаза Берри ( $\beta = 0.47$ ) подтверждают топологический характер выявленных плато в исследованных пленках ТИ.

С ростом магнитного поля до 14 Т отношения  $\rho_{xx}/\rho_{xx}(100 \text{ К}, 50 \text{ К})$  на плато увеличивается, однако металлический тип проводимости в пленках  $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$  сохраняется, в отличие от пленок  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ , в которых с ростом магнитного поля изменялся тип проводимости с металлической на полупроводниковую вследствие топологического фазового перехода металл–изолятор [30].

Как и в  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  [28], в исследованных пленках при низких температурах (рис. 5) наблюдается нелинейная зависимость сопротивления  $\rho_{xx}/\rho_{xx}(T = 100 \text{ К})$  (кривые 2, 3) при  $T < 15 \text{ К}$  и  $\rho_{xx}/\rho_{xx}(T = 50 \text{ К})$  при  $T < 20 \text{ К}$  (кривые 6, 7) в магнитных полях



**Рис. 5.** Нормированные температурные зависимости отношения сопротивления к значениям  $\rho$  при температурах 100 К (кривая 1), 50 К (5) и 300 К (9) и сопротивления  $\rho_{xx}/\rho_{xx}(T = 100 \text{ К})$ , (2–4) и  $\rho_{xx}/\rho_{xx}(T = 50 \text{ К})$ , (6–8) в магнитных полях  $B$ . На вставке соответствующие отношения при 300 К (9–12) для пленки  $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$ .  $B, \text{Т}$ : 1, 5, 9 — 0; 2, 6, 10 — 5; 3, 7, 11 — 10; 4, 8, 12 — 14.

при  $B = 5$  и 10 Т, то есть с ростом магнитного поля от 5 до 10 Т отношения уменьшаются  $\rho_{xx}/\rho_{xx}(T = 100 \text{ К})$  и  $\rho_{xx}/\rho_{xx}(T = 50 \text{ К})$ . На зависимостях  $\rho_{xx}/\rho_{xx}(T = 300 \text{ К})$  (кривые 10–12) нелинейность не была обнаружена.

Нелинейность при низких температурах в отношениях  $\rho_{xx}/\rho_{xx}(T = 100 \text{ К})$  и  $\rho_{xx}/\rho_{xx}(T = 50 \text{ К})$ , сопровождающаяся ростом магнитного поля от 5 до 10 Т, возникает вследствие квантовых интерференционных эффектов, которые определяются слабой антилокализацией фермионов Дирака в пленках ТИ с большой длиной квантовой фазовой когерентности  $l_\phi$  [31–33]. Длина квантовой фазовой когерентности  $l_\phi$  возрастает с понижением температур, и  $l_\phi \propto CT^{-m/2}$ , где  $C$  — константа, для электрон–электронного и электрон–фононного взаимодействия  $m = 3/2$  и 3 соответственно. Величина  $l_\phi$  больше длины свободного пробега  $l_F$  и достигает 300 нм в пленках  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  [32] и 500 нм в  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  [33] вследствие слабой антилокализации фермионов в магнитных полях [31–33].

## 6. Заключение

В слоистых пленках  $n\text{-Bi}_{1.98}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.88}\text{Se}_{0.12}$  и  $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$  ТИ определены параметры поверхностных состояний фермионов Дирака из анализа квантовых осцилляций магнетосопротивления, измеренных в сильных магнитных полях до 14 Т. Показано, что осцилляции в пленках характеризуются двумя частотами циклотронного резонанса  $F_1$  и  $F_2$  вследствие различных резонансных условий на верхней и нижней поверхности. В пленке

$n\text{-Bi}_{1.98}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.88}\text{Se}_{0.12}$  с высоким фактором мощности поверхностная концентрация фермионов Дирака  $n_s$ , длина свободного пробега  $l_F$  и скорость Ферми  $v_F$  возрастают по сравнению с  $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$ . Рост величины  $n_s$  указывает на увеличение влияния поверхностных состояний фермионов на транспортные свойства в пленках, содержащих In.

Из анализа положения минимумов и максимумов амплитуд квантовых осцилляций магнетосопротивления в зависимости от обратного магнитного поля  $\Delta\rho_{xx}(B^{-1})$  определены целые и полужелые индексы уровней Ландау  $n$  и фаза Берри. Показано, что с повышением частоты циклотронного резонанса в пленке  $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.88}\text{Se}_{0.12}$  уровни Ландау наблюдаются в более высоких магнитных полях. Фаза Берри  $\beta$  в пленках совпадает для верхней и нижней поверхности пленок, и  $\beta = 0.58$  и  $0.47$  для  $n\text{-Bi}_{1.92}\text{In}_{0.02}\text{Te}_{2.88}\text{Se}_{0.12}$  и  $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$  соответственно.

В пленке  $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$  на нормированных температурных зависимостях сопротивления  $\rho_{xx}/\rho_{xx}(T = 50 \text{ К})$  и  $\rho_{xx}/\rho_{xx}(T = 100 \text{ К})$  в магнитных полях  $B = 14 \text{ Т}$  при низких температурах были обнаружены плато, характерные для ТИ. Нелинейная зависимость сопротивления от магнитного поля при 5 и 10 Т, связанная с уменьшением сопротивления в области низких температур, объясняется слабой антилокализацией фермионов Дирака.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] M.Z. Hasan, C.L. Kane. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 4, 3045 (2010).
- [2] J.P. Heremans, R.J. Cava, N. Samarth. *Nature Rev. Mater.* **2**, 10, 17049 (2017).
- [3] P. Ngabonziza. *Nanotechnol.* **33**, 19, 192001 (2022).
- [4] M.J. Gilbert. *Commun. Phys.* **4**, 1, 70 (2021).
- [5] G. Jiang, J. Yi, L. Miao, P. Tang, H. Huang, C. Zhao, S. Wen. *Sci. Rep.* **8**, 1, 2355 (2018).
- [6] L. Zhang, J. Liu, J. Li, Z. Wang, Y. Wang, Y. Ge, W. Dong, N. Xu, T. He, H. Zhang, W. Zhang. *Laser. Photon. Rev.* **14**, 4, 1900409 (2020).
- [7] H. Liu, P.D. Ye. *Appl. Phys. Lett.* **99**, 5, 052108 (2011).
- [8] H. Steinberg, D.R. Gardner, Y.S. Lee, P. Jarillo-Herrero. *Nano Lett.* **10**, 12, 5032 (2010).
- [9] J. Zhu, T. Zhang, Y. Yang, R. Huang. *Appl. Phys. Rev.* **7**, 1, 011312 (2020).
- [10] Y. Chen. *Surface excitonic thermoelectric devices*. US Patent Application ID US20120138115A1 (2012).
- [11] M. Eschbach, E. Młyńczak, J. Kellner, J. Kampmeier, M. Lanius, E. Neumann, C. Weyrich, M. Gehlmann, P. Gospodarič, S. Döring, G. Mussler, N. Demarina, M. Luysberg, G. Bihlmayer, T. Schäpers, L. Plucinski, S. Blügel, M. Morgenstern, C.M. Schneider, D. Grützmacher. *Nature Commun.* **6**, 1, 8816 (2015).
- [12] I.V. Korobeinikov, N.V. Morozova, L.N. Lukyanova, O.A. Usov, V.A. Kulbachinskii, V.V. Shchennikov, S.V. Ovsyannikov. *J. Phys. D* **51**, 2, 025501 (2018).
- [13] И.В. Коробейников, Н.В. Морозова, Л.Н. Лукьянова, О.А. Усов, С.В. Овсянников. *ФТП* **53**, 6, 741 (2019). [I.V. Korobeinikov, N.V. Morozova, L.N. Lukyanova, O.A. Usov, S.V. Ovsyannikov. *Semiconductors* **53**, 6, 732 (2019)].
- [14] N.V. Morozova, I.V. Korobeinikov, S.V. Ovsyannikov. *J. Appl. Phys.* **125**, 22, 220901 (2019).
- [15] H. Liu, S. Liu, Y. Yi, H. He, J. Wang. *2D Mater.* **2**, 4, 045002 (2015).
- [16] 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. Tuttle, F. Xiu. *Sci. Rep.* **2**, 1, 726 (2012).
- [17] S.Y. Matsushita, K. Ichimura, K.K. Huynh, K. Tanigaki. *Phys. Rev. Mater.* **5**, 1, 014205 (2021).
- [18] И.М. Лифшиц, А.М. Косевич. *ЖЭТФ* **29**, 6, 730 (1955). [I.M. Lifshitz, A.M. Kosevich. *Sov. Phys. — JETP* **2**, 4, 636 (1956)].
- [19] Д. Шенберг. *Магнитные осцилляции в металлах*. Мир, М. (1986). [D. Shoenberg. *Magnetic oscillations in metals*. Ser. Monographs on physics. Cambridge University Press, Cambridge (2009)].
- [20] Y. Ando. *J. Phys. Soc. Jpn.* **82**, 10, 102001 (2013).
- [21] Л.Н. Лукьянова, О.А. Усов, М.П. Волков. *ФТП* **53**, 5, 626 (2019). [L.N. Lukyanova, O.A. Usov, M.P. Volkov. *Semiconductors* **53**, 5, 620 (2019)].
- [22] Л.Н. Лукьянова, И.В. Макаренко, О.А. Усов. *ФТП* **55**, 12, 1128 (2021). [L.N. Lukyanova, I.V. Makarenko, O.A. Usov. *Semiconductors* **56**, 5, 317 (2022)].
- [23] L.N. Lukyanova, I.V. Makarenko, O.A. Usov. *J. Phys.: Condens. Matter* **32**, 46, 465701 (2020).
- [24] N.H. Tu, Y. Tanabe, Y. Satake, K.K. Huynh, P.H. Le, S.Y. Matsushita, K. Tanigaki. *Nano Lett.* **17**, 4, 2354 (2017).
- [25] S.-M. Huang, Y.-J. Yan, S.-H. Yu, M. Chou. *Sci. Rep.* **7**, 1, 1896 (2017).
- [26] S.K. Kushwaha, I. Pletikosić, T. Liang, A. Gyenis, S.H. Lapidus, Y. Tian, H. Zhao, K.S. Burch, J. Lin, W. Wang, H. Ji, A.V. Fedorov, A. Yazdani, N.P. Ong, T. Valla, R.J. Cava. *Nature Commun.* **7**, 1, 11456 (2016).
- [27] R. Dey, T. Pramanik, A. Roy, A. Rai, S. Guchhait, S. Sonde, H.C.P. Movva, L. Colombo, L.F. Register, S.K. Banerjee. *Appl. Phys. Lett.* **104**, 22, 223111 (2014).
- [28] A.R. Wright, R.H. McKenzie. *Phys. Rev. B* **87**, 8, 085411 (2013).
- [29] F.F. Tafti, Q.D. Gibson, S.K. Kushwaha, N. Haldolaarachchige, R.J. Cava. *Nature Phys.* **12**, 3, 272 (2016).
- [30] Л.Н. Лукьянова, Ю.А. Бойков, О.А. Усов, В.А. Данилов, М.П. Волков. *ФТП* **51**, 7, 880 (2017). [L.N. Lukyanova, Yu.A. Boikov, O.A. Usov, V.A. Danilov, M.P. Volkov. *Semiconductors* **51**, 7, 843 (2017)].
- [31] H.-Z. Lu, S.-Q. Shen. *Chinese Phys. B* **25**, 11, 117202 (2016).
- [32] H.-T. He, G. Wang, T. Zhang, I.-K. Sou, G.K.L. Wong, J.-N. Wang, H.-Z. Lu, S.-Q. Shen, F.-C. Zhang. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 16, 166805 (2011).
- [33] H. Peng, K. Lai, D. Kong, S. Meister, Y. Chen, X.-L. Qi, S.-C. Zhang, Z.-X. Shen, Y. Cui. *Nature Mater.* **9**, 3, 225 (2010).

Редактор Е.В. Толстякова