03,08

Дифференциальная туннельная проводимость в лентах n-$Bi_2Te_{3-y}Se_y$, полученных спиннингованием расплава

© Л.Н. Лукьянова[1], И.В. Макаренко[1], О.А. Усов[1], С.В. Новиков[1], С.О. Усов[1,2]

[1] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия
[2] НТЦ микроэлектроники РАН,
Санкт-Петербург, Россия

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

Поступила в Редакцию 20 ноября 2025 г.
В окончательной редакции 20 ноября 2025 г.
Принята к публикации 15 декабря 2025 г.

В лентах топологических изоляторов n-$Bi_2Te_{3-y}Se_y$ ($y = 0.45$), сформированных спиннингованием расплава, и монокристаллических образцах при $y = 0.3$ исследованы спектры дифференциальной туннельной проводимости dI_t/dU в зависимости от напряжения U, измеренные методом сканирующей туннельной спектроскопии (СТС). Из анализа спектров dI_t/dU, пропорциональных электронной плотности состояний, были определены энергия точки Дирака E_D и ее флуктуации ΔE_D, положение краев валентной зоны E_V и зоны проводимости E_C, ширина запрещенной зоны E_g и поверхностная концентрация фермионов Дирака n_s. В монокристалле n-$Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ при более высокой E_D $n_s = 2.8 \cdot 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}$, что на порядок выше, чем в лентах, при этом параметр мощности в монокристалле в три раза выше, чем в лентах. В запрещенной зоне исследованных термоэлектриков определены интервалы энергий уровней дефектов, относящиеся к донорным (Te_{Bi}) и акцепторным (Bi_{Te}) антиструктурным дефектам, а также вакансии теллура V_{Te} и висмута V_{Bi}. Анализ СТС обнаружил дополнительные валентные подзоны VB_i и подзоны проводимости CB_i.

Ключевые слова: твердые растворы на основе теллурида висмута, сканирующая туннельная спектроскопия, топологический изолятор, точка Дирака, дефекты.

DOI: 10.61011/FTT.2025.12.62414.327-25

1. Введение

Слоистые твердые растворы ван дер Ваальса на основе халькогенидов висмута n-$Bi_2Te_{3-y}Se_y$ являются эффективными низкотемпературными термоэлектриками для традиционных применений в качестве n-ветви в термоэлектрических генераторах и холодильных устройствах [1,2]. Постоянный интерес к халькогенидным термоэлектрикам связан с тем, что они относятся к трехмерным топологическим изоляторам (3D-ТИ) с 2D-поверхностными состояниями фермионов Дирака, возникающими вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия, приводящего к инверсии электронных зон [3–5]. Специфические электронные свойства поверхностных состояний фермионов Дирака, когда поверхность приобретает металлические свойства, а объем является изолятором [3,6], открывают новые возможности использования халькогенидных термоэлектриков в различных областях физики: в топологической электронике [7], фотонике [8,9], спинтронике [10,11] и для разработки нового класса нейроморфных материалов [12].

Несмотря на изолирующие свойства объема, в 3D-ТИ на основе халькогенидов висмута существует остаточная проводимость, связанная с объемными дефектами, часть которых можно скомпенсировать за счет вкладов акцепторных и донорных собственных дефектов [13,14]; однако до настоящего времени эта проблема полностью не решена.

Одним из информативных методов анализа топологии термоэлектриков является метод сканирующей туннельной спектроскопии (СТС), в котором исследуются особенности спектров дифференциальной туннельной проводимости dI_t/dU в зависимости от приложенного напряжения U, пропорциональных электронной плотности состояний [15–17]. Из спектров dI_t/dU в зависимости от U определяют энергию точки Дирака E_D и ее флуктуации ΔE_D, положение краев валентной зоны E_V и зоны проводимости E_C, ширину запрещенной зоны E_g и поверхностную концентрацию фермионов Дирака n_s. Кроме того, из анализа зависимостей dI_t/dU от U можно получить информацию об уровнях собственных точечных дефектов в запрещенной зоне [18] и дополнительных валентных подзонах и подзонах проводимости, как это было показано для твердых растворов p-$(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_3$ [17]. В ТИ n-типа в Bi_2Te_3, Bi_2Se_3 и Bi_2Te_2Se [19] особенности сложной зонной структуры и топологических поверхностных состояний были рассчитаны из первых принципов и метода сильной связи.

В настоящей работе приведены результаты исследований спектров СТС в твердых растворах n-$Bi_2Te_{2.55}Se_{0.45}$, сформированных в виде лент методом спиннингования расплава, в котором происходит быстрая закалка расплава на вращающемся металлическом барабане-

холодильнике [20,21]. Для сравнения с лентами был исследован образец n-$Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$, полученный механическим расслоением монокристаллического зерна, вырезанного из слитка, который был выращен методом вертикального зонного выравнивания.

2. Спектры дифференциальной туннельной проводимости

Исследования особенностей спектров дифференциальной туннельной проводимости dI_t/dU в зависимости от напряжения U были проведены методом сканирующей туннельной спектроскопии (СТС) на лентах твердых растворах n-$Bi_2Te_{2.55}Se_{0.45}$ при различных скоростях вращения барабана во время спиннингования расплава. Рассматриваемые термоэлектрики имеют структуру тетрадимита, и состоят из пятислойных пакетов $(-Te(1)-Bi-Te(2)-Bi-Te(1)-)$ для базового материала Bi_2Te_3, и разделены щелями ван дер Ваальса вдоль межслоевых плоскостей (0001), перпендикулярных кристаллографической оси третьего порядка c_3. В твердых растворах n-$Bi_2Te_{3-y}Se_y$ в пятислойных пакетах атомы Se замещают Te.

В лентах сохраняется слоистая структура, характерная для халькогенидных соединений. Для удобства сравнения полученных результатов, образцы для измерений имели достаточно близкие значения коэффициента Зеебека S при комнатной температуре, которые в лентах n-$Bi_2Te_{2.55}Se_{0.45}$ составляют $S = -160\,\mu\mathrm{V}\cdot\mathrm{K}^{-1}$, а в монокристаллическом образце n-$Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ $S = -170\,\mu\mathrm{V}\cdot\mathrm{K}^{-1}$.

Исследования методом СТС проводились с включенной обратной связью, с частотой 7 kHz и напряжением модуляции 5–10 mV при фиксированной высоте вольфрамового зонда над поверхностью и разрешением 1.5 mV при комнатной температуре.

В процессе измерений было обнаружено, что поверхность лент после спиннингования твердого раствора n-$Bi_2Te_{2.55}Se_{0.45}$ была покрыта тонким слоем окисла теллура, толщиной около 100 Å при толщине лент 20 μm. Туннельный контакт с поверхностью ленты получали, опуская зонд через рыхлый слой окисла до чистой поверхности для измерения спектров dI_t/dU в зависимости от напряжения U. Измерения спектров dI_t/dU были выполнены на лентах с обработанной поверхностью ионной бомбардировкой Ar^+ и без дополнительной обработки лент.

Спектры dI_t/dU для фрагментов лент n-$Bi_2Te_{2.55}Se_{0.45}$ без обработки поверхности ионами Ar^+ при скорости вращения барабана в процессе спиннингования $v1$ имели плоские участки со слабо выраженными минимумами зависимостей dI_t/dU в широком интервале изменения напряжения U от -200 до 200 mV. Такой характер зависимостей dI_t/dU от U можно объяснить влиянием остаточных фрагментов окислов, которые препятствуют появлению туннельного тока при меньших напряжениях.

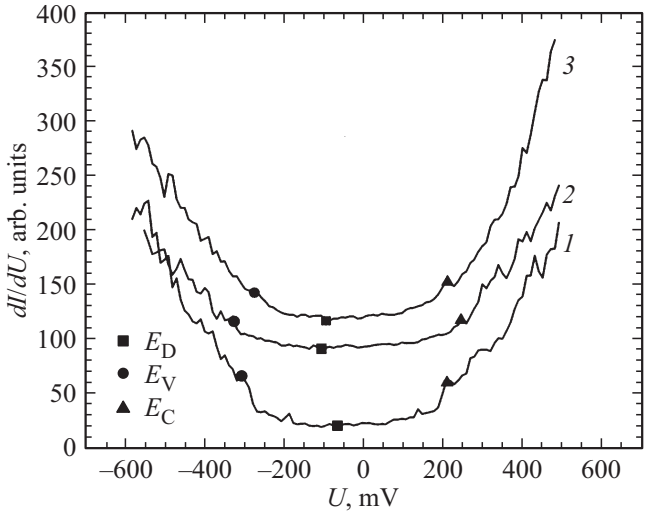


Рис. 1. Спектры дифференциальной туннельной проводимости dI_t/dU в зависимости от напряжения U для фрагментов лент (кривые *1–3*) твердого раствора n-$Bi_2Te_{2.55}Se_{0.45}$ без обработки поверхности Ar^+ при скорости вращения барабана в процессе спиннингования $v1 = 26$ m/s. E_D — положение точки Дирака, E_V и E_C — положение потолка валентной зоны и дна зоны проводимости.

Следует отметить, что в материалах на основе Bi_2Te_3, n-типа проводимости, минимальному значению dI_t/dU от U соответствует положение точки Дирака E_D, которая находится в запрещенной зоне [22].

Положение потолка валентной зоны E_V и дна зоны проводимости E_C на зависимостях dI_t/dU от U относительно уровня Ферми $E_F = 0$ определяют методом нормализованной дифференциальной проводимости по точкам перегиба кривой $(dI_t/dU)/(|I_t|(U))$ [22] или из расчета второй производной d^2I_t/dU^2 [15].

Данные о параметрах для всех измеренных спектров (рис. 1–4) позволили определить локальные флуктуации ΔE_D, ΔE_V, ΔE_C и ΔE_g относительно средних значений. В лентах без обработки поверхности ионами Ar^+ энергия точки Дирака E_D и ее среднее значение $\langle E_D\rangle = -92$ meV были выше при скорости спиннингования $v1 = 26$ m/s (таблица и рис. 1), а флуктуации ΔE_D изменялись от 5 до 25 %.

С ростом скорости до $v2 = 52$ m/s при $\langle E_D\rangle = -31.5$ meV флуктуации ΔE_D значительно возрастали от 70 до 150 % (таблица и рис. 2). Обработка поверхности лент ионной бомбардировкой Ar^+ привела к снижению энергий E_D и флуктуаций ΔE_D до 20–30 % как для $v1$, так и для $v2$ (таблица и рис. 3 и 4).

Флуктуации потолка валентной зоны ΔE_V и дна зоны проводимости ΔE_C были незначительными и не превышали 10 % независимо от обработки поверхности для скорости $v1$. С ростом скорости спиннингования до $v2$ в лентах с поверхностью, обработанной Ar^+, флуктуации ΔE_V и ΔE_C возрастали на отдельных фрагментах поверхности до 15–20 %.

Параметры лент твердых растворов n-$Bi_2Te_{2.55}Se_{0.45}$

№ рисунков и кривых	v, m/s	Обработка поверхности	E_D, meV	E_V, meV	E_C, meV	E_g, mV	n_s 10^{11} cm^{-2}
1, *1*	26	–	−69	−311	203	514	5
1, *2*	26	–	−109	−328	240	568	13
1,*3*	26	–	−97	−276	206	482	10.3
2, *1*	52	–	−82	−186	192	378	7.3
2, *2*	52	–	−10.5	−220	178	398	0.12
2, *3*	52	–	−2	−186	178	364	$4 \cdot 10^{-3}$
3, *1*	26	Ar^+	−16	−180	224	404	0.3
3, *2*	26	Ar^+	−18	−162	206	368	0.35
3, *3*	26	Ar^+	−27.5	−191	157	348	0.83
4, *1*	52	Ar^+	−37.5	−225	247	472	1.5
4, *2*	52	Ar^+	−50	−262	187	449	2.7
4, *3*	52	Ar^+	−29.5	−303	182	485	0.95
4, *4**	–	–	−119	−222	15	237	28

Примечание. * данные для монокристаллического образца n-$Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$.

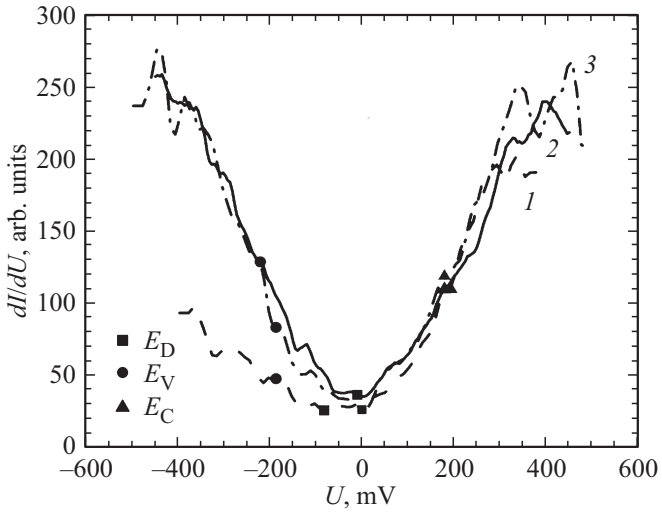


Рис. 2. Спектры дифференциальной туннельной проводимости dI_t/dU в зависимости от напряжения U для фрагментов лент (кривые *1–3*) твердого раствора n-$Bi_2Te_{2.55}Se_{0.45}$ без дополнительной обработки поверхности при скорости $v2 = 52$ m/s. Обозначения E_D, E_V и E_C как на рис. 1.

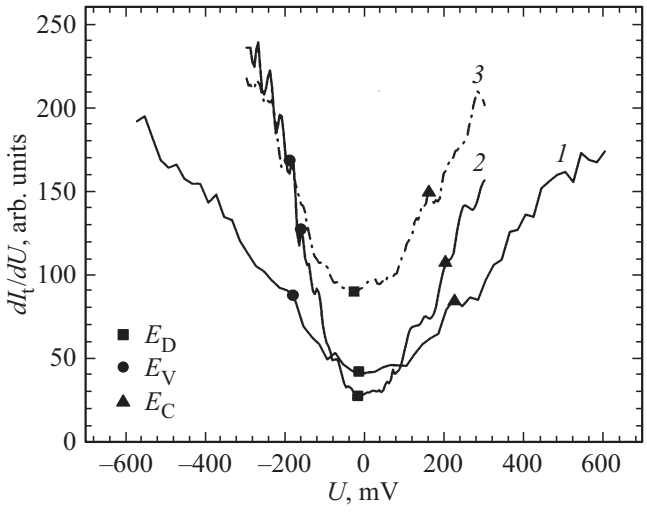


Рис. 3. Спектры дифференциальной туннельной проводимости dI_t/dU в зависимости от напряжения U для фрагментов лент (кривые *1–3*) твердого раствора n-$Bi_2Te_{2.55}Se_{0.45}$, полученных спиннингованием с обработкой поверхности ионами Ar^+ при скорости $v1 = 26$ m/s. Обозначения E_D, E_V и E_C как на рис. 1.

Для сравнения с лентами были проведены исследования спектров dI_t/dU от U в монокристаллическом образце близкого состава n-$Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ (таблица и рис. 4, кривая *4*). Энергия точки Дирака E_D в монокристалле n-$Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ возрастала до −120 meV, а флуктуации ΔE_D уменьшались [23], что определяется более высокой плотностью состояний на межслоевой поверхности (0001) по сравнению с лентами.

Ширина запрещенной зоны E_g при обработке поверхности лент ионами Ar^+ возрастала с увеличением скорости от $v1$ до $v2$ (таблица и рис. 3 и 4). Увеличение E_g в лентах без обработки поверхности ионами Ar^+ при $v1$ по сравнению с $v2$ связано с плоскими спектрами dI_t/dU в широком интервале напряжений от −200 до 200 mV (таблица и рис. 1 и 2). Такой рост E_g на необработанной поверхности лент можно объяснить

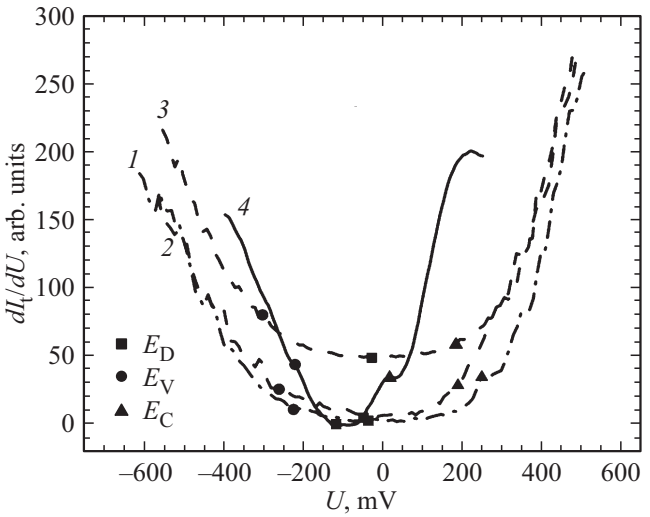


Рис. 4. Спектры дифференциальной туннельной проводимости dI_t/dU в зависимости от напряжения U для фрагментов лент (кривые *1–3*) твердого раствора n-$Bi_2Te_{2.55}Se_{0.45}$, полученных спиннингованием с обработкой поверхности ионами Ar^+ при скорости $v2 = 52$ m/s и (кривая *4*) монокристаллического образца n-$Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$. Обозначения E_D, E_V и E_C как на рис. 1.

слабо выраженными минимумами зависимостей dI_t/dU от U на рис. 1.

В монокристаллическом образце n-$Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ величина E_g была существенно меньше (см. таблицу). Увеличение E_g в лентах обеспечивает сдвиг начала собственной проводимости к более высоким температурам по сравнению с монокристаллами. В отличие от монокристаллов, полученные особенности изменения E_D, E_V, E_C и E_g в лентах связаны с неоднородным распределением плотности состояний [24] и с усилением влияния структурных дефектов при изменении технологических параметров спиннингования.

3. Поверхностная концентрация фермионов Дирака

Поверхностную концентрацию n_s в ТИ на основе Bi_2Te_3 определяют в виде $n_s = k_F^2/4\pi$, где волновой вектор $k_F = |E_D|/v_F$, v_F — скорость Ферми [25]. Скорость Ферми v_F в лентах твердых растворов n-$Bi_2Te_{2.55}Se_{0.45}$ определяли по закону Вегарда с использованием данных для системы твердых растворов $B_2Te_{3-y}Se_y$ в соответствии с [26], поскольку для n-Bi_2Te_3 и твердых растворов n-$B_2Te_{3-y}Se_y$ при указанных значениях $y = 0$ [26], 0.9 [27], 1 [28] зависимость скорости Ферми v_F от содержания атомов Se в твердых растворах является линейной, и для лент n-$Bi_2Te_{2.55}Se_{0.45}$ $v_F = 4.1 \cdot 10^5$ m/s, а в образце n-$Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ $v_F = 3.97 \cdot 10^5$ m/s.

Обработка поверхности лент n-$Bi_2Te_{2.55}Se_{0.45}$ ионами Ar^+ приводит к росту концентрации n_s (таблица и рис. 3, кривые *1–3*, рис. 4, кривые *1–3*) до максимальных значений $2.7 \cdot 10^{11}\,cm^{-2}$ при $v2$ (рис. 4, кривая *2*), что указывает на увеличение влияния поверхностных состояний фермионов Дирака в лентах с обработанной поверхностью. Оценки n_s показали, что для не обработанной Ar^+ поверхности, характеризующейся неоднородным распределением плотности состояний, наблюдаются значительные изменения величины n_s на различных фрагментах лент (таблица и рис. 1, кривые *1–3*, рис. 2, кривые *1–3*).

В образце n-$Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ поверхностная концентрация была выше на порядок ($n_s = 2.8 \cdot 10^{12}\,cm^{-2}$) по сравнению с лентами (рис. 4, кривая *4*), и поэтому вклад поверхностных состояний фермионов Дирака в транспортные свойства в монокристаллах возрастает. Увеличение вклада поверхностных состояний подтверждается высоким параметром мощности $S^2\sigma$ при комнатной температуре, равным $44 \cdot 10^{-6}\,W \cdot cm^{-1}K^{-2}$, где σ — удельная электропроводность, тогда как в прессованных лентах, полученных при скорости спиннингования $v1 = 26$ m/s, параметр мощности был значительно ниже и составлял: $S^2\sigma = 14 \cdot 10^{-6}\,W \cdot cm^{-1}K^{-2}$ [29].

4. Уровни поверхностных дефектов

Из анализа производной дифференциальной туннельной проводимости d^2I_t/dU^2 в зависимости от U в запрещенной зоне были обнаружены пики с энергиями E_p, соответствующие поверхностным уровням, образованным дефектами (рис. 5), возникающими при формировании лент твердых растворов n-$Bi_2Te_{2.55}Se_{0.45}$ и монокристалла n-$Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$. Эти дефекты создают локализованные электронные состояния в запрещенной зоне с энергиями, которые определяются относительно точки Дирака E_D в виде $E_p(E_D) = E_p - E_D$ и могут быть как положительными, так и отрицательными.

Наиболее распространенными дефектами в рассматриваемых материалах являются донорные антиструктурные дефекты теллура на местах висмута Te_{Bi} и акцепторные дефекты висмута на местах теллура Bi_{Te} [18,30]. Возможно также появление вакансий теллура V_{Te} и висмута V_{Bi} [18].

Кривые *2* и *3* на рис. 5, *a* и *1–3* на рис. 5, *b* были расположены очень близко друг к другу, и для большей наглядности эти кривые были сдвинуты по вертикальной оси на произвольное число. В лентах с обработкой поверхности ионами аргона Ar^+ при $v1$ интервалы энергий уровней дефектов E_p, определенные относительно точки Дирака E_D, составляли для акцепторных дефектов $(-25)-(-180)$ meV и для донорных дефектов $(15-220)$ meV, рис. 5, *a*, кривые *1–3*. С повышением скорости до $v2$ интервалы энергии E_p составляли для акцепторных дефектов $(-20)-(-230)$ meV и донорных дефектов $(10-180)$ meV, рис. 5, *b*, кривые *1–3*. При определении интервалов энергии E_p были выбраны максимальные и минимальные значения E_p по трем фрагментам на поверхности лент.

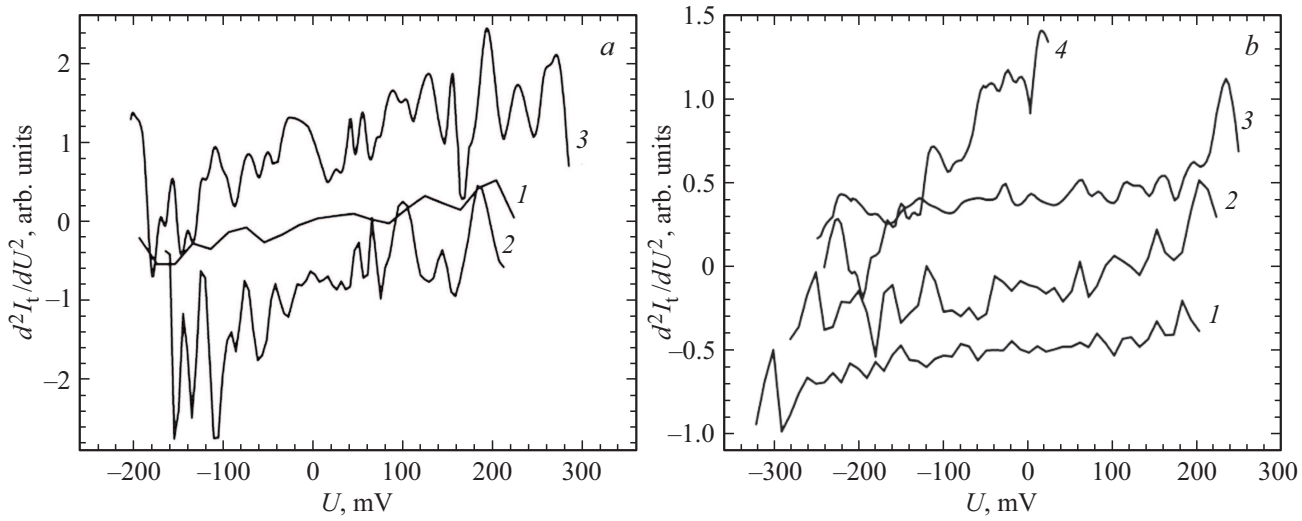


Рис. 5. Производные дифференциальной туннельной проводимости d^2I_t/dU^2 в зависимости от напряжения U в лентах n-$Bi_2Te_{2.55}Se_{0.45}$ с обработкой поверхности ионами аргона Ar^+. *a*) $v1 = 26$ m/s (кривые *1–3*), *b*) $v2 = 52$ m/s (кривые *1–3*) для лент и зависимости для монокристалла n-$Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ (кривая *4*). E_D — положение точки Дирака. Пики на кривых *1–3* соответствуют уровням дефектов в запрещенной зоне.

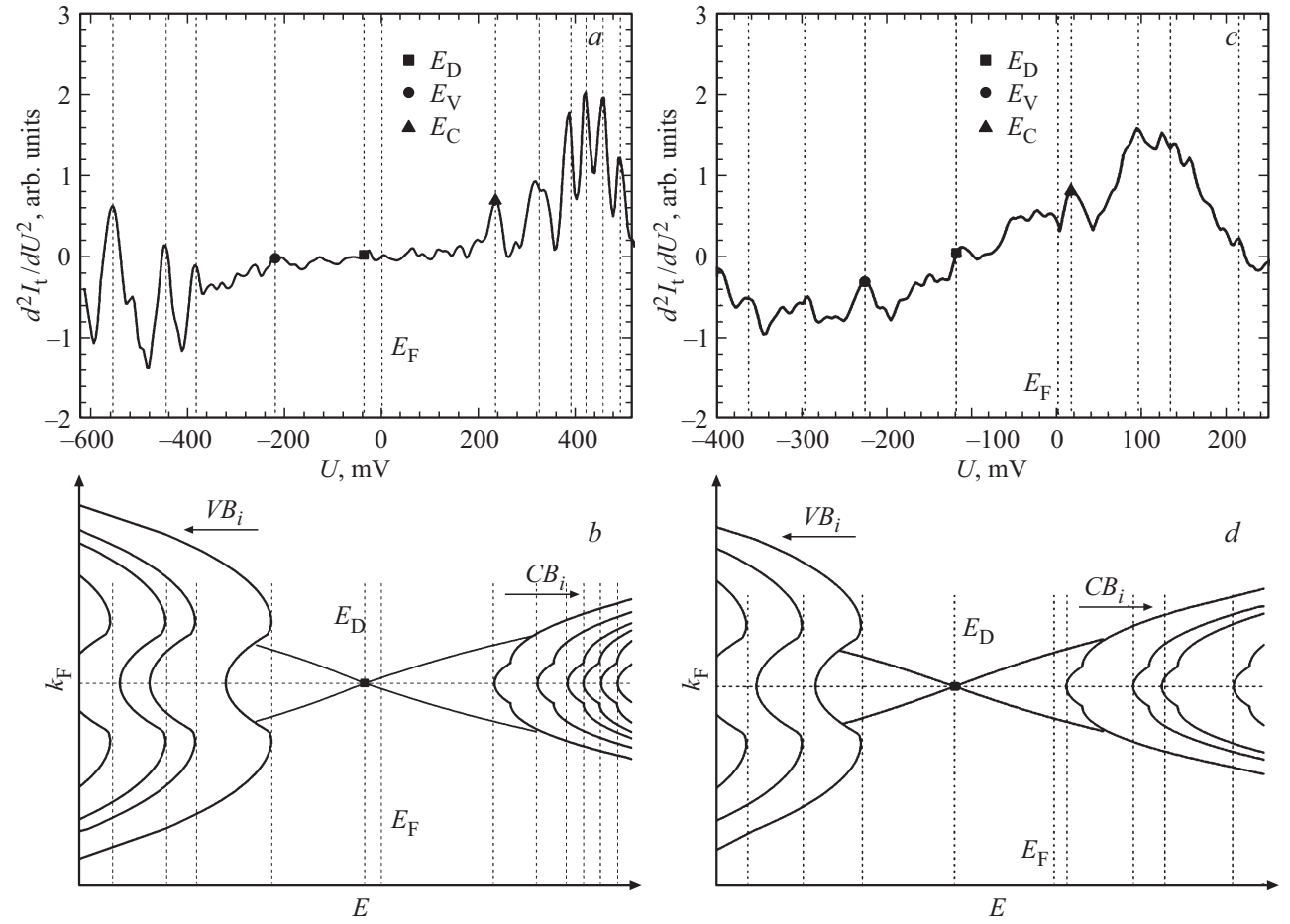


Рис. 6. Производные дифференциальной туннельной проводимости d^2I_t/dU^2 в зависимости от напряжения U: *a*) в лентах n-$Bi_2Te_{2.55}Se_{0.45}$ с обработкой поверхности ионами аргона Ar^+ при $v2 = 52$ m/s и *c*) в n-$Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$. E_D, E_V, E_C и E_F — положение точки Дирака, потолка валентной зоны, дна зоны проводимости и уровня Ферми соответственно. *b*) Схематическая зонная диаграмма (*b, d*). Положение краев дополнительных валентных зон VB_i ($i = 1–4$) и зон проводимости CB_i ($i = 1–6$), *d*) VB_i ($i = 1–3$) и CB_i ($i = 1–4$), E — энергия, k_F — волновой вектор.

В соответствии с [18,30], донорные дефекты могут быть идентифицированы как антиструктурные дефекты Te_{Bi}, а дефекты Bi_{Te} — как акцепторные. Поскольку в полученных интервалах величины энергии E_p значительно отличаются, то кроме антиструктурных дефектов с низкой энергией образования, возможно образование вакансий теллура V_{Te} и висмута V_{Bi} [18], энергия образования которых в несколько раз больше, чем для антиструктурных дефектов [31]. Как следует из рис. 5, плотность уровней дефектов в лентах (рис. 5, *a*) выше, чем в монокристалле (рис. 5, *b*), что способствует более интенсивному рассеянию фононов и является одной из причин снижения решеточной теплопроводности в термоэлектриках, полученных спиннингованием расплава [21].

Кроме уровней собственных дефектов, в спектрах d^2I_t/dU^2 (рис. 5 и 6) были обнаружены дополнительные валентные подзоны VB_i при энергиях ниже -390 meV и подзоны проводимости CB_i при энергиях выше 325 meV, характер особенностей которых качественно согласуется с [17,19]. Схематическая диаграмма зон для ленты с обработкой поверхности ионами аргона Ar^+, полученной при $\upsilon 2$ (рис. 6, *b*), является характерной для всех исследованных лент (рис. 3 и 4). Точка Дирака E_D в ленте (рис. 6, *a* и *b*) расположена ниже уровня Ферми E_F, что указывает на *n*-тип проводимости на поверхности ленты.

В монокристалле с более высокой энергией точки Дирака, чем в лентах, точка E_D расположена значительно ниже уровня Ферми E_F и сдвинута в сторону валентной зоны, Такое положение E_D в монокристалле объясняется более высокой поверхностной концентрацией фермионов ($n_s = 2.8 \cdot 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}$), которая значительно выше, чем в ленте ($n_s = 1.5 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-2}$), см. таблицу.

5. Заключение

Исследование спектров дифференциальной туннельной проводимости dI_t/dU в лентах, полученных спиннингованием твердого раствора *n*-$Bi_2Te_{2.55}Se_{0.45}$, показали, что при обработке поверхности лент ионами Ar^+ энергия точки Дирака E_D и ее флуктуации были ниже, чем для лент с необработанной поверхностью независимо от скорости спиннингования от $\upsilon 1$ до $\upsilon 2$. При этом с ростом скорости спиннингования возрастает поверхностная концентрация n_s фермионов.

В лентах с поверхностью, обработанной ионами Ar^+, полученных при скорости $\upsilon 2$, поверхностная концентрация фермионов Дирака n_s возрастает до максимальных значений $2.7 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-2}$. Однако в монокристалле *n*-$Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ при более высокой энергии точки Дирака E_D величина $n_s = 2.8 \cdot 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}$ и становится на порядок выше по сравнению с лентами, что определяет увеличение влияния поверхностных состояний фермионов Дирака на транспортные свойства. При этом параметр мощности в монокристалле ($S^2\sigma = 44 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{W \cdot cm^{-1}K^{-2}}$) в три раза выше, чем в лентах.

В спектрах d^2I_t/dU^2 располагались уровни дефектов в запрещенной зоне, которые идентифицируются как донорные (Te_{Bi}), акцепторные (Bi_{Te}) антиструктурные дефекты, вакансии теллура V_{Te} и вакансии висмута V_{Bi}.

На зависимостях d^2I_t/dU^2 от U обнаружены дополнительные валентные подзоны VB_i и подзоны проводимости CB_i. Из схематической зонной диаграммы следует, что точка Дирака E_D в ленте, как и в монокристалле, находится ниже уровня Ферми E_F, что указывает на n-тип проводимости на поверхности. При высокой энергии E_D в монокристалле точка Дирака сдвинута в сторону валентной зоны, тогда как в ленте с меньшей энергией E_D она находится вблизи уровня Ферми E_F. Положение точки Дирака E_D в монокристалле объясняется высокой поверхностной концентрацией фермионов Дирака по сравнению с лентами.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] D.M. Rowe. Thermoelectric harvesting of low-temperature heat. In: Modules, Systems, and Applications in Thermoelectrics / Ed. D.M. Rowe. CRC Press, Boca Raton (2012).
[2] Thermoelectrics for Power Generation — A Look at Trends in the Technology / Eds S. Skipidarov, M. Nikitin. ISBN 978-953-51-2846-5. InTech (2016). P. 576.
[3] M.Z. Hasan, C.L. Kane. Rev. Mod. Phys. **82**, *4*, 3045 (2010).
[4] J.P. Heremans, R.J. Cava, N. Samarth. Nature Rev. Mater. **2**, *10*, 17049 (2017).
[5] P. Ngabonziza. Nanotechnol. **33**, *19*, 192001 (2022).
[6] 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, Z.-X. Shen. Sci. **325**, *5937*, 178 (2009).
[7] M.J. Gilbert. Commun. Phys. **4**, *1*, 70 (2021).
[8] G. Jiang, J. Yi, L. Miao, P. Tang, H. Huang, C. Zhao, S. Wen. Sci. Rep. **8**, *1*, 2355 (2018).
[9] 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).
[10] W. Han, Y. Otani, S. Maekawa. npj Quantum Mater. **3**, *1*, 27 (2018).
[11] R. Sun, S. Yang, X. Yang, E. Vetter, D. Sun, N. Li, L. Su, Yan Li, Yang Li, Z. Gong, Z.-k. Xie, K.-y. Hou, Q. Gul, W. He, X.-q. Zhang, Z.-h. Cheng. Nano Lett. **19**, *7*, 4420 (2019).
[12] J. Zhu, T. Zhang, Y. Yang, R. Huang. Appl. Phys. Rev. **7**, *1*, 011312 (2020).
[13] A.A. Taskin, Z. Ren, S. Sasaki, K. Segawa, Y. Ando. Phys. Rev. Lett. **107**, *1*, 016801 (2011).
[14] Y. Ando. J. Phys. Soc. Jpn. **82**, *10*, 102001 (2013).
[15] H. Nam, Y. Xu, I. Miotkowski, J. Tian, Y.P. Chen, C. Liu, M.Z. Hasan, W. Zhu, G.A. Fiete, C.-K. Shih. J. Phys. Chem. Solids **128**, 251 (2019).

[16] H. Beidenkopf, P. Roushan, J. Seo, L. Gorman, I. Drozdov, Y.S. Hor, R.J. Cava, A. Yazdani. Nature Phys. **7**, *12*, 939 (2011).
[17] J. Brede, M. Bagchi, A. Greichgauer, A. Uday, A. Bliesener, G. Lippertz, R. Yazdanpanah, A. Taskin, Y. Ando. Phys. Rev. Mat. **8**, *10*, 104202 (2024).
[18] B. Wiendlocha. J. Electron. Mater. **45**, *7*, 3515 (2016).
[19] K.-H. Jin, H.W. Yeom, S.-H. Jhi. Phys. Rev. B **93**, *7*, 075308 (2016).
[20] S. Wang, W. Xie, H. Li, X. Tang. Intermetallics **19**, *7*, 1024 (2011).
[21] S. Fan, J. Zhao, Q. Yan, J. Ma, H.H. Hng. J. Electron. Mater. **40**, *7*, 1018 (2011).
[22] C. Wagner, R. Franke, T. Fritz. Phys. Rev. B **75**, *23*, 235432 (2007).
[23] L.N. Lukyanova, I.V. Makarenko, O.A. Usov. J. Phys.: Condens. Matter **32**, *46*, 465701 (2020).
[24] W.S. Whitney, V.W. Brar, Y. Ou, Y. Shao, A.R. Davoyan, D.N. Basov, K. He, Q.-K. Xue, H.A. Atwater. Nano Lett. **17**, *1*, 255 (2017).
[25] P. Seifert, C. Kastl, A.W. Holleitner. In: Encyclopedia of Interfacial Chemistry: Surface Science and Electrochemistry, Material Aspects of 3D Topological Insulators / Ed. K. Wandelt. Elsevier (2018). P. 491–499.
[26] H. Liu, S. Liu, Y. Yi, H. He, J. Wang. 2D Mater. **2**, *4*, 045002 (2015).
[27] K. Shrestha, V. Marinova, B. Lorenz, P.C.W. Chu. Phys. Rev. B **90**, *24*, 241111(R) (2014).
[28] Z. Ren, A.A. Taskin, S. Sasaki, K. Segawa, Y. Ando. Phys. Rev. B **82**, *24*, 241306(R) (2010).
[29] С.В. Новиков, А.В. Ли, А.А. Шабалдин, В.Н. Вербицкий, И.А. Няпшаев. ФТТ **67**, *5*, 800 (2025).
[30] T. Zhu, L. Hu, X. Zhao, J. He. Adv. Sci. **3**, *7*, 1600004 (2016).
[31] M.W. Oh, J.H. Son, B.S. Kim, S.D. Park, B.K. Min, H.W. Lee. J. Appl. Phys. **115**, *13*, 133706 (2014).

Редактор Е.В. Толстякова