

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ
СВОЙСТВА

УДК 537.31,537.633.2

КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛА
ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ПОЛУМЕТАЛЛА WTe_2

© 2022 г. А. Н. Перевалова^а, С. В. Наумов^а, С. М. Подгорных^а, В. В. Чистяков^а,
Е. Б. Марченкова^а, Б. М. Фоминых^{а, б}, В. В. Марченков^{а, б, *}

^аИнститут физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия

^бУральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002 Россия

*e-mail: march@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 25.08.2022 г.

После доработки 28.08.2022 г.

Принята к публикации 01.09.2022 г.

Электросопротивление, магнитосопротивление и эффект Холла в монокристалле топологического полуметалла WTe_2 исследованы в области температур от 12 до 200 К и в магнитных полях до 9 Тл. Установлено, что при низких температурах наблюдается квадратичная температурная зависимость электросопротивления без поля и проводимости в магнитном поле, что, по-видимому, связано с вкладами от различных механизмов рассеяния. Для анализа данных по эффекту Холла и магнитосопротивлению использованы однозонная и двухзонная модели. Полученные результаты свидетельствуют об электронно-дырочной компенсации с небольшим преобладанием электронных носителей заряда.

Ключевые слова: монокристалл, топологический полуметалл WTe_2 , электросопротивление, магнитосопротивление, эффект Холла, квадратичная температурная зависимость

DOI: 10.31857/S0015323022601155

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы было открыто большое количество различных топологических материалов, включая топологические изоляторы и топологические полуметаллы [1–6]. Значительное внимание привлекают топологические полуметаллы, которые можно разделить на три основных группы: вейлевские полуметаллы, дираковские полуметаллы и топологические полуметаллы с линиями узлов. В дираковских и вейлевских полуметаллах две двукратно вырожденные зоны или две невырожденные зоны, соответственно, пересекаются друг с другом в особых точках или узлах вблизи уровня Ферми, образуя четырехкратно вырожденные точки Дирака или двукратно вырожденные точки Вейля, и линейно расходятся во всех трех направлениях импульса. Соответствующие им низкоэнергетические возбуждения ведут себя аналогично фермионам Дирака и Вейля в физике высоких энергий.

Известно, что фермионы Вейля могут быть реализованы в системах, где отсутствует симметрия по отношению к пространственной инверсии или по отношению к обращению времени [3–6]. В связи с этим нецентросимметричные полуметаллы, такие как TaAs, и магнитные полуметаллы, такие как некоторые сплавы Гейслера, в которых

отсутствует симметрия по отношению к обращению времени, являются кандидатами в полуметаллы Вейля. Первое экспериментальное подтверждение существования фазы вейлевского полуметалла было получено на монокристаллах семейства TaAs (TaAs, TaP, NbAs, NbP) в 2015 г. [7]. Кроме того, авторы работы [8] предсказали особый тип пересечения зон с сильно наклоненным конусом Вейля вдоль определенного направления в импульсном пространстве, так называемые полуметаллы Вейля II типа. Существование фазы вейлевского полуметалла II типа было предсказано и экспериментально подтверждено в слоистых дихалькогенидах переходных металлов WTe_2 [8, 9], $MoTe_2$ и трехкомпонентном соединении $Mo_xW_{1-x}Te_2$ [10].

Особенности электронной структуры топологических материалов находят отражение в электронных свойствах и приводят к ряду необычных эффектов, таких как чрезвычайно большое магнитосопротивление без тенденции к насыщению, высокая подвижность и малая эффективная масса носителей тока, нетривиальная фаза Берри, киральная аномалия и аномальный эффект Холла, особое поведение оптической проводимости [5, 6].

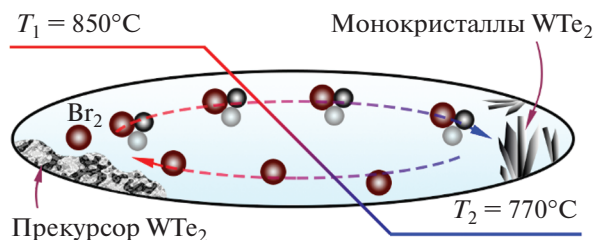


Рис. 1. Схема выращивания монокристаллов WTe_2 методом химического газового транспорта с использованием Br_2 в качестве транспортного агента.

Одним из таких необычных эффектов является квадратичная температурная зависимость электросопротивления монокристаллов WTe_2 [11] и $MoTe_2$ [12] в очень широком интервале температур от 2 К до 70 и 50 К соответственно. Можно ожидать, что квадратичная температурная зависимость должна наблюдаться в их сопротивлении и в присутствии магнитного поля. Стоит также отметить, что при анализе данных по эффекту Холла с последующим вычислением концентрации и подвижности носителей тока обычно используют либо однозонную [13], либо двухзонную модель [14]. При этом не совсем ясно, насколько корректна та или иная модель.

Данная работа посвящена изучению кинетических свойств (электро- и магнитосопротивление, эффект Холла) монокристалла WTe_2 с целью установления вида температурной зависимости сопротивления (проводимости) в магнитном поле, применению однозонной и двухзонной моделей для анализа гальваномагнитных свойств.

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Рост монокристаллов и структурная аттестация

Монокристаллы WTe_2 были выращены методом химического газового транспорта [15]. Схема синтеза приведена на рис. 1. Вольфрам и теллур в стехиометрическом соотношении помещали в кварцевую ампулу длиной 24 см и диаметром 1.5 см. В качестве транспортного агента использовали бром, плотность паров которого составляла ~ 5 мг/см³. Ампулу откачивали до остаточного давления $\sim 10^{-4}$ атм, затем помещали в горизонтальную трубчатую печь с линейным температурным градиентом. Горячая зона имела температуру 850°C, холодная зона – зона роста – находилась при температуре 770°C. Процесс выращивания монокристаллов осуществляли в течение 500 ч. Полученные кристаллы имеют игольчатую форму длиной 3–5 мм, шириной 0.2–1.0 мм и толщиной 50–400 мкм.

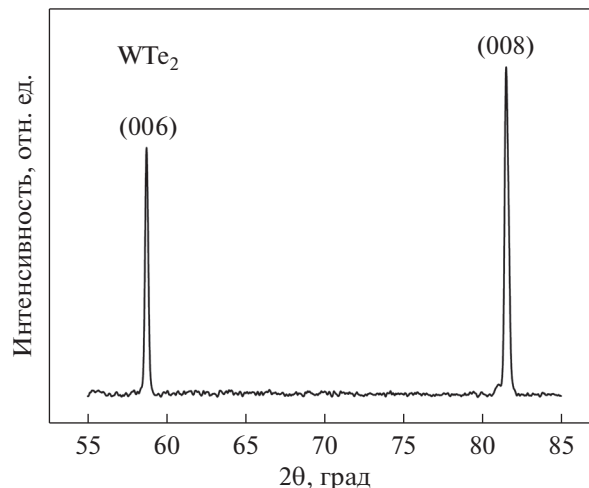


Рис. 2. Фрагмент дифракционной картины (СгК α), снятой с поверхности монокристалла WTe_2 .

Фрагмент дифракционной картины, снятой с поверхности образца WTe_2 , показан на рис. 2. Все пики могут быть индексированы как (00 l), следовательно, поверхность монокристалла WTe_2 совпадает с плоскостью типа (001). Установлено, что соединение WTe_2 кристаллизовалось в орторомбической структуре (пространственная группа $Pmn2_1$) с параметрами решетки $a = 3.435(8)$ Å, $b = 6.312(7)$ Å, $c = 14.070(4)$ Å.

Микроструктура поверхности и химический состав кристаллов были исследованы на сканирующем электронном микроскопе FEI Quanta 200 Pegasus с приставкой EDAX для рентгеновского энергодисперсионного микроанализа в Центре коллективного пользования (ЦКП) “Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов” ИФМ УрО РАН. На рис. 3 представлены изображения поверхности типа (001) монокристалла WTe_2 , а также его боковой поверхности. Видно, что полученный монокристалл имеет слоистую структуру.

Результаты рентгеновского энергодисперсионного микроанализа монокристалла WTe_2 показаны на рис. 4. Соотношение W и Te составляет 33.17 и 66.83 ат. %. Таким образом, химический состав монокристалла соответствует стехиометрическому WTe_2 .

2.2. Методика измерения кинетических свойств

Сопротивление и эффект Холла измерены четырехконтактным методом в диапазоне температур от 12 до 200 К и в магнитных полях до 9 Тл на универсальной установке для измерения физических свойств PPMS-9 (Quantum Design, США) в ЦКП ИФМ УрО РАН. Электрические контакты

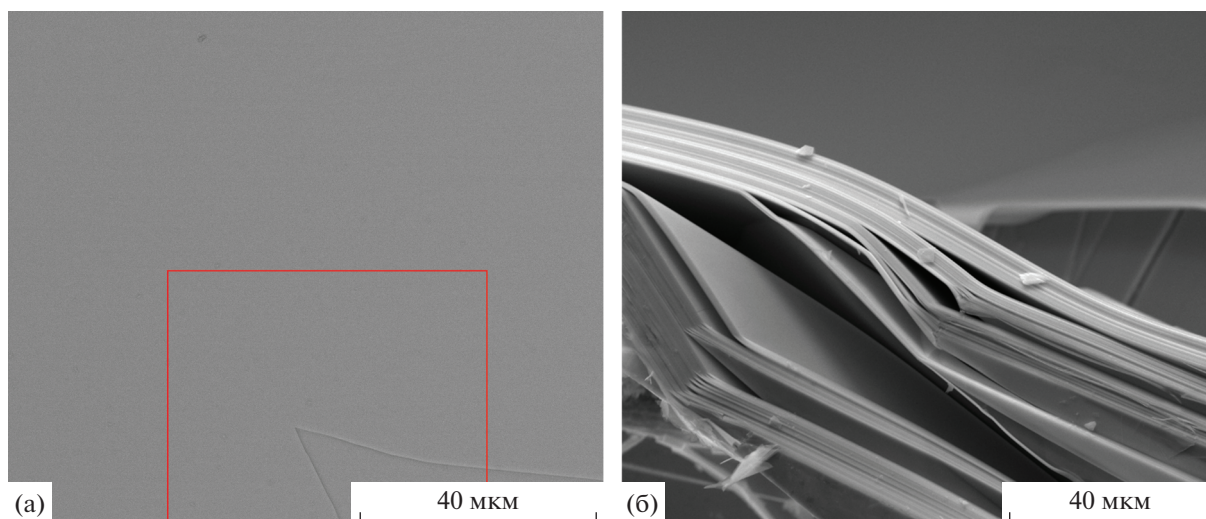


Рис. 3. Микроструктура поверхности монокристалла WTe_2 : (а) поверхность типа (001), (б) боковая поверхность образца. На рис. За выделена область, на которой был исследован химический состав образца.

были приготовлены с использованием тонкой медной проволоки и серебряной пасты. Измерения проводили при протекании электрического тока в плоскости (001), магнитное поле было направлено перпендикулярно этой плоскости. Отношение сопротивлений при комнатной температуре и гелиевой для полученного монокристалла WTe_2 равно $\rho_{300\text{ K}}/\rho_{4.2\text{ K}} \approx 55$, что говорит о его высокой “электрической” чистоте.

В данной работе электросопротивление без магнитного поля обозначается ρ или $\rho(0)$, магнитосопротивление $\Delta\rho_{xx} = \rho(B) - \rho(0)$, где $\rho(B)$ – сопротивление в магнитном поле B , ρ_H – холловское сопротивление. Для удобства интерпретации и представления экспериментальных результатов, некоторые из них представлены в виде магнитопроводимости $\sigma_{xx} = \Delta\rho_{xx}/(\Delta\rho_{xx}^2 + \rho_H^2)$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Электросопротивление

Температурная зависимость электросопротивления $\rho(T)$ монокристалла WTe_2 представлена на рис. 5. В области температур от 12 до ~ 70 К эту зависимость можно представить как

$$\rho = \rho_0 + AT^2. \tag{1}$$

Квадратичную температурную зависимость электросопротивления наблюдали в чистых металлах [16]. Обычно вклад $\sim T^2$ связывают с электрон-электронным рассеянием, которое, как правило, наблюдается при температурах ниже $\sim 10\text{--}15$ К [16, 17]. При более высоких температурах должен преобладать механизм электрон-фононного рассеяния, который при $T \ll \Theta_D$ (Θ_D –

температура Дебая) приводит к зависимости $\rho(T) \sim T^5$, а при температуре, сравнимой с Θ_D , к линейной зависимости $\rho(T)$. Температура Дебая для WTe_2 составляет 133.8 ± 0.06 К [18]. В нашем случае при низких температурах $T \ll \Theta_D$ вклад в сопротивление, пропорциональный T^5 , не наблюдается, т.е. закон Блоха–Грюнайзена не выполняется.

Квадратичный характер зависимости $\rho(T)$ при температурах от 12 до ~ 70 К можно объяснить следующим образом. Согласно формуле Друде, проводимость можно записать как

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} = \frac{ne^2l}{mv}, \tag{2}$$

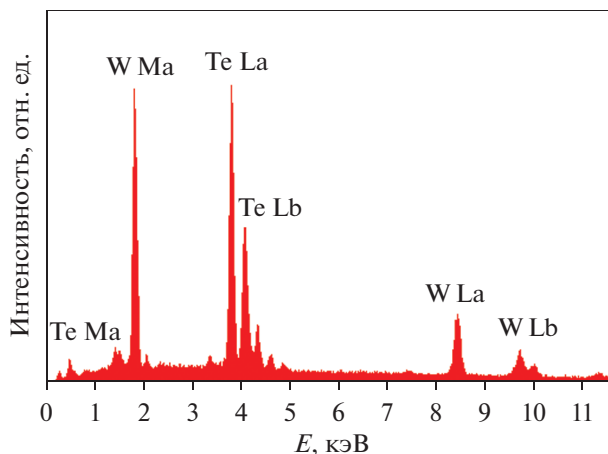


Рис. 4. Анализ химического состава монокристалла WTe_2 на участке, выделенном на рис. 3а. Соотношение W и Te составляет 33.17 и 66.83 ат. %.

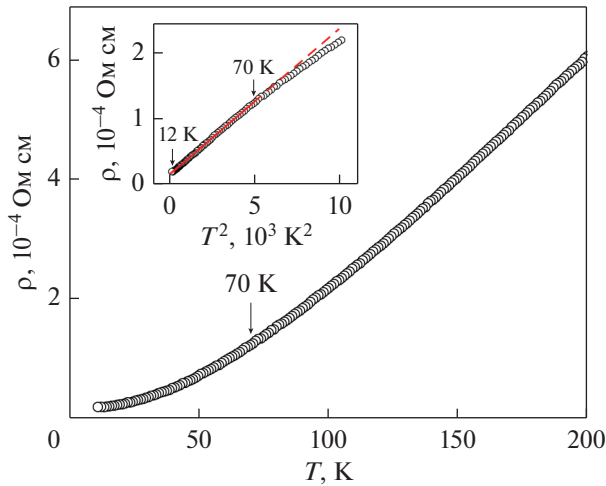


Рис. 5. Температурная зависимость электросопротивления $\rho(T)$ WTe_2 в диапазоне температур от 12 до 200 К. На вставке показана зависимость $\rho = f(T^2)$ при температурах от 12 до 100 К.

где n – концентрация носителей тока, e – элементарный заряд, τ – время релаксации, m – масса электрона, l – длина свободного пробега электронов проводимости, v – их скорость. В работе [19] для нашего кристалла была сделана оценка величины l и показано, что в области температур 24–55 К длина свободного пробега $l = \text{const} + CT^{-2}$, что согласуется с квадратичным характером зависимости электросопротивления при температурах до 70 К. Можно предположить, что из-за особенностей электронной структуры WTe_2 при $T \leq$

70 К вклады от различных механизмов рассеяния приводят к квадратичной зависимости $\rho(T)$. Это должно проявиться и в сопротивлении (проводимости) в магнитном поле.

3.2. Магнитосопротивление

Полевая зависимость магнитосопротивления $\Delta\rho_{xx} = \rho(B) - \rho(0)$ монокристалла WTe_2 при температуре $T = 12$ К представлена на рис. 6а. Видно, что магнитосопротивление $\Delta\rho_{xx}$ изменяется с полем по закону, близкому к квадратичному $\Delta\rho_{xx} \sim B^n$, где $n \approx 1.93 \pm 0.01$. Такая зависимость характерна для компенсированных проводников с замкнутой поверхностью Ферми в области сильных эффективных магнитных полей ($\omega_c\tau \gg 1$, где ω_c – циклотронная частота) [17].

Температурная зависимость сопротивления $\rho(T)$ монокристалла WTe_2 в магнитном поле 9 Тл представлена на рис. 6б. На кривой $\rho(T)$ имеется минимум, подобно тому, как наблюдали, например, в монокристаллах вольфрама [20], где наличие минимума объяснено переходом от сильных к слабым эффективным магнитным полям. Согласно [17], проводимость компенсированного металла с замкнутой поверхностью Ферми в области сильных эффективных магнитных полей ($\omega_c\tau \gg 1$) будет определяться вкладами от различных механизмов рассеяния. Поэтому дальнейший анализ удобнее проводить, рассматривая зависимость проводимости σ_{xx} в магнитном поле. Для упрощения расчетов будем использовать выражение для σ_{xx} для случая изотропного кристалла, где σ_{xx} связана с компонентами $\Delta\rho_{xx}$ и ρ_H (со-

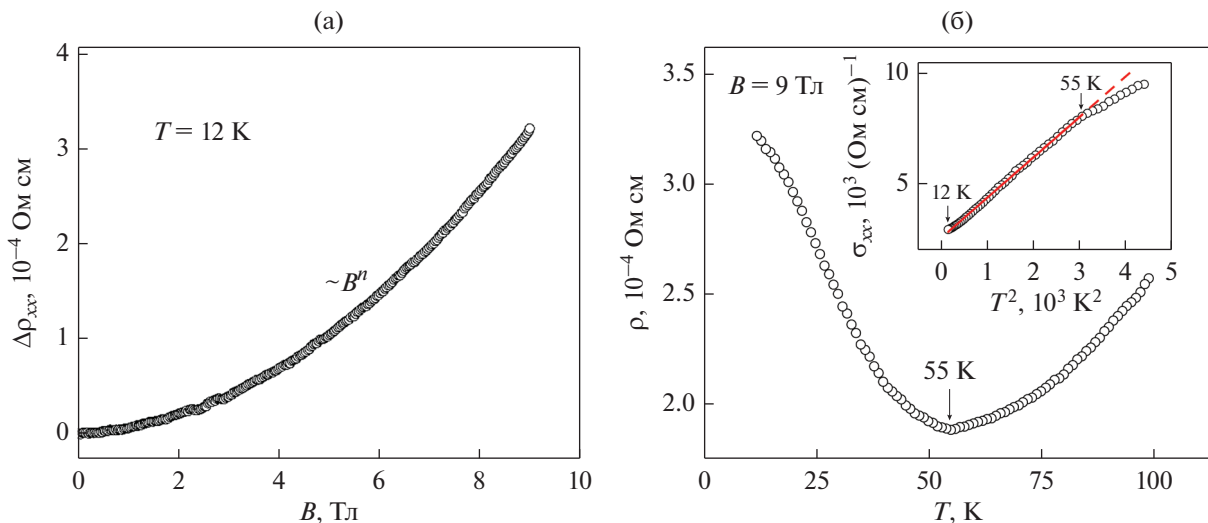


Рис. 6. (а) Полевая зависимость магнитосопротивления $\Delta\rho_{xx}(B)$ монокристалла WTe_2 при $T = 12$ К. (б) Температурная зависимость сопротивления $\rho(T)$ монокристалла WTe_2 в магнитном поле 9 Тл в области температур от 12 до 100 К. На вставке показана проводимость $\sigma_{xx} = f(T^2)$ в магнитном поле 9 Тл при температурах от 12 до 65 К.

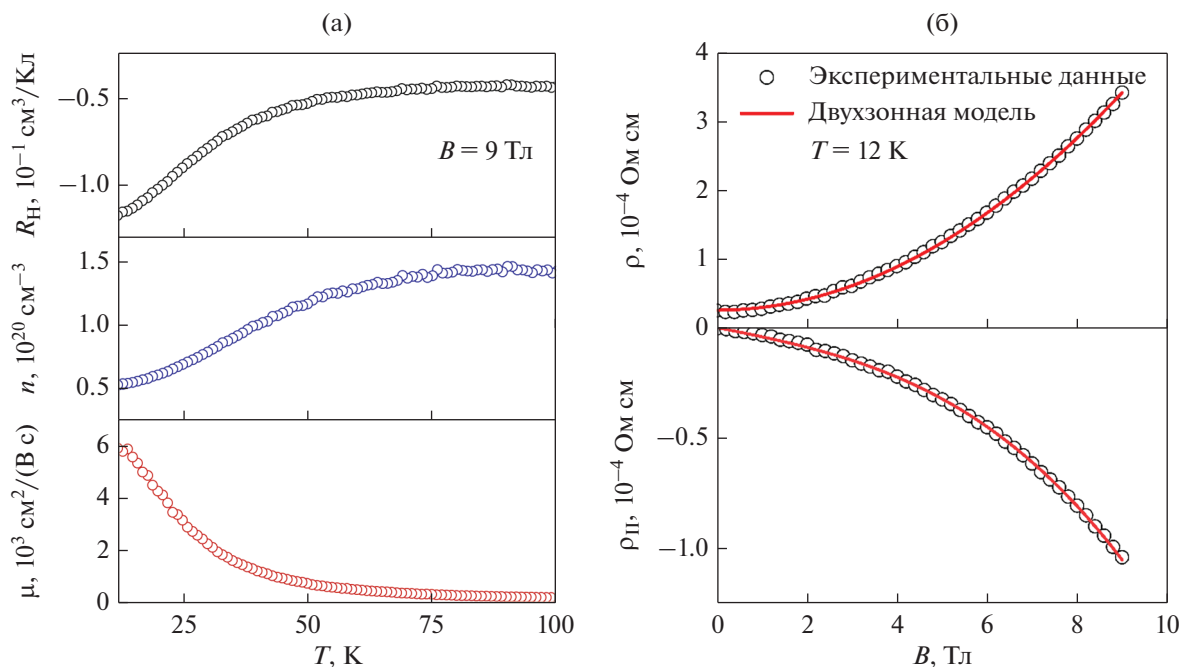


Рис. 7. (а) Температурные зависимости коэффициента Холла R_H , концентрации n и подвижности μ носителей тока в WTe_2 , полученные с помощью однозонной модели, в поле $B = 9 \text{ Тл}$. (б) Полевые зависимости холловского сопротивления $\rho_H(B)$ и сопротивления $\rho(B)$ в магнитном поле для WTe_2 при $T = 12 \text{ К}$: точки – эксперимент; сплошные красные линии – кривые, полученные с помощью двухзонной модели и рассчитанные с использованием программы ЭВМ [26].

противление Холла) тензора сопротивления как $\sigma_{xx} = \Delta\rho_{xx}/(\Delta\rho_{xx}^2 + \rho_H^2)$. График зависимости σ_{xx} от T^2 показан на вставке к рис.6б. Видно, что проводимость σ_{xx} в магнитном поле изменяется с температурой также по квадратичному закону, но уже в более узком, по сравнению с электросопротивлением, диапазоне температур от 12 до $\sim 55 \text{ К}$. Таким образом, наблюдается квадратичная температурная зависимость как электросопротивления без поля, так и проводимости в магнитном поле, которая, по-видимому, связана с вкладами от различных механизмов рассеяния.

3.3. Эффект Холла

На рис. 7а представлены температурные зависимости коэффициента Холла R_H , концентрации n основных носителей заряда и их подвижности μ монокристалла WTe_2 , полученные в рамках однозонной модели по формулам:

$$R_H = \frac{\rho_H}{B}; \tag{3}$$

$$n = \frac{1}{R_H e}; \tag{4}$$

$$\mu = \frac{R_H}{\rho}. \tag{5}$$

Поскольку $R_H < 0$, основными носителями заряда являются электроны с концентрацией $n \approx 5.3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ и подвижностью $\mu \approx 5.9 \times 10^3 \text{ cm}^2/(\text{V s})$ при $T = 12 \text{ К}$. Величина n , определенная по формуле (4), слабо изменяется с температурой, что наблюдается для ряда компенсированных проводников с замкнутой поверхностью Ферми [21, 22]. В то же время подвижность μ , рассчитанная с использованием выражения (5), сильно уменьшается с температурой, что можно объяснить ростом эффективности рассеяния носителей тока.

В работе [19] показано, что сопротивление Холла ρ_H в WTe_2 нелинейно зависит от магнитного поля B . Предполагается, что такое поведение $\rho_H(B)$ может быть связано с механизмом рассеяния электронов проводимости на поверхности образца. Подобное наблюдали в работах [23, 24], где исследовали компенсированные металлы с замкнутой поверхностью Ферми в условиях статического скин-эффекта. Сильно нелинейную зависимость ρ_H от поля в WTe_2 также наблюдали при низких температурах в работах [14, 25], что было объяснено наличием носителей электронного и дырочного типа. В системах, содержащих электронные и дырочные носителя заряда, для анализа полевых зависимостей сопротивления ρ в магнитном поле и холловского сопротивления ρ_H , как правило, используют двухзонную модель.

Выражения для ρ и ρ_H записаны в форме, представленной в работе [14]:

$$\rho = \frac{1}{e} \frac{(n_h \mu_h + n_e \mu_e) + (n_h \mu_e + n_e \mu_h) \mu_h \mu_e B^2}{(n_h \mu_h + n_e \mu_e)^2 + (n_h - n_e)^2 \mu_h^2 \mu_e^2 B^2}, \quad (6)$$

$$\rho_H = \frac{B}{e} \frac{(n_h \mu_h^2 - n_e \mu_e^2) + (n_h - n_e) \mu_h^2 \mu_e^2 B^2}{(n_h \mu_h + n_e \mu_e)^2 + (n_h - n_e)^2 \mu_h^2 \mu_e^2 B^2}, \quad (7)$$

где n_e (μ_e) и n_h (μ_h) – концентрация (подвижность) электронов и дырок соответственно. Полевые зависимости холловского сопротивления $\rho_H(B)$ и сопротивления $\rho(B)$ в магнитном поле для монокристалла WTe_2 при 12 К были описаны с помощью двухзонной модели, используя формулы (6), (7), как показано на рис. 76. Получены такие значения концентраций и подвижностей электронов и дырок: $n_e = (3.14 \pm 0.01) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $n_h = (2.78 \pm 0.01) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\mu_e = (4.77 \pm 0.02) \times 10^3 \text{ см}^2/(\text{В с})$, $\mu_h = (3.42 \pm 0.01) \times 10^3 \text{ см}^2/(\text{В с})$. Соотношение $n_e \approx n_h$ свидетельствует об электронно-дырочной компенсации в WTe_2 .

Таким образом, оценки концентраций и подвижностей носителей тока, полученные с использованием как однозонной, так и двухзонной моделей, хорошо согласуются между собой. Это относится и к значениям коэффициента Холла: $R_H = -1.170 \times 10^{-1} \text{ см}^3/\text{Кл}$ – двухзонная модель, $R_H = -1.168 \times 10^{-1} \text{ см}^3/\text{Кл}$ – однозонная модель.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования кинетических свойств монокристалла топологического полуметалла WTe_2 показали, что как электросопротивление в отсутствие магнитного поля, так и проводимость в поле зависят от температуры по квадратичному закону в широком температурном интервале от 12 К до ~70 и ~55 К соответственно, что, по-видимому, связано с вкладами от различных механизмов рассеяния.

В результате анализа экспериментальных данных по эффекту Холла и сопротивлению в магнитном поле были сделаны оценки концентрации и подвижности носителей тока в WTe_2 , используя как однозонную, так и двухзонную модели. Полученные результаты хорошо согласуются и свидетельствуют об электронно-дырочной компенсации с небольшим преобладанием электронных носителей заряда.

Результаты исследований электросопротивления (разд. 3.1) получены в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема “Спин”, № 122021000036-3) при частичной поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам, осуществляю-

щим перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики (Перевалова А.Н., СП-2705.2022.1). Исследования магнитосопротивления (разд. 3.2) и эффекта Холла (разд. 3.3) выполнены при поддержке проекта РНФ (грант № 22-42-02021). Авторы благодарят Н.Г. Бебенина за полезное обсуждение полученных результатов и ценные советы по их представлению.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vergniory M.G., Elcoro L., Felser C., Regnault N., Bernevig B.A., Wang Z. A complete catalogue of high-quality topological materials // *Nature*. 2019. V. 566. P. 480–485.
2. Liu Y., Chong C., Chen W., Huang J.A., Cheng C., Tsuei K., Li Z., Qiu H., Marchenkov V.V. Growth and characterization of MBE-grown $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Se}_3$ topological insulator // *Japan. J. Appl. Phys.* 2017. V. 56. P. 070311.
3. Yan B., Felser C. Topological materials: Weyl semimetals // *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* 2017. V. 8. P. 337–354.
4. Armitage N.P., Mele E.J., Vishwanath A. Weyl and Dirac semimetals in three-dimensional solids // *Rev. Mod. Phys.* 2018. V. 90. P. 015001.
5. Bernevig A., Weng H., Fang Z., Dai X. Recent progress in the study of topological semimetals // *J. Phys. Soc. Jpn.* 2018. V. 87. P. 041001.
6. Lv B.Q., Qian T., Ding H. Experimental perspective on three-dimensional topological semimetals // *Rev. Mod. Phys.* 2021. V. 93. № 2. P. 025002.
7. Xu S.-Y., Belopolski I., Alidoust N., Neupane M., Bian G., Zhang C., Sankar R., Chang G., Yuan Z., Lee C.-C., Huang S.-M., Zheng H., Ma J., Sanchez D.S., Wang B., Bansil A., Chou F., Shibaev P.P., Lin H., Jia S., Hasan M.Z. Discovery of a Weyl fermion semimetal and topological Fermi arcs // *Science*. 2015. V. 349. P. 613–617.
8. Soluyanov A.A., Gresch D., Wang Z., Wu Q., Troyer M., Dai X., Bernevig B.A. Type-II Weyl semimetals // *Nature*. 2015. V. 527. P. 495–498.
9. Wang C., Zhang Y., Huang J., Nie S., Liu G., Liang A., Zhang Y., Shen B., Liu J., Hu C., Ding Y., Liu D., Hu Y., He S., Zhao L., Yu L., Hu J., Wei J., Mao Z., Shi Y., Jia X., Zhang F., Zhang S., Yang F., Wang Z., Peng Q., Weng H., Dai X., Fang Z., Xu Z., Chen C., Zhou X.J. Observation of Fermi arc and its connection with bulk states in the candidate type-II Weyl semimetal WTe_2 // *Phys. Rev. B*. 2016. V. 94. P. 241119.
10. Belopolski I., Sanchez D.S., Ishida Y., Pan X., Yu P., Xu S.-Y., Chang G., Chang T. R., Zheng H., Alidoust N., Bian G., Neupane M., Huang S.-M., Lee C.-C., Song Y., Bu H., Wang G., Li S. Eda G., Jeng H.-T., Kondo T., Lin H., Liu Z., Song F., Shin S., Hasan M.Z. Discovery of a new type of topological Weyl fermion semimetal state in $\text{Mo}_x\text{W}_{1-x}\text{Te}_2$ // *Nat. Commun.* 2016. V. 7. P. 13643.
11. Lv Y.-Y., Cao L., Li X., Zhang B.-B., Wang K., Pang B., Ma L., Lin D., Yao S.-H., Zhou J., Chen Y.B., Dong S.-T., Liu W., Lu M.-H., Chen Y., Chen Y.-F. Composition and

- temperature-dependent phase transition in miscible $\text{Mo}_{1-x}\text{W}_x\text{Te}_2$ single crystals // *Sci. Reports*. 2017. V. 7. P. 44587.
12. Zandt T., Dwelk H., Janowitz C., Manzke R. Quadratic temperature dependence up to 50 K of the resistivity of metallic MoTe_2 // *J. Alloys Compounds*. 2007. V. 442. № 1–2. P. 216–218.
 13. Shekhar C., Nayak A.K., Sun Y., Schmidt M., Nicklas M., Leermakers I., Zeitler U., Skourski Y., Wosnitza J., Liu Z., Chen Y., Schnelle W., Borrmann H., Grin Y., Felser C., Yan B. Extremely large magnetoresistance and ultrahigh mobility in the topological Weyl semimetal candidate NbP // *Nature Phys.* 2015. V. 11. P. 645–649.
 14. Luo Y., Li H., Dai Y.M., Miao H., Shi Y. G., Ding H., Taylor A.J., Yarotski D.A., Prasankumar R.P., Thompson J.D. Hall effect in the extremely large magnetoresistance semimetal WTe_2 // *Appl. Phys. Lett.* 2015. V. 107. P. 182411.
 15. Levy F. Single-crystal growth of layered crystals // *Il Nuovo Cimento B* (1971–1996). 1977. V. 38. № 2. P. 359–368.
 16. Startsev V.E., D'yakina V.P., Cherepanov V.I., Volkenshtein N.V., Nasyrov R.Sh., Manakov V.G. Quadratic temperature dependence of the resistivity of tungsten single crystals. Role of surface scattering of electrons // *Sov. Phys. JETP*. 1980. V. 52. № 4. P. 675–679.
 17. Лифшиц И.М., Азбель М.Я., Каганов М.И. Электронная теория металлов // Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1971. 416 с.
 18. Callanan J.E., Hope G.A., Weir R.D., Westrum Jr. E.F. Thermodynamic properties of tungsten ditelluride (WTe_2). I. The preparation and low temperature heat capacity at temperatures from 6 K to 326 K // *J. Chem. Therm.* 1992. V. 24. № 6. P. 627–638.
 19. Marchenkov V.V., Perevalova (Domozhirova) A.N., Naumov S.V., Podgornykh S.M., Marchenkova E.B., Chistyakov V.V., Huang J.C.A. Peculiarities of electronic transport in WTe_2 single crystal // *J. Magn. Magn. Mater.* 2022. V. 549. P. 168985.
 20. Марченков В.В. Квадратичная температурная зависимость магнитосопротивления чистых монокристаллов вольфрама в условиях статического скин-эффекта // *ФНТ*. 2011. Т. 37. № 9–10. С. 1068–1072.
 21. Черепанов В.И., Старцев В.Е., Волкеништейн Н.В. Влияние анизотропии электрон-фононного рассеяния на эффект Холла в молибдене // *ФНТ*. 1979. Т. 5. № 10. С. 1162–1168.
 22. Volkenshtein N.V., Startsev V.E., Cherepanov V.I. Low Temperature Anomalies of the Hall Effect in Tungsten // *Phys. Stat. Sol. (b)*. 1978. V. 89. № 1. P. K53–K56.
 23. Volkenshtein N.V., Glinski M., Marchenkov V.V., Startsev V.E., Cherepanov A.N. Characteristics of galvanomagnetic properties of compensated metals under static skin effect conditions in strong magnetic fields (tungsten) // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 1989. V. 95. P. 2103–2116.
 24. Cherepanov A.N., Marchenkov V.V., Startsev V.E., Volkenshtein N.V., Glin'skii M. High-field galvanomagnetic properties of compensated metals under electron-surface and intersheet electron-phonon scattering (tungsten) // *J. Low Temp. Phys.* 1990. V. 80. № 3/4. P. 135–151.
 25. Pan X.-C., Pan Y., Jiang J., Zuo H., Liu H., Chen X., Wei Z., Zhang S., Wang Z., Wan X., Yang Z., Feng D., Xia Z., Li L., Song F., Wang B., Zhang Y., Wang G. Carrier balance and linear magnetoresistance in type-II Weyl semimetal WTe_2 // *Front. Phys.* 2017. V. 12. № 3. P. 127203.
 26. Чистяков В.В., Перевалова А.Н., Марченков В.В. Применение двухзонной модели для анализа гальваномагнитных свойств топологических полуметаллов / Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2022660290 от 01.06.2022 г.