Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 2, с. 93 – 100 © 2020 г. 25 июля

Магнетосопротивление квазиодномерного вейлевского полуметалла $(TaSe_4)_2I$

И. А. Кон, С. Г. Зыбцев, А. П. Орлов, С. В. Зайцев-Зотов[1)]

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 мая 2020 г.
После переработки 29 мая 2020 г.
Принята к публикации 4 июня 2020 г.

Изучено влияние магнитного поля на линейную и нелинейную проводимость квазиодномерного полуметалла Вейля с волной зарядовой плотности (ВЗП) $(TaSe_4)_2I$. Продольное магнетосопротивление во всех известных режимах движения ВЗП (линейная проводимость, крип, скольжение, "сверхпроводимость Фрелиха") положительно и не превышает доли процента. Аналогичные магнетотранспортные измерения были выполнены в образцах, профилированных сфокусированными ионными пучками таким образом, что движение ВЗП в них сопровождается проскальзыванием фазы ВЗП. В таких образцах пиковое непараболическое отрицательное магнетосопротивление наблюдается в режиме нелинейной проводимости в относительно малых магнитных полях $B \lesssim 4$ Тл как в продольной, так и в поперечной геометриях. Наши результаты существенно отличаются от полученных ранее и ставят вопрос об условиях наблюдения киральной аномалии в полуметаллах Вейля в пайерлсовском состоянии.

DOI: 10.31857/S1234567820140050

Топологические материалы в настоящее время являются одними из наиболее интересных и интенсивно изучаемых объектов в физике твердого тела. Большой интерес представляют полуметаллы Вейля, транспортные свойства которых определяются безмассовыми фермионами Вейля. Одним из наиболее замечательных эффектов, возникающих в таких материалах, является киральная аномалия, которая проявляется в виде отрицательного продольного магнетосопротивления (МС) [1, 2, 3]. В настоящее время отрицательное продольное МС наблюдается во многих полуметаллах Вейля и Дирака, таких как TaAs [4], Cd_3As_2 [5] и других.

$(TaSe_4)_2I$ имеет моноклинную элементарную ячейку (пространственная группа I422), на серединах граней которой помещены цепочки $TaSe_4$, обладающие винтовой симметрией и разделенные цепочками атомов йода [6]. Расчеты зонной структуры $(TaSe_4)_2I$ показали, что при нормальных условиях данное вещество является полуметаллом за счет взаимодействия между цепочками $TaSe_4$. Это взаимодействие приводит к расщеплению d_{z^2} зоны тантала на две, пересекающиеся вблизи границы зоны Бриллюэна на расстоянии $0.44\pi/c$, где $c = 12.8$ Å – размер элементарной ячейки вдоль цепочек [7]. Последующий анализ показал, что это вещество является вейлевским полуметаллом, в котором многочисленные вейлевские точки находятся на расстояниях 10-15 мэВ сверху и снизу от уровня Ферми и образуют пары с противоположным киральным зарядом [8–11]. При этом $(TaSe_4)_2I$ представляет собой квазиодномерный (квази-1D) проводник с несоизмеримой волной зарядовой плотности (ВЗП), которая образуется при температуре ниже температуры пайерлсовского перехода лежащей в диапазоне $T_P \approx 248{-}263$ К [8, 11–17]. Открывающаяся при этом пайерлсовская щель охватывает всю поверхность Ферми, что означает исчезновение вейлевских конусов. Анизотропия проводимости при комнатной температуре составляет $A \equiv \sigma_\parallel/\sigma_\perp \approx 3 \times 10^2$, где $\sigma_\parallel$ и $\sigma_\perp$ – проводимости вдоль и поперек цепочек соответственно, и уменьшается до $A \approx 10^2$ при $T < T_P$ [15].

В $(TaSe_4)_2I$ в случае, когда магнитное поле прикладывалось параллельно цепочкам, а значит и линии, соединяющей вершины конусов Вейля, наблюдалось отрицательное продольное МС. Такое МС возникало только в области нелинейной проводимости в электрическом поле $E \approx 2{-}3\ E_T$, где E_T является пороговым полем для начала скольжения ВЗП [8]. МС возрастает с 1–2 % при 120 К до почти порядка при 80 К. На основании этих наблюдений в работе [8] был сделан вывод, что в $(TaSe_4)_2I$ киральная аномалия проявляется и в состоянии с пайерлсовской щелью.

[1)]e-mailo: serzz@cplire.ru

Моды проводимости квазиодномерных проводников с ВЗП можно классифицировать следующим образом [6, 19, 18]:

1) $E \ll E_T$. ВЗП запиннингована и не дает вклад в нелинейную проводимость, поскольку потенциальный барьер, создаваемый пиннингом, слишком высок. Проводимость линейная и определяется квазичастицами (электронами и дырками), термически возбуждаемыми через пайерлсовскую щель в спектре.

2) $E \lesssim E_T$. По мере приближения к пороговому полю барьер пиннинга постепенно уменьшается, и при определенных условиях становится возможным наблюдать крип ВЗП, который предшествует началу скольжения ВЗП [19]. В этом режиме нелинейная проводимость зависит от температуры активационным образом, причем энергия активации уменьшается с приближением к пороговому полю и не связана с проводимостью квазичастиц. Крип ВЗП приводит к размыванию порогового поля начала скольжения ВЗП.

3) $E > E_T$. Кинетика ВЗП определяется диссипацией энергии. Поскольку ВЗП не может рассеивать энергию из-за наличия пайерлсовской щели, диссипация обеспечивается потоками квазичастиц, экранирующих зависящие от времени деформации ВЗП. По этой причине проводимость ВЗП пропорциональна проводимости квазичастиц и уменьшается с понижением температуры. Такая пропорциональность известна как скейлинг проводимости [20–22].

4) $E \gg E_T$. В этой области возникает так называемая "фрелиховская сверхпроводимость" [18]. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) в этом режиме почти вертикальны. По нашему мнению, этот режим возникает в случае, если характерная частота, характеризующая скольжение ВЗП (частота узкополосной генерации, равная обратному времени перемещения ВЗП на один период) превышает обратное время максвелловской релаксации квазичастиц. Известно, что в топологически тривиальной голубой бронзе $K_{0.3}MoO_3$ магнитные поля до 16 Тл не влияют на это явление [18].

Результаты, представление в работе [8], показывают, что при определенных условиях кинетика ВЗП (зависящая от магнитного поля) не зависит от кинетики квазичастиц (независящей от магнитного поля), т.е. возникает нарушение скейлинга.

В настоящей работе представляем результаты исследования МС в квази-1D проводнике $(TaSe_4)_2I$, выполненные в более широком диапазоне температур и электрических полей. Целью настоящего исследования являлось выяснение условий, которые могут приводить к нарушению скейлинга. Мы обнаружили, что продольное МС в области нелинейной проводимости в магнитных полях до 7 Тл положительно, не превышает долей процента и пропорционально продольному МС в области линейной проводимости. Однако в условиях пространственно неоднородного движения (в образцах, профилированных сфокусированными ионными пучками), в области нелинейной проводимости возникает участок отрицательного магнетосопротивления, отсутствующий в области линейной проводимости и свидетельствующий о нарушении скейлинга. Обсуждается возможный вклад дислокаций и солитонов.

Изучались образцы $(TaSe_4)_2I$ того же происхождения, что и в работах [15–17]. Представленные ниже данные были получены на двух отрезках относительно тонкого образца с поперечными размерами $w \times t = 4.0 \times 1.9$ мкм^2 и расстояниями между краями контактов $L_s = 130$ мкм и $L_l = 330$ мкм (см. вставку на рис. 1). Использование коротких и тонких

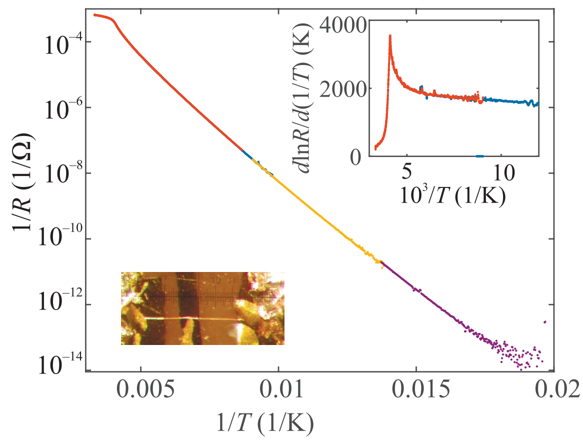

Рис. 1. (Цветной онлайн) Температурная зависимость линейной проводимости $(TaSe_4)_2I$ (длинный сегмент). Левая вставка: фотография образца. Правая вставка: логарифмическая производная температурной зависимости проводимости

образцов, имеющих на 2 порядка меньшую площадь поперечного сечения, чем в [8], позволяет измерять нелинейную проводимость при гораздо более высоких значениях электрического поля благодаря лучшему теплообмену, присущему тонким образцам. В то же время поперечные размеры исследуемых образцов были не настолько малы, чтобы привести к появлению размерных эффектов, которые могут существенно влиять на коллективный транспорт [23].

Золотые контакты были получены вакуумным напылением и имели сравнительно низкое контактное сопротивление порядка 1–10 Ω, как и в более ран-них работах [14]. ВАХ длинных и коротких сегментов, измеренные двухконтактным методом, оказались подобны друг другу с коэффициентом масштабирования $R_s/R_l = 0.42$ (см. также ниже). Небольшая разница между отношениями $L_s/L_l = 0.39$ и $R_s/R_l = 0.42$ обусловлена наличием геометрического вклада в контактное сопротивление (сопротивление растекания), что приводит к увеличению эффективной длины на величину порядка $t\sqrt{A}$, которая в нашем случае составляет 15 мкм. Мы также провели измерения $R(T)$ в четырехконтактной конфигурации с контактами, полученными холодной пайкой индием. Сравнение результатов, полученных в 2-х и 4-х-контактных конфигурациях, также указывает на незначительность вклада контактного сопротивления в измеренные эффекты. Использование низкоомных контактов позволяет проводить все измерения с использованием двухконтактного метода, что, в свою очередь, позволило продвинуться в область значительно более низких температур, чем в предыдущих исследованиях. Все измерения, представленные ниже, были выполнены в режиме заданного напряжения.

Удельное сопротивление исследуемых образцов при комнатной температуре, оцененное по приведенным выше данным, составляет $\sigma_{\parallel}^{-1} = 2.8 \cdot 10^{-3}\,\Omega \cdot$ см, практически совпадает со значением $2.9 \cdot 10^{-3}\,\Omega \cdot$ см из работы [13] и примерно в два раза больше, чем $1.5 \pm 0.2 \cdot 10^{-3}\,\Omega \cdot$ см, о которых сообщалось в [12, 8].

Температурно-зависимая проводимость исследуемых образцов показана на рис. 1. Зависимость имеет обычный вид для $(TaSe_4)_2I$ и характеризуется полуметаллическим ходом проводимости при комнатной температуре и переходом Пайерлса, приводящим к появлению низкотемпературного щелевого состояния при более низких температурах. На правой вставке рис. 1 показана производная $d\ln(R)/d(1/T)$, которая представляет собой мгновенную энергию активации. Максимум производной соответствует температуре перехода Пайерлса $T_P = 245$ K. Энергия активации составляет 1650 K при 100 K и постепенно уменьшается с понижением температуры. Такое уменьшение характерно для многих квази-1D проводников с ВЗП [6]. В целом температурные зависимости проводимости исследуемых образцов соответствуют полученным ранее [12, 13, 15].

На рисунке 2 показаны температурные наборы ВАХ, нормированных на длину, длинного (значки, кривые *1–7*) и короткого сегментов образца (линии, кривые *8–19*). Совпадение зависимостей для коротких и длинных сегментов подтверждает отсутствие значительного вклада контактов в линейную и нели-

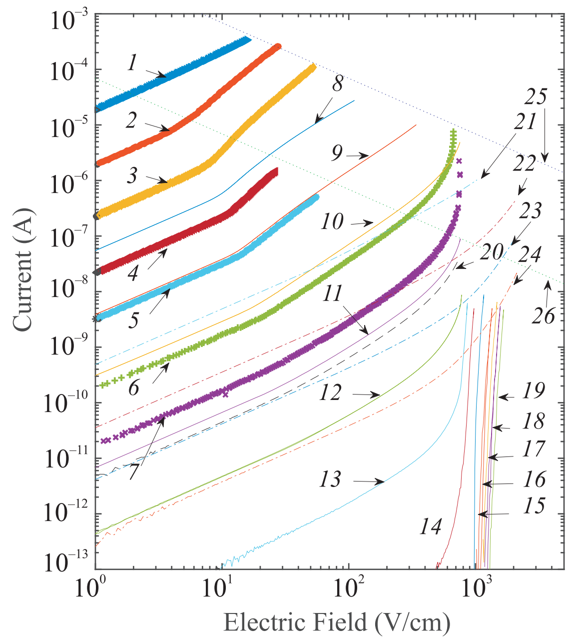

Рис. 2. (Цветной онлайн) Температурный набор ВАХ $(TaSe_4)_2I$. *1–7* – ВАХ длинного сегмента, измеренные при температурах *1* – 250 K, *2* – 207 K, *3* – 167 K, *4* – 140 K, *5* – 119 K, *6* – 96 K и *7* – 87 K. *8–19* – ВАХ короткого сегмента, измеренные при температурах *8* – 150 K, *9* – 120 K, *10* – 100 K, *11* – 80 K, *12* – 70 K, *13* – 60 K, *14* – 50 K, *15* – 40 K, *16* – 30 K, *17* – 25 K, *18* – 20 K, *19* – 15 K. *20* – ВАХ образца E-типа при температуре 80 K. *21–24* – ВАХ образца W-типа, измеренные при температурах *21* – 120 K, *22* – 100 K, *23* – 80 K, *24* – 70 K. *25–26* – границы, отвечающие мощности *25* –100 мкВт и *26* – 1 мкВт на коротком сегменте

нейную проводимость. ВАХ, полученные в магнитных полях 3.77 и 7.14 Тл при температурах 60, 80, 100 и 120 K, в этом масштабе практически неотличимы от полученных в нулевом поле (см. ниже) и не показаны на этом рисунке.

На рисунке 3 показана температурная зависимость порогового поля, которая в данной работе определялась по критерию увеличения проводимости на 3 % по отношению к линейной. Эта зависимость соответствует закону $E_T \propto \exp(-T/T_0)$, характерному для пайерсловских проводников, включая $(TaSe_4)_2I$ [24] и связанному с температурными флуктуациями параметра порядка [25].

При $E < 10$ В/см приведенные выше результаты исследования линейной и нелинейной проводимости совпадают с результатами, полученными ранее [15, 12, 13], и соответствуют обычному поведению квази-1D проводников с ВЗП. Кроме того, обнаружено, что в $(TaSe_4)_2I$ при $E \sim 10^3$ В/см возникает область фрелиховской сверхпроводимости [18], ранее

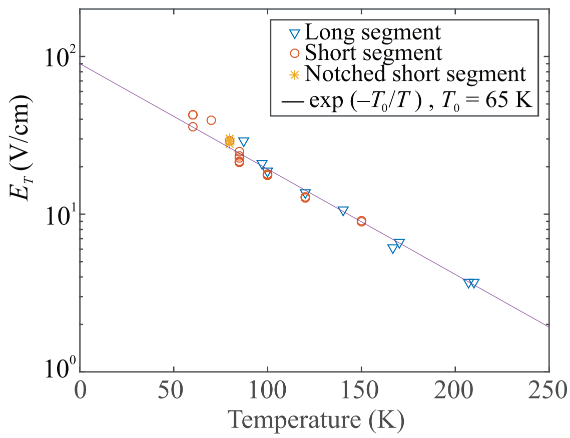

Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурные зависимости порогового поля короткого и длинного сегментов $(TaSe_4)_2I$

не наблюдавшаяся в этом соединении. Полученные результаты вписываются в общую картину явлений, наблюдаемых в пайерлсовских проводниках, которая была описана во введении.

На рисунке 4a показан набор нормированных кривых продольного МС $\Delta R/R \equiv [R(B) - R(0)]/R(0)$, измеренных на различных участках ВАХ. МС является положительным, его величина не превышает одного процента. Сравнительно высокий уровень шумов при электрических полях, близких к пороговому, связан с появлением в этой области широкополосных шумов типа 1/f, которые плохо усредняются при продолжительных измерениях. Как и ожидалось, относительные изменения в линейной и нелинейной проводимости пропорциональны друг другу во всех частях ВАХ в пределах точности измерения. Видно, что скольжение ВЗП в наших образцах не сопровождается появлением отрицательного продольного МС.

Поперечное МС показано на рис. 4b. Область отрицательного МС хорошо видна в нелинейном режиме проводимости, но отсутствует в линейном (см. также ниже). Таким образом, в такой геометрии наблюдается нарушение скейлинга между линейной проводимостью и проводимостью ВЗП, однако оно возникает при другой ориентации магнитного и электрического полей, чем в работе [8].

Можно предположить, что нарушение скейлинга в работе [8] происходит из-за отклонения от условий, при которых обычно изучается кинетика ВЗП. Действительно, поскольку в [8] мощность, выделяемая в образце, была сравнительно большой (до 60 мВт в области эффекта против 1 мкВт (прямая *26* на рис. 2) в настоящих измерениях), можно ожидать появления неоднородного распределения температуры по объему образца. Так как E_T экспоненциально зависит от температуры (см. рис. 3), скорости скольжения ВЗП в центре образца и вблизи границ должны быть различны, что должно сопровождаться появлением и скольжением дислокаций ВЗП. Поскольку параметр порядка ВЗП подавлен в ядре дислокации, свойства полуметалла Вейля, которые характеризуются отрицательным МС, при наличии дислокаций могут частично восстановиться.

Чтобы изучить возможный вклад дислокаций в кинетику ВЗП, мы модифицировали геометрию образца. А именно, с помощью сфокусированного ионного пучка был сделан набор разрезов от края до центра образца, как показано на рис. 5a. Расстояние между разрезами $l = 10$ мкм было достаточным для обеспечения пиннинга в надрезанных сегментах образца, $w\sqrt{A}/2 > l$. В таком образце (будем называть его образцом E-типа) скольжение ВЗП сопровождается движением дислокаций вдоль границы между запиннингованной и движущейся ВЗП.

ВАХ образца E-типа при 80 K показана на рис. 2 пунктирной линией (кривая *20*). Проводимость образца E-типа при 80 K уменьшилась в 1.48 раза в линейном режиме и в 1.57 в нелинейном по сравнению с исходной (кривая *11*). Более значительное уменьшение проводимости в нелинейном режиме указывает на то, что, действительно, нелинейный ток теперь неравномерно распределен по образцу, и, следовательно, скольжение ВЗП сопровождается движением дислокаций ВЗП. Тем не менее, продольное МС в образце E-типа осталось примерно таким же, как в первоначальном образце (рис. 4c).

Для увеличения вклада дислокаций были сделаны дополнительные разрезы с противоположной стороны (рис. 5b). Предполагалось, что движение ВЗП в таком образце с надрезами с двух сторон (образец W-типа) будет сильно неоднородным и сопровождаться проскальзыванием фазы на границе между запинингованной и скользящей ВЗП (красные области на рис. 5b). ВАХ образца W-типа показаны на рис. 2 штрих-пунктирной линией (кривые *21–24*). Оказалось, что такие надрезы с двух сторон, действительно, приводят к появлению области отрицательного МС при нелинейной проводимости (рис. 4d). Как видно из этого рисунка, в образце W-типа отрицательное МС развивается на фоне положительного. Оба вклада зависят от температуры. При $T \lesssim 30$ K для изучения доступна только нелинейная область проводимости. С понижением температуры параболичность исчезает (рис. 6a). Возникающее при этом поведение соответствует случаю сла-

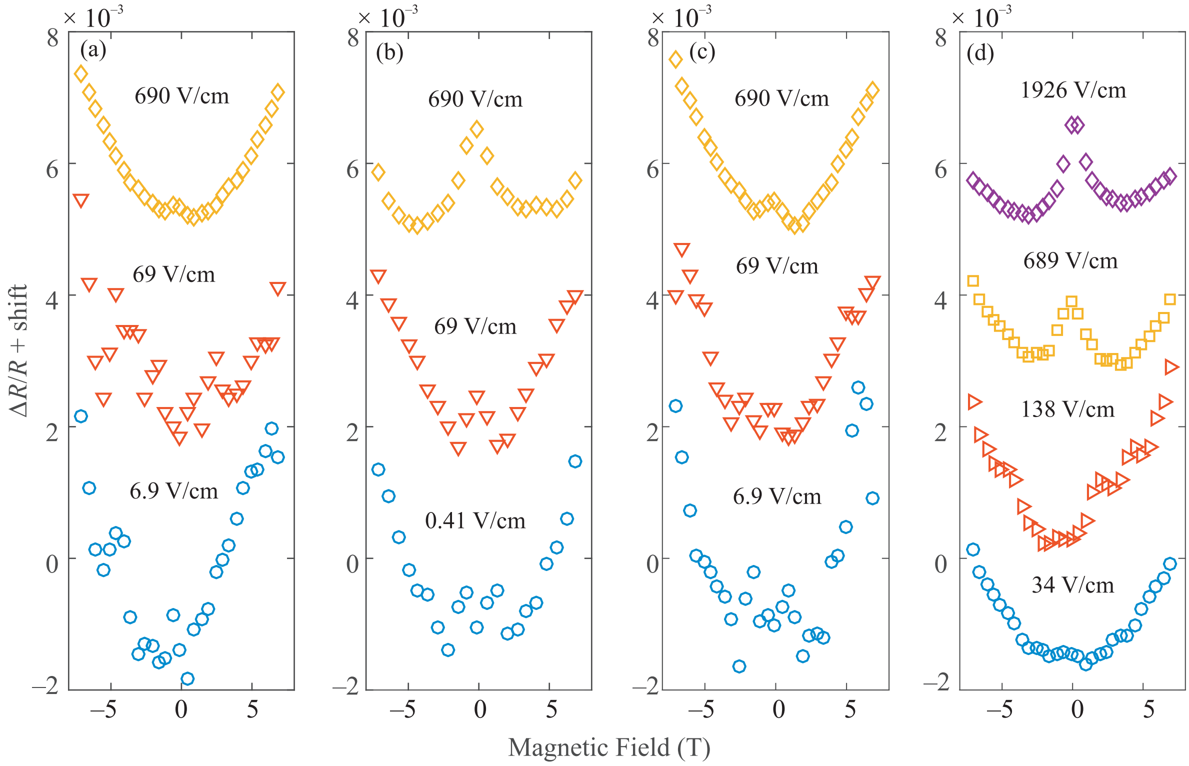

Рис. 4. (Цветной онлайн) Магнетосопротивление $(TaSe_4)_2I$ при различных модах проводимости и геометрии измерений при $T = 80$ К: (a) – первоначальный образец, $H \parallel I$; (b) – первоначальный образец, $H \perp I$, $E_T = 30$ В/см. (c) – Образец с прорезями с одной стороны (E-тип), $H \parallel I$, $E_T = 30$ В/см. (d) – Образец с прорезями с двух сторон (W-тип), $H \parallel I$, $E_T = 140$ В/см

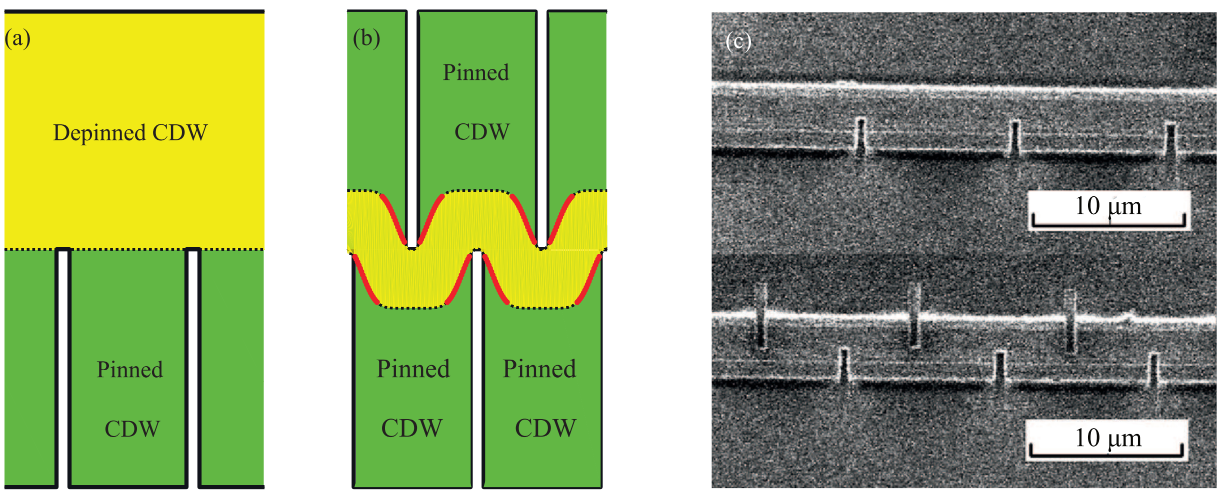

Рис. 5. (Цветной онлайн) Схематическое изображение (a) – образца с прорезями с одной стороны (E-тип), и (b) – с двух сторон (W-тип) в изотропном представлении. Области с запиннингованной и скользящей ВЗП отмечены зеленым и желтым цветами соответственно. Области проскальзывания фазы отмечены красным. (c) – Изображения вариантов травления образца, полученные с помощью сфокусированного ионного пучка

бой антилокализации, возникающему при сильном спин-орбитальном взаимодействии [26]. При температурах $T < 70$ К области отрицательного МС обнаружить не удалось. При понижении температуры положительное МС возрастает почти на порядок и достигает 1,6 % при $T = 6$ К.

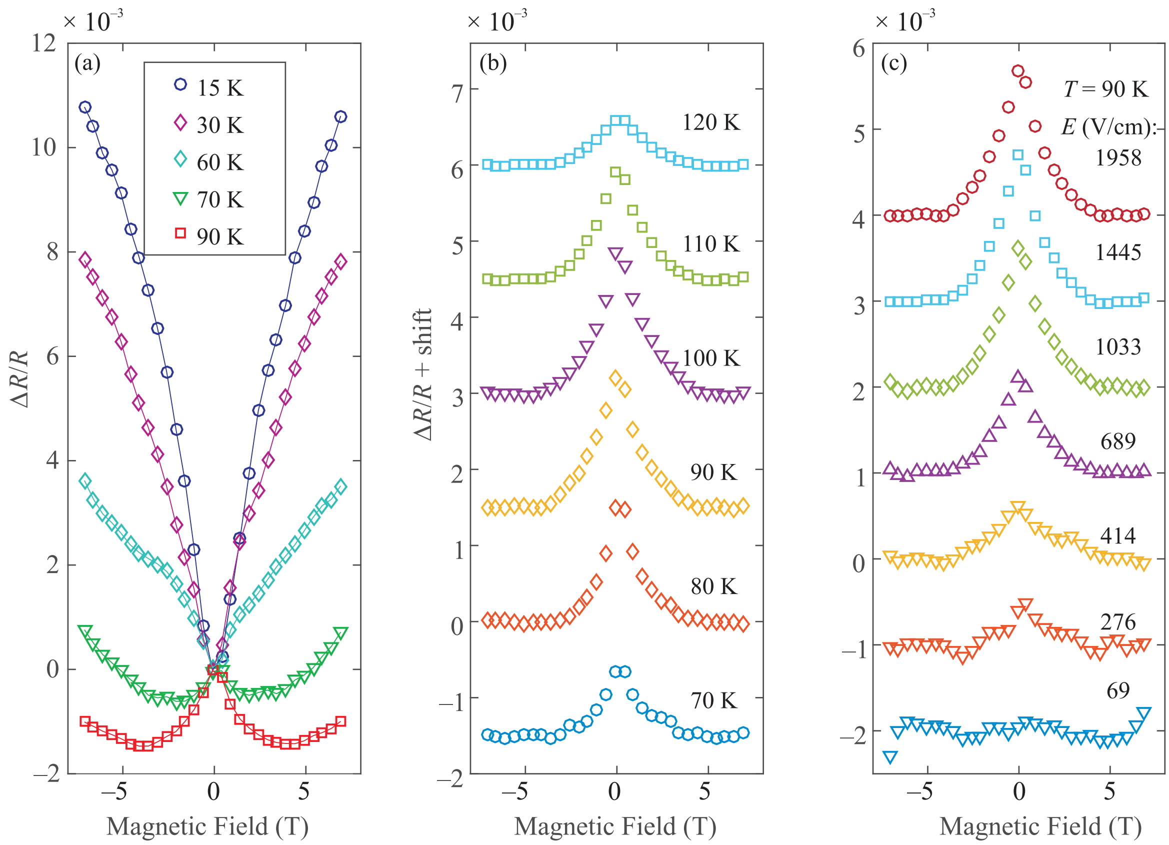

Рис. 6. (Цветной онлайн) (a) – Температурная эволюция продольного магнетосопротивления. Эволюция отрицательного вклада с температурой (b) и электрическом полем (c). Образец W-типа

Зависимости $\Delta R(B)/R(0)$, полученные после вычитания положительного параболического МС при $T \geq 70$ K, показаны на рис. 6b, c. Разделение отрицательного и положительного вкладов магнетосопротивления при более низких температурах является проблематичным из-за экспериментальной недоступности МС на линейном участке ВАХ, и качественного изменения формы зависимости $\Delta R(B)/R(0)$ (рис. 6). Отрицательный вклад в МС наблюдается только при $E > E_T$ и увеличивается с ростом тока ВЗП (рис. 6c).

В образце W-типа поперечное магнетосопротивление остается почти таким же, как и в исходном образце. В режиме линейной проводимости отрицательного МС не наблюдается ни при какой ориентации.

Зависимости $\Delta R(B)/R(0)$, показанные на рис. 6a, типичны для слабой антилокализации ($T < 60$ K), а также одновременных проявлений слабых локализации и антилокализации ($T \geq 7$ K) [26–28]. Подобное поведение наблюдалось ранее в напряженных структурах с квантовыми ямами InGaAs/InP [29]. Особенностью полученных результатов является возникновение отрицательного МС только в режиме нелинейной проводимости.

Как было отмечено выше, движение ВЗП сопровождается проскальзыванием фазы ВЗП на границе между его запиннингованными и движущимися областями. Существует два основных сценария проскальзывания фазы в пайерлсовских проводниках. В первом рассматривается проскальзывание фазы вследствие зарождения дислокационных петель (т.е. каналов для движения квазичастиц) критического диаметра [30–32]. Другой сценарий рассматривает проскальзывание фазы как последовательность нескольких элементарных процессов: инжекции электронов из контактов, их превращение в солитоны и агрегация солитонов в комплексы, которые могут образовывать дислокационные петли [33]. По-видимому, дислокационные петли как таковые не имеют отношения к возникновению поперечного отрицательного МС в исходном образце (рис. 4b), в то время как солитоны могут иметь. Действительно, так как часть солитонов может остаться неагрегированными, то они, будучи подвижными заряженными частицами, образуют дополнительный канал проводимости. Поскольку их прыжки между цепочками менее вероятны, чем движение вдоль, то образование замкнутых траекторий, ориентированных вдоль цепей, оказывается более вероятным, чем поперечных. Соответственно, ожидается, что проявление слабой локализации в исходном образце будет более выраженным в поперечном МС, чем в продольном, что согласуется с экспериментальными результатами (сравните рис. 4a и 4b). Различие формы МС в линейном и нелинейном режимах проводимости может быть также связано и с изменением МС квазичастиц. Дальнейшие исследования необходимы для выяснения происхождения этого различия. Появление продольного отрицательного МС в образце W-типа соответствует смешению продольного и поперечного вкладов из-за сложной траектории тока.

Отрицательное МС, наблюдаемое в образце W-типа, намного меньше, чем в работе [8]. В случае киральной аномалии изменение проводимости в продольном магнитном поле зависит от уровня химического потенциала μ как $\delta\sigma \propto \mu^{-2}$, где μ измеряется от вершины конуса Вейля [2, 3]. Кристаллы, исследовавшиеся в настоящей работе, имеют T_P на 7 % ниже, чем в работе [8], а величины E_T и флуктуационного параметра T_0 в 1.5–2 раза выше. В $(TaSe_4)_2I$ эти отличия могут являться следствием нарушения стехиометрии по йоду [7], приводящим к изменению величины и, следовательно, температурной зависимости концентрации носителей тока $n(T)$ в полуметаллической фазе. На различие этих зависимостей указывает разный наклон кривых $R(T)$ при $T > T_P$. Так, при температуре $T = 1.14T_P$ для образцов, исследовавшихся в настоящей работе, величина $d\ln R/d\ln T|_{T=280\,\mathrm{K}} = -1.5$, а для образцов из работ [13, 8] $d\ln R/d\ln T|_{T=300\,\mathrm{K}} \approx -3$. Разность этих значений позволяет грубо оценить различие в положении E_F этих образцов, которое составляет 40–70 мэВ, в зависимости от деталей зонной структуры[2)]. Беспорядок, вызванный примесями (в данном случае вакансиями йода), также уменьшает эффект [34, 35]. Кроме того, примеси могут даже изменить функциональную зависимость с параболической на линейную [36].

В заключение, в настоящей работе показано, что пространственно неоднородное движение ВЗП в вейлевском полуметалле $(TaSe_4)_2I$ позволяет увидеть как особенности кинетики пайерлсовских проводников, так и топологических материалов. Оказалось, что в определенных условиях кинетика ВЗП может демонстрировать эффекты отрицательного магнетосопротивления, напоминающего слабую локализацию и отсутствующего в области линейной проводимости. Это отрицательное магнетосопротивление развивается на фоне положительного магнетосопротивления, соответствующего слабой антилокализации, присущей топологическим материалам. Результаты данной работы свидетельствуют о ключевой роли экспериментальных условий и параметров образцов для наблюдения киральной аномалии в пайерлсовских проводниках.

Мы благодарны Хельмуту Бергеру за предоставленные образцы и Н. И. Федотову за полезные комментарии. И. А. Кон и С. В. Зайцев-Зотов выражают признательность за финансовую поддержку со стороны Российского научного фонда (грант # 16-12-10335). Подготовка образцов и их профилирование ионным пучком выполнены С. Г. Зыбцевым и А. П. Орловым в рамках государственного задания.

[2)]Использование разницы наклонов позволяет избавиться от вклада температурной зависимости подвижности. Для оценки $n(T)$ использовались данные о положении 48 конусов Дирака (табл. I работы [11]), а также данные о зонной структуре работ [9, 10]. Расчет проводился по формуле $n(T) \propto \sum_i [\int_{E_i}^{\infty} D_i(E)/(1+\exp[(E-E_F)/kT])dE + \int_{-\infty}^{E_i} D_i(E)/(1+\exp[(E_F-E)/kT])dE]$, где $D_i \propto |E-E_i|^{d_i}$ – плотность состояний для i-го конуса размерности d_i с вершиной при энергии E_i. Результаты оказались слабо зависящими от исходных данных, если предположить, что E_F в работе [8] находится вблизи вершин конусов.

1. H. B. Nielsen and M. Ninomiya, Phys. Lett. B **130**, 389 (1983).
2. D. T. Son and B. Z. Spivak, Phys. Rev. B **88**, 104412 (2013).
3. A. A. Burkov, Phys. Rev. Lett. **113**, 247203 (2014).
4. X. Huang, L. Zhao, Y. Long, P. Wang, D. Chen, Zh. Yang, H. Liang, M. Xue, H. Weng, Zh. Fang, X. Dai, and G. Chen, Phys. Rev. X **5**, 031023 (2015).
5. C.-Zh. Li, L.-X. Wang, H. Liu, J. Wang, Z.-M. Liao, and D.-P. Yu, Nat. Commun. **6**, 10137 (2015).
6. P. Monceau, Adv. Phys. **61**, 325 (2012).
7. P. Gressier, M. H. Whangbo, A. Meerschaut, and J. Rouxel, Inorg. Chem. **23**, 1221 (1984).
8. J. Gooth, B. Bradlyn, S. Honnali, C. Schindler, N. Kumar, J. Noky, Y. Qi, C. Shekhar, Y. Sun, Z. Wang, B. A. Bernevig, and C. Felser, Nature **575**, 315 (2019).
9. Y. Zhang, L.-F. Lin, A. Moreo, Sh. Dong, and E. Dagotto, Phys. Rev. B **101**, 174106 (2020).
10. X.-P. Li, K. Deng, B. Fu, Y. Li, D. Ma, J. Han, J. Zhou, S. Zhou, and Y. Yao, arXiv:1909.12178.
11. W. Shi, B. J. Wieder, H. L. Meyerheim et al. (Collaboration), arXiv:1909.04037.
12. Z. Z. Wang, M. C. Saint-Lager, P. Monceau, M. Renard, P. Gressier, A. Meerschaut, L. Guemas, and J. Rouxel, Solid State Commun. **46**, 325 (1983).

13. M. Maki, M. Kaiser, A. Zettle, and G. Grüner, Solid State Commun. **46**, 497 (1983).
14. L. Forro, J. R. Cooper, A. Janossy, and M. Maki, Solid State Commun. **62**, 715 (1987).
15. A. Bilušic, I. Tkalcec, H. Berger, L. Forro, and A. Smontara, FIZIKA A (Zagreb) **9**, 169 (2000).
16. A. Smontara, I. Tkalcec, A. Bilušic, M. Budimir, and H. Berger, Physica B: Condensed Matter **316–317**, 279 (2002).
17. D. Starešinič, A. Kiš, K. Biljaković, B. Emerling, J. W. Brill, J. Souletie, H. Berger, and F. Lévy, Eur. Phys. J. B **29**, 71 (2002).
18. G. Mihaly and P. Beauchêne, Solid State Commun. **63**, 911 (1987).
19. S. V. Zaitsev-Zotov, Phys. Rev. Lett. **71**, 605 (1993).
20. L. Sneddon, Phys. Rev. B **29**, 719 (1984).
21. X. J. Zhang and N. P. Ong, Phys. Rev. Lett. **55**, 2919 (1985).
22. R. M. Fleming, R. J. Cava, L. F. Schneerneyer, E. A. Rietman, and R. G. Dunn, Phys. Rev. B **33**, 5450 (1986).
23. S. V. Zaitsev-Zotov, Physics-Uspekhi **47**, 533 (2004).
24. P. Monceau, M. Renard, J. Richard, M. C. Saint-Lager, and Z. Z. Wang, *Charge Density Waves in Solids. Proceedings of the International Conference Held in Budapest, Hungary, September 3–7, 1984*, in *Lecture Notes in Physics*, ed. by Gy Hutiray and J. Solyom, Springer-Verlag, Berlin (1985), p. 279.
25. K. Maki, Phys. Rev. B **33**, 2852(R) (1986).
26. B. L. Al'tshuler, A. G. Aronov, A. I. Larkin, and D. E. Khmel'nitskil, ZhETF **81**, 768 (1981) [Sov. Phys. JETP **542**, 411 (1981)].
27. B. L. Altshuler, D. Khmel'nitzkii, A. I. Larkin, and P. A. Lee, Phys. Rev. B **22**, 5142 (1980).
28. P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, Rev. Mod. Phys. **57**, 287 (1985).
29. S. A. Studenikin, P. T. Coleridge, P. Poole, and A. Sachrajda, JETP Lett. **77**, 311 (2003).
30. K. Maki, *Charge Density Waves in Solids. Proceedings of the International Conference Held in Budapest, Hungary, September 3–7, 1984*, in *Lecture Notes in Physics*, ed. by Gy Hutiray and J. Solyom, Springer-Verlag, Berlin (1985), p. 218.
31. D. Feinberg and J. Friedel, J. Phys. France **49**, 485 (1988).
32. M. P. Maher, T. L. Adelman, S. Ramakrishna, J. P. McCarten, D. A. DiCarlo, and R. E. Thorne, Phys. Rev. Lett. **68**, 3084 (1992).
33. S. Brazovskii and S. Matveenko, Journal de Physique I, EDP Sciences **1**, 1173 (1991).
34. B. Sbierski, G. Pohl, E. J. Bergholtz, and P. W. Brouwer, Phys. Rev. Lett. **113**, 026602 (2014).
35. X.-T. Ji, H.-Zh. Lu, Zh.-G. Zhu, and G. Su, J. Appl. Phys. **123**, 203901 (2018).
36. S.-B. Zhang, H.-Zh. Lu, and Sh.-Q. Shen, New J. Phys. **18**, 053039 (2016).