

Слабая антилокализация в двойных ямах HgTe с массивными фермионами Дирака

© N.M. Kawahala¹, Г.М. Гусев¹, Е.Б. Ольшанецкий^{2,3}, F.G.G. Hernandez¹, Н.Н. Михайлов², С.А. Дворецкий²

¹ Instituto de Física da Universidade de São Paulo,
135960-170, São Paulo, SP, Brazil

² Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

³ Новосибирский государственный технический университет НЭТИ,
630073 Новосибирск, Россия

E-mail: eolsh@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 8 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 5 июня 2024 г.

Принята к публикации 5 июня 2024 г.

Двойная квантовая яма HgTe представляет собой двумерный топологический изолятор, в котором объемными носителями являются массивные фермионы Дирака с исчезающе малой кривизной Берри. Соответственно, характер квантовых поправок к проводимости в подобной системе должен определяться наличием двух факторов: близким к нулю значением фазы Берри и спин-орбитальным рассеянием. В частности, исчезающая кривизна Берри в двойной квантовой яме HgTe должна, согласно теории, приводить к наблюдению отрицательного магнитосопротивления, в то время как в одиночной квантовой яме HgTe с безмассовыми фермионами Дирака и отличной от нуля фазой Берри теория всегда предсказывает антилокализационные поправки к проводимости (положительное магнитосопротивление) независимо от силы спин-орбитального взаимодействия. В настоящей работе вопреки ожиданиям подобные же антилокализационные поправки к проводимости положительного магнитосопротивления обнаружены и в двойной квантовой яме HgTe, что указывает на доминирование в квантовом транспорте механизма спин-орбитальной релаксации, приводящего к слабой антилокализации. Таким образом, результаты нашего исследования интерференционных поправок к проводимости в системе массивных фермионов Дирака указывают на то, что физика локализации в двумерных топологических изоляторах определяется конкуренцией таких факторов, как особенности спиновой текстуры, масса квазичастицы и интенсивность спин-орбитального рассеяния.

Ключевые слова: двумерный топологический изолятор, двойная квантовая яма, магнитосопротивление, слабая локализация.

DOI: 10.61011/FTP.2024.05.58763.6232

1. Введение

Принято считать, что в неупорядоченной двумерной (2D) системе носители заряда всегда локализованы независимо от силы беспорядка [1]. Основной причиной этого является квантовая интерференция, приводящая при небольшом беспорядке к слаболокализационным поправкам к проводимости, являющимся предтечей перехода к сильной локализации. Остается открытым вопрос об универсальности концепций слабой локализации (WL) и антилокализации (WAL) для 2D фермионных систем вообще, включая топологические изоляторы с безмассовыми или массивными фермионами Дирака, открытые за последние 15 лет [2–6].

Так, например, трехмерные топологические изоляторы (ЗДИ) характеризуются наличием запрещенной зоны в объемном спектре и бесщелевыми проводящими поверхностными состояниями. Эти состояния топологически защищены от обратного рассеяния ([6,7]) в силу невозможности обратного рассеяния без одновременно переворота спина (топологические состояния с противоположным импульсом имеют противоположный спин). В то же время в подобных системах интерференция

между траекториями, распространяющимися по часовой стрелке и против нее, оказывается деструктивной из-за характерного для систем дираковских фермионов механизма фазы Берри, что приводит к слабому антилокализационному поведению топологических поверхностных состояний [8–10]. Ожидается, что в пленках ЗДИ в зависимости от толщины пленки должен наблюдаться переход от WL к WAL. Это обусловлено тем, что гибридизация верхних и нижних поверхностных состояний приводит к появлению у дираковских фермионов массы и к отклонению фазы Берри от π [11]. Таким образом, знак интерференционной поправки к проводимости зависит от массы квазичастицы: для нулевой массы или при ее малых значениях поправка соответствует WAL, что характерно для топологических изоляторов, а при больших значениях массы поправка соответствует WL, как в обычной массивной фермионной системе. Следует, однако, отметить, что необходимый для этого диапазон изменения массы весьма велик, что делает реализацию настраиваемого топологического перехода WL-WAL на базе пленок ЗДИ довольно маловероятной [12,13].

Еще одним вариантом системы двумерных дираковских фермионов является квантовая яма (КЯ) на основе HgTe. Когда ширина ямы HgTe d близка к критическому значению, $d \sim d_c \approx 6.3$ нм, спектр становится бесщелевым и при малых энергиях напоминает спектр Дирака для безмассовых фермионов $\varepsilon_{\pm}(k) = \pm Ak$, где k — волновой вектор, два знака соответствуют электронной и дырочной зонам, а A — параметр, который может быть получен из эффективного гамильтониана для узкой симметричной КЯ HgTe [3]. В квантовых ямах с шириной, отличной от критической, закон дисперсии выглядит следующим образом:

$$\varepsilon_{\pm}(k) = Dk^2 \pm \sqrt{A^2k^2 + (M + Bk^2)^2}, \quad (1)$$

где M , B , D — положительные параметры, зависящие от материала, при этом $B > D$. Параметр M положителен при $d < d_c$ (обычный изолятор) и отрицателен при $d > d_c$ (топологический изолятор). При малых значениях энергии дисперсия массивных дираковских фермионов близка к параболической, а при высоких — к линейной зависимости от волнового вектора. Таким образом, теория предсказывает переход от WL в WAL с увеличением энергии Ферми при соответствующих параметрах образца [10].

Многочисленные эксперименты в 3DТИ действительно демонстрируют поведение, соответствующее WAL [14–16], однако это может быть коллективным эффектом, обусловленным вкладами поверхностных и объемных состояний [13]. В этом смысле интерпретация результатов, полученных в квантовых ямах на основе HgTe, более однозначна, поскольку вклад в транспорт дают только носители с дисперсией, описываемой уравнением (1), независимо от того лежит уровень Ферми в валентной зоне или в зоне проводимости [17–21]. При этом, несмотря на то что, как отмечалось выше, теория [10] предсказывает переход от поведения, соответствующего WL, к WAL с увеличением концентрации носителей, эксперименты в слабых магнитных полях [17,21] выявили только поведение WAL как в случае нормального ($d < d_c$), так и в случае инвертированного ($d > d_c$) зонного спектра.

Двойные квантовые ямы (ДКЯ) представляют собой типичный пример двухслойной системы, в которой две КЯ разделены туннельно-прозрачным барьером толщиной t (рис. 1, *a*). Дополнительная бинарная степень свободы из-за возможного туннелирования между слоями приводит к богатой фазовой картине и особенностям энергетического спектра [22–24]. В частности, фермионы Дирака (ДФ) становятся массивными и спектр описывается следующей дисперсией:

$$\varepsilon_{\pm}(k) = Dk^2 \pm k^2 \sqrt{B^2 + A^2k^2}. \quad (2)$$

При этом параметры дисперсии ДКЯ могут сильно отличаться от соответствующих параметров, используемых в одиночной КЯ [25]. На рис. 1, *b, c* приведены

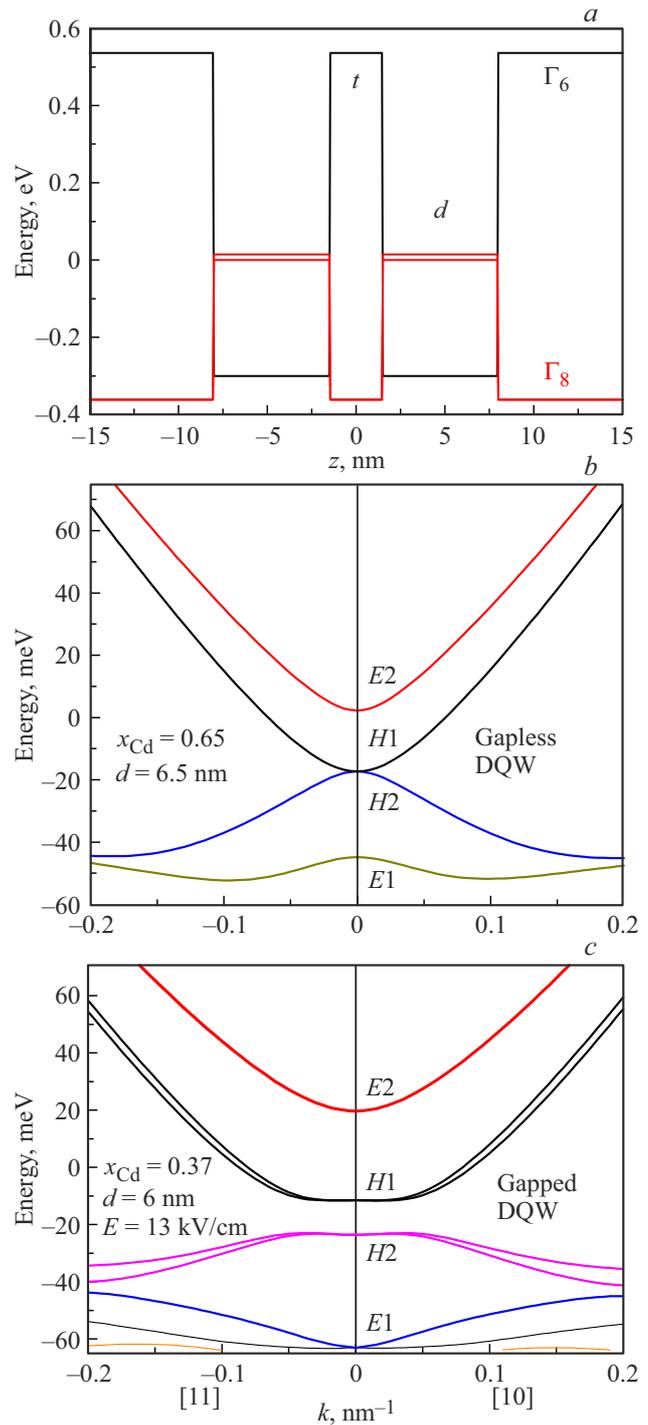


Рис. 1. *a* — профиль зонного спектра симметричной ДКЯ HgTe [013] с $d = 6.5$ нм, $t = 3$ нм и содержанием Cd $x_{\text{Cd}} = 0.65$. *b* — дисперсия энергии 2D подзон вдоль двух направлений волнового вектора \mathbf{k} в плоскости роста xy , $k_y = 0$ ([10]) и $k_y = k_x$ ([11]) для ДКЯ HgTe [013] с $d = 6.5$ нм, $t = 3$ нм и содержанием Cd $x_{\text{Cd}} = 0.65$ (бесщелевой образец). *c* — дисперсия энергии 2D подзон вдоль двух направлений волнового вектора \mathbf{k} в плоскости роста xy , $k_y = 0$ ([10]) и $k_y = k_x$ ([11]) для ДКЯ HgTe [013] с $d = 6$ нм, $t = 3$ нм, содержанием Cd $x_{\text{Cd}} = 0.37$ и с встроенным электрическим полем $E = 13$ кВ/см (образец с щелью в спектре). Спектр краевых состояний не показан. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

спектры для двух различных ДКЯ, использованных в нашем исследовании. Численный расчет спектра ДКЯ с помощью эффективного гамильтониана 6×6 с параметрами Латтинжера представлен в работах [26,27]. Энергетический спектр ДКЯ напоминает спектр двухслойного графена [28], поскольку одиночная квантовая яма HgTe может быть описана эффективным гамильтонианом модели ВНЗ [3], что приводит к графеноподобному конусу Дирака в спектре [29–31] для $d \sim d_c$. Однако, в отличие от двухслойного графена, в ДКЯ HgTe в бесщелевой фазе долинное вырождение отсутствует и при низкой энергии спектр, рассчитанный численно, может быть описан уравнением (2) с соответствующими параметрами.

Для массивных фермионов Дирака фаза Берри равна нулю, а значит, в слабых магнитных полях должно наблюдаться поведение, соответствующее WL и характеризующееся положительной магнитопроводимостью. Таким образом, наблюдение WL в ДКЯ HgTe с массивными ДФ в отличие от WAL для безмассовых ДФ в одиночных ямах HgTe позволило бы продемонстрировать взаимосвязь различных механизмов, определяющих характер интерференционных поправок к проводимости в системе дираковских фермионов, таких как спиновая текстура, масса квазичастиц и спин-орбитальное взаимодействие (SOI).

В данной статье приведены результаты исследования слабополевой магнитопроводимости в ДКЯ на основе HgTe. Исследованы образцы, имеющие как бесщелевой полуметаллический энергетический спектр, так и спектр с запрещенной зоной для объемных состояний. Во обеих группах образцов наблюдается поведение, соответствующее WAL с отрицательной магнитопроводимостью, что является экспериментальным подтверждением доминирующей роли спин-орбитального рассеяния в ДКЯ HgTe.

2. Фаза Берри в двойной квантовой яме HgTe

Для описания низкоэнергетических состояний в ДКЯ можно воспользоваться двумерным гамильтонианом в базисе двух состояний ($H1, H2$), полученным из формы, соответствующей базису из четырех состояний ($E1, H1, H2, E2$) в [22], проекцией удаленных состояний $E1, E2$ на низкоэнергетические состояния $H1, H2$. Он имеет следующий вид:

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} -Dk^2 + \Delta/2 - Bk^2 & Ak^3_- \\ Ak^3_+ & -Dk^2 - \Delta/2 + Bk^2 \end{pmatrix},$$

где Δ — энергия расщепления состояний $H1, H2$, возникающая при нарушении зеркальной симметрии ДКЯ поперечным электрическим полем. Точка отсчета энергии выбирается в середине щели (если Δ не равно нулю) или в точке соприкосновения полос $H1$ и $H2$ при $k = 0$ (если

Δ равно нулю). Спектр, соответствующий \hat{H} , выглядит следующим образом:

$$\varepsilon_{\pm}(k) = -Dk^2 \pm \sqrt{(Bk^2 - \Delta/2)^2 + A^2k^6}$$

или, если $\Delta = 0$,

$$\varepsilon_{\pm}(k) = -Dk^2 \pm k^2 \sqrt{B^2 + A^2k^2},$$

где $+$ и $-$ соответствуют состояниям зоны проводимости и валентной зоны. В случае ненулевой Δ можно получить дисперсию типа „мексиканской шляпы“.

Собственные состояния:

$$\Psi_+ = \frac{1}{\sqrt{1+\eta}} \begin{pmatrix} \sqrt{\eta}e^{-3i\varphi} \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \Psi_- = \frac{1}{\sqrt{1+\eta}} \begin{pmatrix} 1 \\ -\sqrt{\eta}e^{3i\varphi} \end{pmatrix},$$

где φ — угол, определяющий направление волнового вектора, а

$$\eta = \left[\frac{Ak^3}{Bk^2 - \Delta/2 + \sqrt{(Bk^2 - \Delta/2)^2 + A^2k^6}} \right]^2,$$

или, когда $\Delta = 0$,

$$\eta = \left[\frac{Ak}{B + \sqrt{B^2 + A^2k^2}} \right]^2.$$

Фаза Берри для этих собственных состояний равна

$$\Gamma_+ = -\Gamma_- = \frac{6\pi\eta}{1+\eta}.$$

В принципе она может варьироваться от 0 до 3π , но $\Gamma_+ = 3\pi$ (при $\Delta = 0$) реализуется в совершенно особом случае $B = 0$, который является труднодостижимым или, возможно, даже нереализуемым. Вероятнее всего, A мало по сравнению с B , а значит, и η тоже мала.

Интересно отметить, что, хотя спектр \hat{H} (при $\Delta = 0$) подобен спектру двухслойного графена, \hat{H} топологически отличается от низкоэнергетического гамильтониана двухслойного графена, фаза Берри для которого постоянна и равна 2π . Таким образом, аналогия между ДКЯ HgTe и двухслойным графеном не является полной.

Несмотря на то что выражение для дисперсии определяется теперь всего тремя параметрами D, B и A , их определение путем подгонки низкоэнергетического спектра к точному спектру, рассчитанному по модели Кейна, может быть неоднозначным. В этом случае полезно иметь представление о возможном диапазоне изменения этих параметров.

Выражение для параметров приведенного гамильтониана $2 \times 2 \hat{H}$ через параметры гамильтониана 4×4 из статьи [22] имеет вид

$$D = \frac{1}{2} \left(\frac{A_1^2}{\varepsilon_{E1}} + \frac{A_2^2}{\varepsilon_{E2}} \right), \quad B = \frac{1}{2} \left(\frac{A_1^2}{\varepsilon_{E1}} - \frac{A_2^2}{\varepsilon_{E2}} \right),$$

$$A = \frac{A_1 R_1}{\varepsilon_{E1}} - \frac{A_2 R_2}{\varepsilon_{E2}} + \frac{S_0 A_1 A_2}{\varepsilon_{E1} \varepsilon_{E2}},$$

где ε_{E1} и ε_{E2} — энергии квантования электроноподобных подзон $E1$ и $E2$ при $k = 0$.

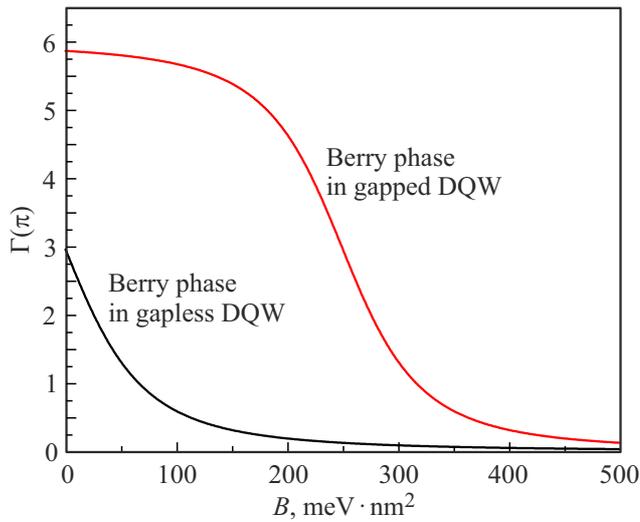


Рис. 2. Зависимость фазы Берри от параметра B для бесщелевой ДКЯ и ДКЯ со щелью с параметрами: $A = 375 \text{ мэВ} \cdot \text{нм}^2$, $k = 0.2 \text{ нм}^{-1}$ и $\Delta = 20 \text{ мэВ}$.

На рис. 2 представлена зависимость фазы Берри от параметра B . Видно, что Γ быстро спадает при $B > 100 \text{ мэВ} \cdot \text{нм}^2$ в бесщелевой ДКЯ и при $B > 300 \text{ мэВ} \cdot \text{нм}^2$ в ДКЯ со щелью в спектре. Для образцов, использованных в настоящей работе, мы оцениваем $B \approx 1000 \text{ мэВ} \cdot \text{нм}^2$, поэтому можно ожидать, что фаза Берри в исследуемых двойных квантовых ямах близка к нулю [22]. В этом случае знак квантовых поправок к проводимости должен соответствовать эффекту локализации, т.е. отличаться от WAL-поправок к проводимости в одиночной КЯ с безмассовыми дираковскими фермионами [8–10].

3. Образцы

Структуры, содержащие разделенные барьерами $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ квантовые ямы HgTe, с поверхностной ориентацией [013], были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Схематическое изображение последней структуры образцов с шириной ямы 6.5 нм приведено на рис. 3 (слева). Использование подложек с несингулярными ориентациями может способствовать росту более совершенных структур. Поэтому для выращивания структур использовались преимущественно подложки с ориентацией поверхности [013], отклоняющейся от ориентации [001] на $\sim 19^\circ$. Толщины слоев определялись эллипсометрическим методом в процессе роста МЛЭ с точностью $\pm 0.3 \text{ нм}$. Экспериментальные образцы, предназначенные для многотерминальных измерений имели 9 контактов и состояли из трех последовательных сегментов шириной $W = 3.2 \text{ мкм}$ и различной длины L (2, 8 и 32 мкм) (рис. 3 вверху).

Изготовление омического контакта к квантовой яме HgTe аналогично его изготовлению в других 2D си-

Параметры ДКЯ HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te

d , нм	t , нм	x_{Cd}	$V_{\text{CNP}}(B)$	Свойства
6.5	3	0.65	-4.0	Бесщелевая ДКЯ
6.0	3	0.37	-2.5	ДКЯ со щелью

стемах, таких как квантовые ямы GaAs: контакты формировались путем вжигания индия непосредственно на поверхности контактных площадок. Модуляционно-легированные квантовые ямы HgTe/CdHgTe обычно выращиваются при температуре 180°C . Поэтому, в отличие от соединений III-V, при изготовлении контактов использовался менее сильный разогрев индия. На каждой контактной площадке индий диффундирует вертикально вниз, обеспечивая омический контакт с обеими квантовыми ямами с контактным сопротивлением в диапазоне 10–50 кОм. Во время измерений переменного тока Y -компонента импеданса никогда не превышает 5% от общего импеданса, что свидетельствует о хорошей омичности из контактов.

На поверхность образца наносился слой диэлектрика SiO_2 толщиной 200 нм, который затем покрывался затвором TiAu. Изменение концентрации носителей в зависимости от напряжения на затворе составляло $0.86 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Транспортные измерения проводились в диапазоне температур от 4.2 до 20 К с использованием стандартной четырехточечной схемы с переменным током 1–13 Гц 1–10 нА через образец, что позволяло избежать эффектов разогрева. В работе были исследованы образцы двух типов. В таблице приведены параметры этих образцов, включая напряжение затвора, соответствующего точке зарядовой нейтральности (CNP) при $T = 4.2 \text{ К}$. Всего было исследовано по два образца каждого типа. Измерения на образцах одного и того же типа дали аналогичные результаты.

4. Экспериментальные результаты

На рис. 3 приведены зависимости локального сопротивления в нулевом магнитном поле для образцов, изготовленных из структур с $d = 6.5$ и 6.0 нм. В локальной конфигурации ток I протекает между контактами 1 и 5, а напряжение V измеряется между близко расположенными 2 и 3, $R_L = R_{1,5}^{2,3} = V_{2,3}/I_{1,5}$ или далеко расположенными потенциометрическими контактами 3 и 4, $R_L = R_{1,5}^{3,4} = V_{3,4}/I_{1,5}$. При изменении напряжения на затворе вследствие смещения уровня Ферми из зоны проводимости в валентную зону наблюдается переход от электронного типа проводимости к дырочному. Сопротивление в максимуме для зависимостей, соответствующих короткому сегменту, имеет значение, равное $\sim 5/9(h/e^2)$, которое ожидается в случае чисто баллистического краевого транспорта для используемой конфигурации измерения сопротивления [23]. Это наблюдение согласуется с теорией переноса по

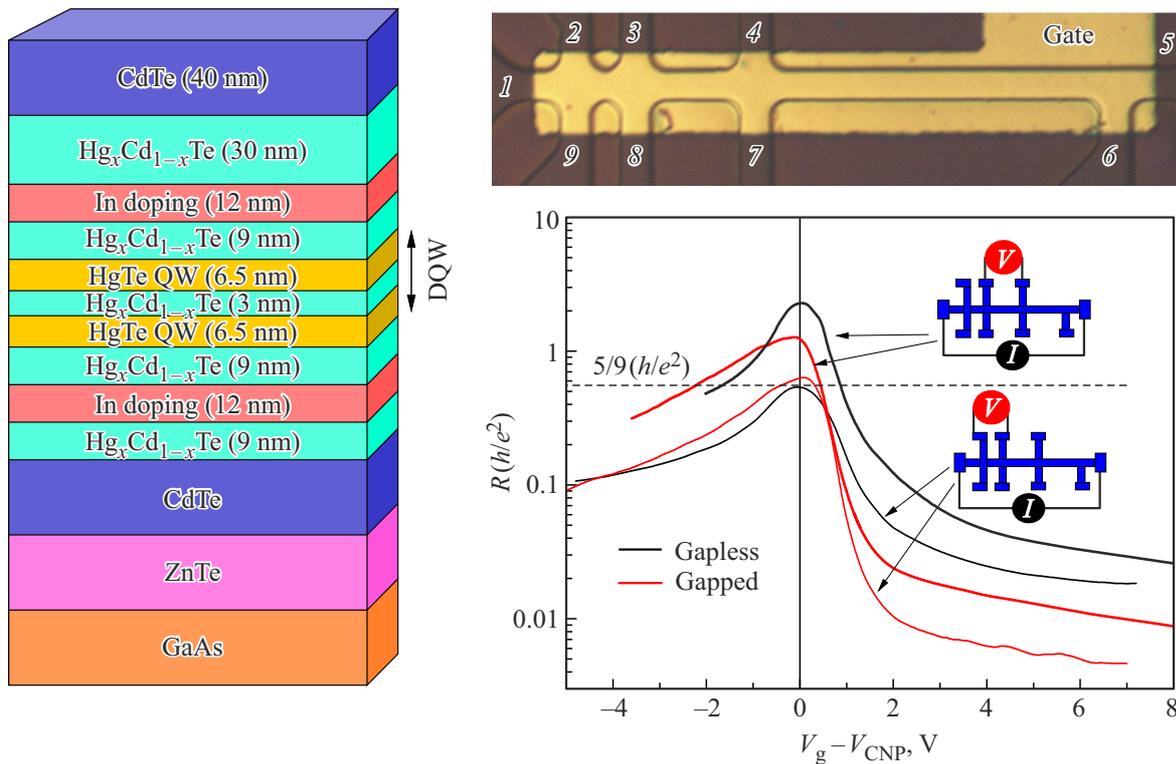


Рис. 3. Слева — послойная схема структуры. Справа — вид образца сверху и зависимость сопротивления от напряжения на затворе для разных конфигураций измерений и для разных образцов. Черные линии соответствуют зависимостям сопротивления, измеренным в бесщелевой ДКЯ, а красные — в ДКЯ со щелью в спектре. Штрихами обозначено квантованное значение сопротивления $\frac{5}{9} h/e^2$.

краевым состояниям в двумерных топологических изоляторах (ТИ), согласно которой обратное рассеяние запрещено при достаточно низких температурах [2–6]. В то же время пиковое значение сопротивления, измеренное для более длинного сегмента, $R_{1,5}^{3,4}$, значительно превышает $5/9(h/e^2)$, демонстрируя отсутствие баллистичности [23]. Отсутствие устойчивого баллистического транспорта краевых состояний наблюдалось многими экспериментальными группами [32]. В последние годы было предложено множество объяснений такого поведения [33]. Подробное обсуждение существующих теоретических моделей выходит за рамки данной статьи.

Особенности электронного транспорта в структурах ДКЯ с $d = 6.5$ и 6.0 нм были ранее исследованы в [23] на основе температурной зависимости сопротивления вблизи точки зарядовой нейтральности (CNP), которая в этих ДКЯ оказалась различной: с увеличением T сопротивление (в CNP) в образцах $d = 6.5$ нм растет, что указывает на металлический бесщелевой тип проводимости, в то время как сопротивление в образцах $d = 6.0$ нм уменьшается при $T > 10$ К, что указывает на наличие активационной щели $\Delta = 11$ мэВ. Расчеты энергетического спектра асимметричных ДКЯ подтверждают эти выводы и показывают, что наблюдаемая щель может быть создана поперечным электрическим полем $E = 13$ кВ/см (рис. 1, c), появление которого

объясняется случайным отклонением от симметричного легирования ДКЯ, допущенным в процессе ее роста методом МЛЭ [23]. Кроме того, транспортные свойства 2D фермионных систем в ДКЯ на основе HgTe как в бесщелевой полуметаллической фазе, так и в фазе топологического изолятора были также исследованы и в присутствии перпендикулярного магнитного поля [24], где наблюдались многочисленные пересечения уровней Ландау, принадлежащих к разным подзонам. Динамика наблюдаемых пересечений уровней Ландау хорошо согласуется с теоретическими расчетами для соответствующих фаз.

Следует отметить, что полуметаллические образцы ДКЯ и образцы ДКЯ в фазе 2DTI демонстрируют различное поведение и при более высоких концентрациях электронов, вдали от точки зарядовой нейтральности: бесщелевые ДКЯ имеют более высокое сопротивление и, следовательно, обладают более низкой подвижностью носителей. Это может быть связано с неконтролируемым различием в условиях роста. Выращивание высококачественных ДКЯ на основе материалов HgTe по-прежнему остается сложной задачей. Отметим, что наблюдение квантованного сопротивления вблизи CNP согласуется с картиной баллистического транспорта краевых состояний в 2DTI, поскольку сопротивление, измеренное для коротких сегментов между потенциометри-

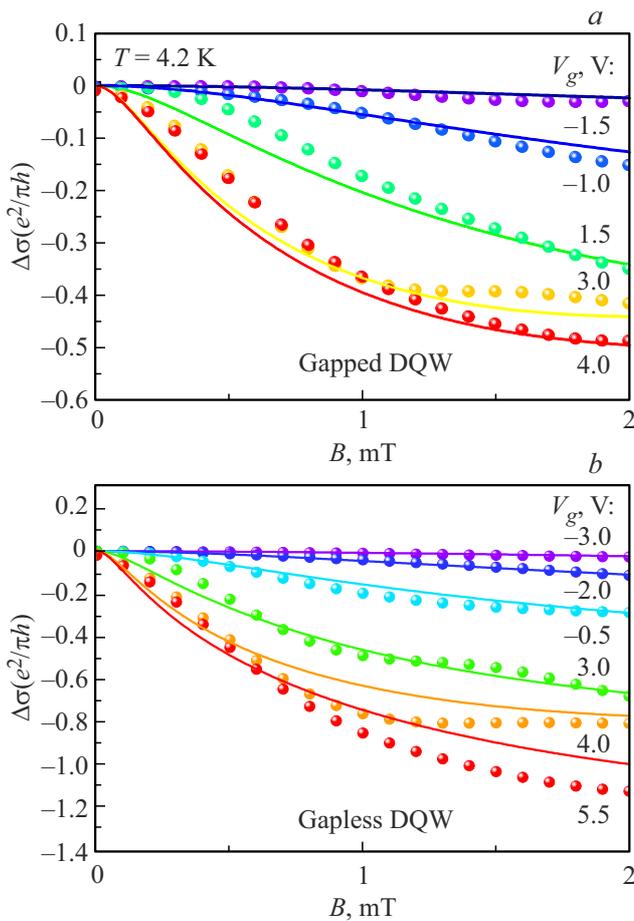


Рис. 4. Экспериментальные (круглые символы) и теоретические (сплошные линии) зависимости магнитопроводимости, соответствующие различным значениям напряжения на затворе для (а) ДКЯ с запрещенной зоной и (б) бесщелевой ДКЯ при $T = 4.2$ К.

ческими контактами, не зависит от объемных свойств образца. Заметим, что краевые состояния существуют как в бесщелевой полуметаллической фазе, так и в топологической диэлектрической фазе с запрещенной зоной [22,23].

Таким образом, транспортные измерения, выполненные в предыдущих исследованиях, подтверждают, что структуры с $d = 6.5$ и 6.0 нм соответствуют бесщелевой полуметаллической фазе и фазе топологического изолятора соответственно с энергетическими спектрами, приведенными на рис. 1, *b, c*.

Из рис. 3 видно, что сопротивление, соответствующее электронной части спектра, при напряжениях $V_g - V_{\text{CNP}} > 1$ В становится меньше ($h/5e^2$), что согласуется с условиями слабой локализации [34].

На рис. 4, *a, b* показаны зависимости магнитопроводимости $\Delta\sigma(B) = \sigma(B) - \sigma(0)$ ($\sigma = 1/\rho = \frac{L}{wR}$) как функции магнитного поля и затворного напряжения, измеренные между контактами 3 и 4 в (а) ДКЯ с 2ДП и (б) в бесщелевой полуметаллической ДКЯ. В обоих

образцах наблюдается отрицательная магнитопроводимость ($\Delta\sigma(B) < 0$) во всем диапазоне затворных напряжений. При этом амплитуда магнитопроводимости сильно возрастает по мере смещения уровня Ферми от CNP к более высоким энергиям. Отрицательная магнитопроводимость соответствует поправкам WAL к проводимости. Перехода от слаболокализационных поправок к проводимости (WL) к поправкам типа WAL с изменением концентрации носителей в эксперименте не наблюдается. Наблюдение устойчивого поведения, соответствующего WAL вместо WL, ожидаемой в ДКЯ из-за нулевого значения фазы Берри (см. разд. 2), можно объяснить доминирующей ролью сильного спин-орбитального взаимодействия в квантовой яме на основе HgTe.

5. Обсуждение и сравнение с теорией

Количественный анализ полученных результатов основан на теории Хиками–Ларкина–Нагаоки, модифицированной для учета спин-орбитального взаимодействия [35]. Выражение для магнитопроводимости имеет вид

$$\begin{aligned} \Delta\sigma(B) - \Delta\sigma(0) = & \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left\{ \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_\phi}{B} + \frac{H_{SO}}{B}\right) \right. \\ & + \frac{1}{2} \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_\phi}{B} + \frac{2H_{SO}}{B}\right) - \frac{1}{2} \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_\phi}{B}\right) \\ & \left. - \ln \frac{H_\phi + H_{SO}}{B} - \frac{1}{2} \ln \frac{H_\phi + 2H_{SO}}{B} + \frac{1}{2} \ln \frac{H_\phi}{B} \right\}, \quad (3) \end{aligned}$$

где

$$H_\phi = \frac{c\hbar}{4eD\tau_\phi}, \quad H_{SO} = \frac{c\hbar}{4eD\tau_{so}},$$

τ_ϕ — время фазовой когерентности, τ_{so} — время спиновой релаксации, $D = \frac{1}{2} v_F^2 \tau_{rr}$ — коэффициент диффузии, τ_{rr} — время релаксации импульса, ψ — дигамма-функция.

Априори можно было бы ожидать, что в двойной квантовой яме туннелирование между ямами должно привести к существенному изменению квантовых поправок к проводимости. В частности, туннельная связь дает электрону дополнительную степень свободы, возможность туннелирования между слоями, что снижает интерференционные эффекты [36,37]. Поправки в основном определяются соотношением времени фазовой когерентности и времени жизни в яме или времени туннелирования τ_t . Однако в предельных случаях теорию можно упростить. Например, ДКЯ можно рассматривать как структуру с одной квантовой ямой, когда $\tau_t \ll \tau_\phi$, или как систему с двумя несвязанными квантовыми ямами, когда $\tau_t \gg \tau_\phi$. В последнем случае квантовые поправки к проводимости представляют собой просто сумму поправок для каждой ямы в отдельности. Ранее поправки отрицательного магнитосопротивления (WL) были изучены в двойных квантовых ямах GaAs/AlGaAs [38,39].

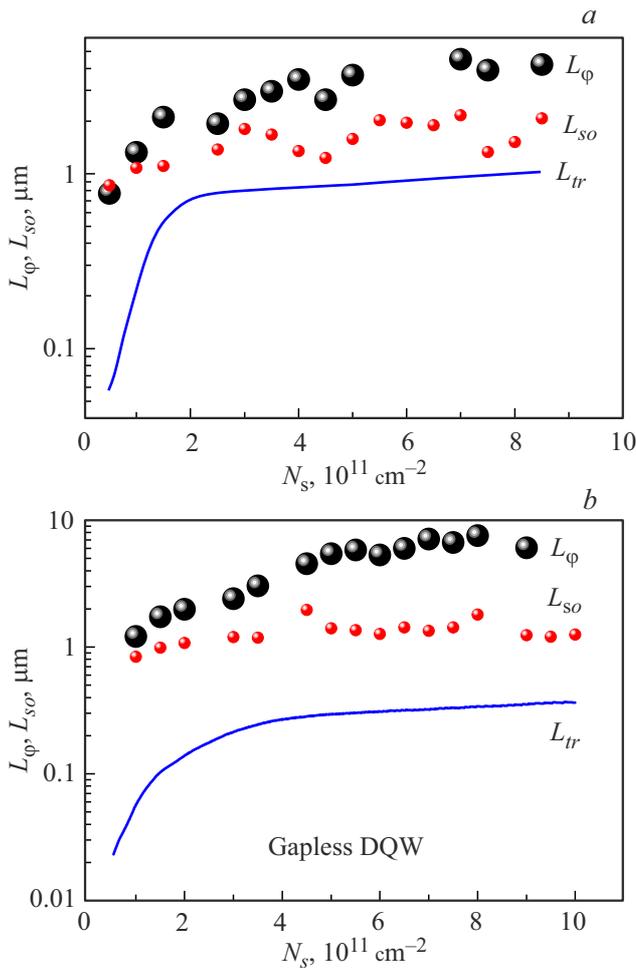


Рис. 5. Экспериментально полученные значения L_ϕ (черные символы), L_{so} (красные символы) и L_{tr} (синие линии) в зависимости от электронной плотности для ДКЯ с 2ДТИ (а) и для бесщелевой ДКЯ (б), $T = 4.2 \text{ K}$.

Очевидно, что подгонка теории к одной кривой магнитопроводимости для одновременного определения нескольких параметров образца не позволяет получить надежные результаты. Следует, однако, ожидать, что из-за большой разницы энергий симметричного и антисимметричного состояний в нашей ДКЯ $\Delta_{SAS} \approx 20 \text{ мэВ}$, время туннелирования в ней является малым, и при сравнении теории и эксперимента можно воспользоваться приближением одной КЯ. Согласно нашей оценке, $\tau_i \sim \hbar/\Delta_{SAS} \approx 10^{-13} \text{ с}$. Это время намного меньше, чем τ_ϕ , которое, как ожидается, в двумерных электронных системах имеет величину $\sim 10^{-10} \text{ с}$ [38]. Учитывая это соотношение, для описания наблюдаемой отрицательной магнитопроводимости воспользуемся уравнением (3). На рис. 4, а, б показаны результаты сравнения экспериментальных результатов с теорией AALKh с использованием только двух подгоночных параметров $L_\phi = \sqrt{D\tau_\phi}$ и $L_{so} = \sqrt{D\tau_{so}}$. На рис. 5, а, б представлены зависимости длины фазовой и спиновой релаксации от

плотности электронов как для бесщелевой полуметаллической фазы, так и для фазы топологического изолятора. На этом же рисунке приведены зависимости от N_s длины свободного пробега $L_{tr} = v_F\tau_{tr}$, где v_F — скорость Ферми. Видно, что в доступном интервале электронной плотности имеет место следующее соотношение между длинами релаксации: $L_{tr} < L_{so} < L_\phi$. Характерные длины L_{so} и L_ϕ становятся сравнимыми только при малых плотностях. Поскольку $L_{tr} < L_\phi$, то к нашим образцам может быть применена диффузионная теория WAL, тогда как в образцах с более высокой подвижностью часто необходимо пользоваться более общей теорией в баллистическом и диффузионном приближении [34].

Сравнивая характерные значения длин релаксации, полученные в бесщелевой ДКЯ и в ДКЯ с 2ДТИ, находим, что L_{so} и L_ϕ имеют близкие значения, в то время как L_{tr} оказывается больше в 2ДТИ. Рассмотрим также характерные времена релаксации. На рис. 6, а, б показаны зависимости времен релаксации τ_ϕ , τ_{so} и τ_{tr} от электронной плотности для образцов обоих типов. Основным механизмом фазовой релаксации в 2D системе является электрон-электронное взаимодействие в присутствии беспорядка [34,40].

Время фазовой релаксации определяется следующим выражением:

$$\frac{1}{\tau_\phi} = \left(\frac{k_B T}{\hbar} \right) \left(\frac{e^2/h}{\sigma} \right) \ln \left(\frac{\sigma}{e^2/h} \right), \quad (4)$$

где k_B — постоянная Больцмана. На рис. 6, а, б показаны теоретические зависимости времени фазовой релаксации как функции концентрации носителей. Для ДКЯ со щелью в спектре наблюдается хорошее согласие эксперимента и теории, тогда как теоретические значения, рассчитанные для бесщелевой ДКЯ, оказываются ниже экспериментальных данных. Такое расхождение объясняется меньшей подвижностью носителей в бесщелевой полуметаллической ДКЯ (см. рис. 3), которую мы связываем с дополнительным механизмом рассеяния, обусловленным неоднородностью образца. Следует учитывать, что исследуемые образцы имеют мезоскопические размеры и в их транспорте присутствуют вклады как от краевых, так и от объемных состояний. При этом вклад в проводимость от краевых состояний доминирует вблизи CNP, тогда как при более высоких электронных концентрациях определяющим является вклад от объемных состояний. Рассеяние между электронами краевых и объемных состояний может быть существенно усилено из-за беспорядка [32]. Поскольку WAL — это эффект, связанный с объемной проводимостью, время фазовой релаксации должно определяться именно объемной проводимостью, которая в данном случае может быть больше.

В 2D системах, изготовленных на основе кристаллических структур, лишенных центра инверсии (HgTe), в спиновом расщеплении спектра помимо кубического присутствует также и линейный по волновому вектору

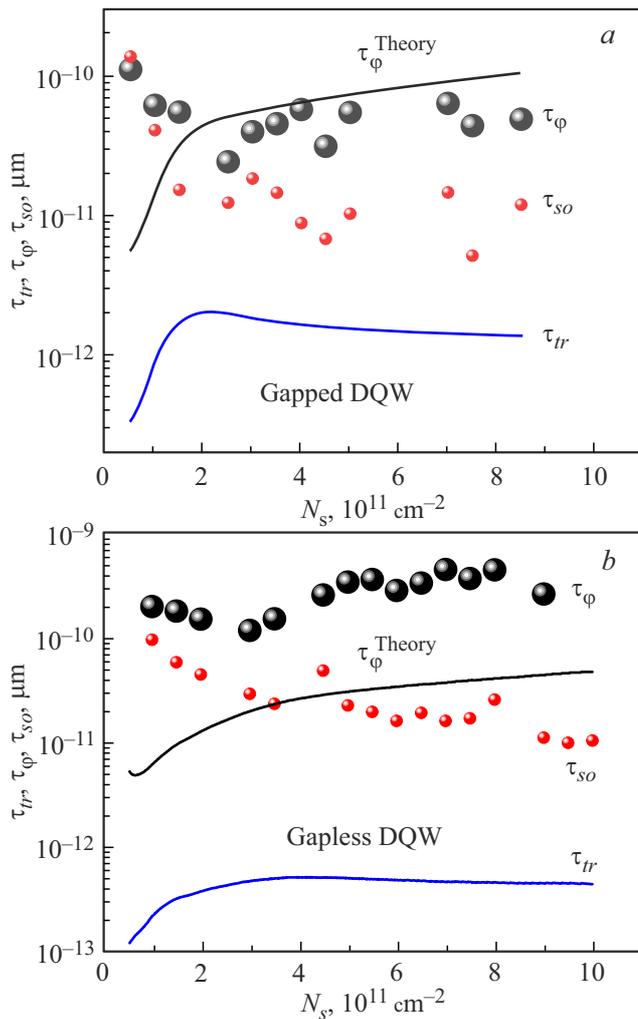


Рис. 6. Экспериментальное время фазовой когерентности τ_ϕ (черные символы) и τ_{so} (красные символы), τ_ϕ (черная кривая), рассчитанное по уравнению (3), и время транспортной релаксации τ_{tr} (синяя кривая) в зависимости от плотности электронов для ДКЯ с 2DTI (a) и для бесщелевой ДКЯ (b), $T = 4.2 \text{ K}$.

член Дрессельхауза. Кроме того, в ДКЯ со щелью в спектре из-за асимметрии, обусловленной встроенным электрическим полем, должно также присутствовать и линейное по k расщепление Рашбы. Однако, как было показано выше, величины L_{so} для обоих типов структур примерно одинаковы.

Хорошо известно, что в структурах на основе HgTe спин-орбитальное взаимодействие играет важную роль [41]. В частности, было предсказано, что поправки WAL остаются постоянными в широком диапазоне концентраций в зоне проводимости, что согласуется с нашими наблюдениями. Для одиночных квантовых ям HgTe в фазе двумерного топологического изолятора оба эффекта, спин-орбитальное взаимодействие и фаза Берри, могут привести к WAL, что делает определение вклада от каждого механизма в отдельности весьма

затруднительным. Модель, предложенная в [41], предлагает модифицированные поправки WAL с учетом вклада от обоих эффектов. Поскольку в нашей ДКЯ фаза Берри равна нулю, можно ожидать, что наблюдаемые эффекты WAL определяются только вкладом SOI.

6. Заключение

Для безмассовых дираковских фермионов в одиночных квантовых ямах HgTe теория предсказывает слабые антилокализационные поправки (WAL) к проводимости из-за ненулевой фазы Берри. Напротив, в двойных квантовых ямах на основе HgTe из-за близости фазы Берри к нулю можно было бы ожидать наблюдение положительной магнитопроводимости (WL). Тем не менее в настоящей работе в образцах с ДКЯ HgTe наблюдалась отрицательная магнитопроводимость (WAL). Наблюдение WAL в структурах с двойной ямой указывает на определяющую роль SOI, которая, как и ненулевая фаза Берри, может приводить к WAL. Необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования, которые бы позволили различить вклады SOI и фазы Берри в поправки к проводимости для безмассовых и массивных дираковских фермионов в одиночных и в двойных КЯ HgTe.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 23-22-00195.

Благодарности

Г.М. Гусев благодарен О.Е. Райчеву за предоставленные теоретические результаты.

Конфликт интересов

Авторы утверждают, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P.A. Lee, T.V. Ramakrishnan. Rev. Mod. Phys., **57**, 287 (1985).
- [2] C.L. Kane, E.J. Mele. Phys. Rev. Lett., **95**, 146802 (2005).
- [3] B.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.-C. Zhang. Science, **314**, 1757 (2006).
- [4] M.Z. Hasan, C.L. Kane. Rev. Mod. Phys., **82**, 3045 (2010).
- [5] L. Fu, C.L. Kane, E.J. Mele. Phys. Rev. Lett., **98**, 106803 (2007).
- [6] X.-L. Qi, S.-C. Zhang. Rev. Mod. Phys., **83**, 1057 (2011).
- [7] D.A. Kvon, Z.D. Kozlov, E.B. Olshansky, G.M. Gusev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky. Physics–Uspekhi, **63** (7), 629 (2020).
- [8] G. Tkachov, E.M. Hankiewicz. Phys. Rev. B, **84**, 035444 (2011).

- [9] P.M. Ostrovsky, I.V. Gornyi, A.D. Mirlin. Phys. Rev. B, **86**, 125323 (2012).
- [10] P.M. Ostrovsky, I.V. Gornyi, A.D. Mirlin. Phys. Rev. B, **90**, 085401 (2014).
- [11] Weizhe Edward Liu, Ewelina M. Hankiewicz, Dimitrie Culcer. 2D Materials, **10**, 807 (2017).
- [12] H.Z. Lu, J. Shi, S.Q. Shen. Phys. Rev. Lett., **107**, 076801 (2011).
- [13] Hai-Zhou Lu, Shun-Qing Shen. Phys. Rev. B, **84**, 125138 (2011).
- [14] 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**, 166805 (2011).
- [15] J. Chen, X.Y. He, K.H. Wu, Z.Q. Ji, L. Lu, J.R. Shi, J.H. Smet, Y.Q. Li. Phys. Rev. B, **83**, 241304(R) (2011).
- [16] Y.S. Kim, M. Brahlek, N. Bansal, E. Edrey, G.A. Kapilevich, K. Iida, M. Tanimura, Y. Horibe, S.W. Cheong, S. Oh. Phys. Rev. B, **84**, 073109 (2011).
- [17] E.B. Olshanetsky, Z.D. Kvon, G.M. Gusev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, J.C. Portal. JETP Lett., **91**, 347 (2010).
- [18] D.A. Kozlov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky. JETP Lett., **96**, 730 (2013).
- [19] M. Mühlbauer, A. Budewitz, B. Büttner, G. Tkachov, E.M. Hankiewicz, C. Brüne, H. Buhmann, L.W. Molenkamp. Phys. Rev. Lett., **112**, 146803 (2014).
- [20] G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, S.A. Dvoretzki, N.N. Mikhailov. Phys. Rev. B, **85**, 235312 (2012).
- [21] G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, S.A. Dvoretzki, N.N. Mikhailov. Phys. Rev. B, **88**, 045323 (2013).
- [22] S.S. Krishtopenko, W. Knap, F. Teppe. Nat. Sci. Rep., **6**, 30755 (2016).
- [23] G.M. Gusev, E.B. Olshanetsky, F.G.G. Hernandez, O.E. Raichev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky. Phys. Rev. B, **101**, 241302(R) (2020).
- [24] G.M. Gusev, E.B. Olshanetsky, F.G.G. Hernandez, O.E. Raichev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky. Phys. Rev. B, **103**, 035302 (2021).
- [25] P. Michetti, J.C. Budich, E.G. Novik, P. Recher. Phys. Rev. B, **85**, 125309 (2012).
- [26] O.E. Raichev. Phys. Rev. B, **85**, 045310 (2012).
- [27] E.G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, V. Latussek, C.R. Becker, G. Landwehr, H. Buhmann, L.W. Molenkamp. Phys. Rev. B, **72**, 035321 (2005).
- [28] A.H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, A.K. Geim. Rev. Mod. Phys., **81**, 109 (2009).
- [29] B. Büttner, C.X. Liu, G. Tkachov, E.G. Novik, C. Brüne, H. Buhmann, E.M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S.C. Zhang, L.W. Molenkamp. Nature Physics, **7**, 418 (2011).
- [30] D.A. Kozlov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzki. JETP Lett., **96**, 730 (2012).
- [31] G.M. Gusev, D.A. Kozlov, A.D. Levin, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky. Phys. Rev. B, **96**, 045304 (2017).
- [32] G.M. Gusev, E.B. Olshanetsky, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov. Sol. St. Commun., **302**, 113701, (2019).
- [33] Chen-Hsuan Hsu, Peter Stano, Jelena Klinovaja, Daniel Loss. Semicond. Sci. Technol., **36**, 123003 (2021).
- [34] G.M. Minkov, A.V. Germanenko, I.V. Gornyi. Phys. Rev. B, **70**, 245423 (2004).
- [35] L. Altshuler, A.G. Aronov, A.I. Larkin, D.E. Khmel'nitskii. Zh. Eksp. Teor. Fiz., **54**, 411 (1981).
- [36] O.E. Raichev, P. Vasilopoulos. J. Phys.: Condens. Matter, **12**, 589 (2000).
- [37] I.S. Burmistrov, I.V. Gornyi, K.S. Tikhonov. Phys. Rev. B, **84**, 075338 (2011).
- [38] I.R. Pagnossin, A.K. Meikap, T.E. Lamas, G.M. Gusev, J.C. Portal. Phys. Rev. B, **78**, 115311 (2008).
- [39] G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, A.K. Bakarov, D.V. Dmitriev. Phys. Rev. B, **82**, 165325 (2010).
- [40] B.L. Altshuler, A.G. Aronov, D.E. Khmel'nitsky. J. Phys. C, **15**, 7367 (1982).
- [41] V. Krueckl, K. Richter. Semicond. Sci. Technol., **27**, 124006 (2012).

Редактор Г.А. Оганесян

Weak antilocalization in HgTe double wells with massive Dirac fermions

N.M. Kawahala¹, G.M. Gusev¹, E.B. Olshanetsky^{2,3}, F.G.G. Hernandez¹, N.N. Mikhailov², S.A. Dvoretzky²

¹ Instituto de Física da Universidade de São Paulo, 135960-170, São Paulo, SP, Brazil

² Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

³ Novosibirsk State Technical University NETI, 630073 Novosibirsk, Russia

Abstract HgTe double quantum well is a two-dimensional topological insulator, in which bulk carriers are massive Dirac fermions with vanishing Berry curvature. In this case, there may exist a complex interplay between Berry phase mechanism and spin-orbit scattering. Particularly, in HgTe one expects a positive magnetoconductance due to the vanishing Berry phase. In contrast, the theory always predicts weak antilocalization corrections to the conductivity in the single well with massless, regardless of the strength of the spin orbit interactions. Surprisingly, we observe negative magnetoconductance in HgTe, which reveals the presence of effect, thus demonstrating that spin orbit relaxation mechanism is dominant in the quantum transport. Therefore, our study of the interference conductivity corrections in a massive system provides an opportunity to discriminate between the effect of spin texture, quasiparticle mass and spin-orbit scattering on the localization physics in two dimensional topological insulators.