

Слабая антилокализация в сильно разупорядоченном двумерном полуметалле в квантовой яме HgTe

© Е.Б. Ольшанецкий¹, З.Д. Квон^{1,2}, Н.Н. Михайлов¹

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

E-mail: eolsh@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 30 июля 2023 г.

В окончательной реакции 4 августа 2023 г.

Принята к публикации 4 августа 2023 г.

Экспериментально исследована слабая локализация в сильно разупорядоченной квантовой яме $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ толщиной $d = 20$ нм. Проведен анализ аномального положительного магнетосопротивления, обусловленного подавлением интерференционной поправки к проводимости магнитным полем, по обе стороны от точки зарядовой нейтральности: для двумерного полуметалла и для двумерного электронного металла. При одинаковых значениях удельного сопротивления пик аномального положительного магнетосопротивления в 2D полуметалле имеет значительно большую ширину, чем в 2D электронном газе. Количественное сравнение полученных результатов с теорией позволяет, в частности, сделать вывод о том, что интенсивность переходов носителей между подсистемами в бинарной системе 2D полуметалл максимальна вблизи точки зарядовой нейтральности, где концентрации электронов и дырок близки, и уменьшается по мере увеличения разницы в концентрациях.

Ключевые слова: полуметалл, квантовая яма, HgTe, слабая антилокализация.

DOI: 10.21883/FTP.2023.05.56208.5395

1. Введение

Бесщелевые полупроводники, такие как HgTe, представляют собой уникальные объекты. Использование изготовленных на их основе квантовых ям (КЯ) различной толщины позволяет получить большое разнообразие двумерных электронных и дырочных систем. В настоящее время установлено, что при толщине КЯ HgTe ниже критической $d < d_c \approx 6.5$ нм в ней реализуется двумерная электронная система с нормальным зонным спектром и запрещенной зоной. КЯ HgTe критической толщины представляет собой систему двумерных дираковских фермионов с бесщелевым, линейным по волновому вектору k законом дисперсии [1]. КЯ с толщиной несколько выше критической $d > d_c$ имеет инвертированный зонный спектр и является так называемым двумерным топологическим изолятором — системой с запрещенной зоной для объемных состояний и бесщелевыми краевыми состояниями, циркулирующими вдоль края образца [2–5]. При дальнейшем увеличении толщины ($d > 14$ нм) в КЯ сохраняется инвертированный зонный спектр (рис. 1, *c*), в котором зона проводимости и валентная зона образуются, соответственно, двумерными подзонами $hh1$ и $hh2$, возникающими в результате размерного квантования зоны тяжелых дырок объемного теллурида ртути, а электронноподобная двумерная подзона $s1$ (не показана на рисунке) расположена ниже по энергии [6]. Как видно из рисунка, важной особенностью широких ($d > 14$ нм) ям HgTe является бесщелевой энергетический спектр, характеризующийся

перекрытием расположенного в центре зоны Бриллюэна дна зоны проводимости $hh1$ с боковыми максимумами валентной зоны $hh2$.

Среди разнообразных исследований электронного транспорта в КЯ HgTe важное место занимает наблюдение эффектов, обусловленных интерференцией волновой функции носителей заряда в яме. К их числу относятся, в частности, интерференционные квантовые поправки к проводимости и связанные с ними локализационные и антилокализационные типы магнетопроводимости, наблюдаемые в слабых магнитных полях. Экспериментальные исследования интерференционных эффектов в квантовых ямах HgTe различной толщины продолжают уже более десяти лет. Так, подобные эффекты исследовались вблизи топологического перехода для электронов в зоне проводимости в КЯ как с инвертированным ($d > d_c$), так и нормальным ($d < d_c$) спектром [7,8], для дырок в КЯ с нормальным спектром [9], для двумерных дираковских фермионов в КЯ критической толщины [10], а также в трехмерном топологическом изоляторе на основе напряженных пленок HgTe толщиной 80 и 200 нм [11,12]. Основной особенностью этих эффектов, независимо от толщины ямы, типа носителей и энергетического спектра, является наблюдение выраженной слабой антилокализации, свидетельствующей о быстрой спиновой релаксации из-за сильного спин-орбитального взаимодействия в этих структурах. Не менее важной особенностью этих структур является возможность наблюдения эффектов слабой локализации в присутствии сразу нескольких различных типов носителей заряда. Так, в

работе [9] квантовые интерференционные поправки к дырочной проводимости в валентной зоне наблюдались в условиях, когда вследствие сильного спин-орбитального расщепления этой зоны перенос осуществлялся двумя типами дырок. В то же время трехмерный топологический изолятор на основе толстых напряженных пленок HgTe [11,12] представляет собой систему, в которой могут одновременно присутствовать как двумерные дираковские фермионы на верхней и нижней поверхностях образца, так и обычные двумерные дырки и электроны в объемной валентной зоне и зоне проводимости.

В этом контексте значительный интерес представляет исследование эффектов слабой антилокализации в широких ($d > 14$ нм) квантовых ямах (КЯ) HgTe. В образцах на их основе, снабженных электростатическим затвором, имеется возможность перемещать уровень Ферми из зоны проводимости, где единственным типом носителей заряда являются электроны, в область перекрытия зоны проводимости и валентной зоны, где в КЯ одновременно присутствуют два типа носителей — электроны и дырки, т. е. реализуется двумерный полуметалл (см. диаграммы на рис. 2) [13,14]. В настоящей работе приводятся результаты исследования особенностей магнетотранспорта, обусловленного подавлением слабым магнитным полем интерференционных квантовых поправок к проводимости в объемно легированной 20 нм квантовой яме HgTe. Широкий диапазон использованных затворных напряжений позволил исследовать поведение слабой антилокализации как в случае двумерного электронного газа в зоне проводимости, так и в двумерном полуметалле. В результате сравнения эксперимента с теорией определены параметры, характеризующие системы двумерных электронов и двумерного полуметалла.

2. Образцы

Для изготовления экспериментальных образцов использовалась 20 нм КЯ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x = 0.74$ и ориентацией поверхности (013), послойная структура которой приведена на рис. 1, а. Главной особенностью этой ямы по сравнению с подобными ей исследовавшимися прежде является наличие дополнительного беспорядка, созданного с помощью объемного легирования КЯ индием ($n_{\text{In}} \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$) для усиления относительной величины квантовой поправки к измеряемому сопротивлению за счет уменьшения подвижности. На основе этой КЯ методом оптической литографии и плазмохимического травления изготавливались холловские мостики шириной $W = 50$ мкм и с расстоянием между потенциометрическими контактами 100 и 250 мкм (рис. 1, б). Омические контакты к двумерной электронной системе в КЯ достигались путем вжигания индия на контактных площадках. Для изготовления затвора на структуре вначале выращивался слой диэлектрика, состоящий из 100 нм SiO_2 и 200 нм Si_3N_4 . Затем напылялся затвор TiAu. Изменение плотности но-

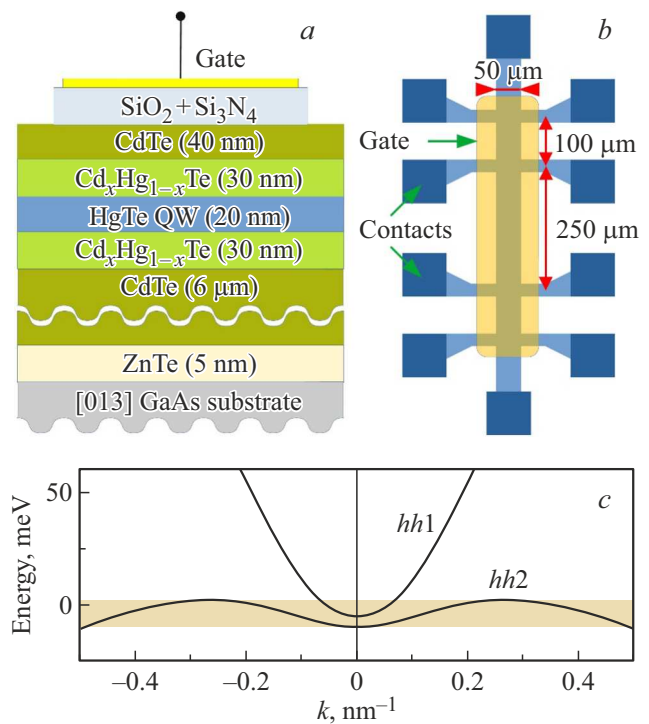


Рис. 1. а — послойная структура квантовой ямы; б — вид образца сверху; с — схематическое изображение зонного спектра 20 нм КЯ HgTe. Подсвечена область перекрытия зоны проводимости и валентной зоны. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

сителей заряда в КЯ с затворным напряжением составляло $1.09 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}/\text{В}$. Магнетотранспортные измерения в описанных структурах проводились при температуре ≈ 200 мК, в слабых магнитных полях < 1 Тл, на частоте 13 Гц, в стандартной четырехточечной схеме.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведена зависимость удельного сопротивления образца от затворного напряжения в нулевом магнитном поле. Зависимость имеет вид, типичный для широких КЯ HgTe. При высоких положительных смещениях на затворе уровень Ферми расположен в зоне проводимости, но при этом выше боковых максимумов валентной зоны, а значит, и вне области перекрытия этих зон (см. диаграмму справа на рис. 2). В этом случае в образце реализуется двумерный электронный металл с относительно высокой концентрацией и подвижностью носителей. При переходе от положительного затворного напряжения к отрицательному уровень Ферми опускается и в какой-то момент пересекает потолок валентной зоны, оставаясь при этом в зоне проводимости. Сопротивление при этом возрастает и достигает максимума при затворном напряжении, соответствующем примерно равенству электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне — в так называемой точ-

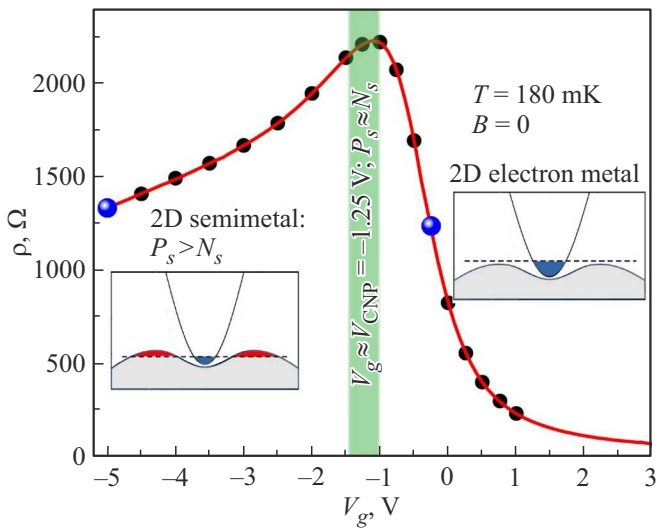


Рис. 2. Зависимость сопротивления образца от затворного напряжения при $B = 0$. Область точки зарядовой нейтральности подсвечена зеленым цветом. Черными символами обозначены значения магнитного поля, для которых были сняты магнетопольные зависимости. Синими символами выделены точки с близкими значениями $\rho(B = 0)$, для которых на рис. 4 сравнивается вид АМС. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

ке зарядовой нейтральности (CNP): ($V_{CNP} \approx -1.25$ В). При дальнейшем увеличении отрицательного смещения вплоть до максимальных его значений уровень Ферми опускается ниже в валентной зоне, но при этом благодаря высокой плотности состояний в валентной зоне не покидает и зону проводимости (см. диаграмму слева на рис. 2). Таким образом, начиная от затворных напряжений, соответствующих CNP и для всех затворных напряжений слева от нее, в КЯ одновременно присутствуют как дырки в валентной зоне, так и электроны в зоне проводимости, т.е. реализуется состояние двумерного полуметалла.

Анализ магнетопольных зависимостей $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ в классически слабых магнитных полях с помощью модели Друде для системы с двумя типами носителей заряда позволяет построить зависимости концентрации и подвижности электронов и дырок для затворных напряжений, соответствующих положению уровня Ферми в области перекрытия зон. На рис. 3, *a* и *b* приведены полученные таким образом зависимости, а также подобные зависимости для двумерного электронного металла справа от V_{CNP} . Пользуясь полученными зависимостями, можно также определить зависимости от затворного напряжения дырочного σ_h и электронного σ_e вкладов

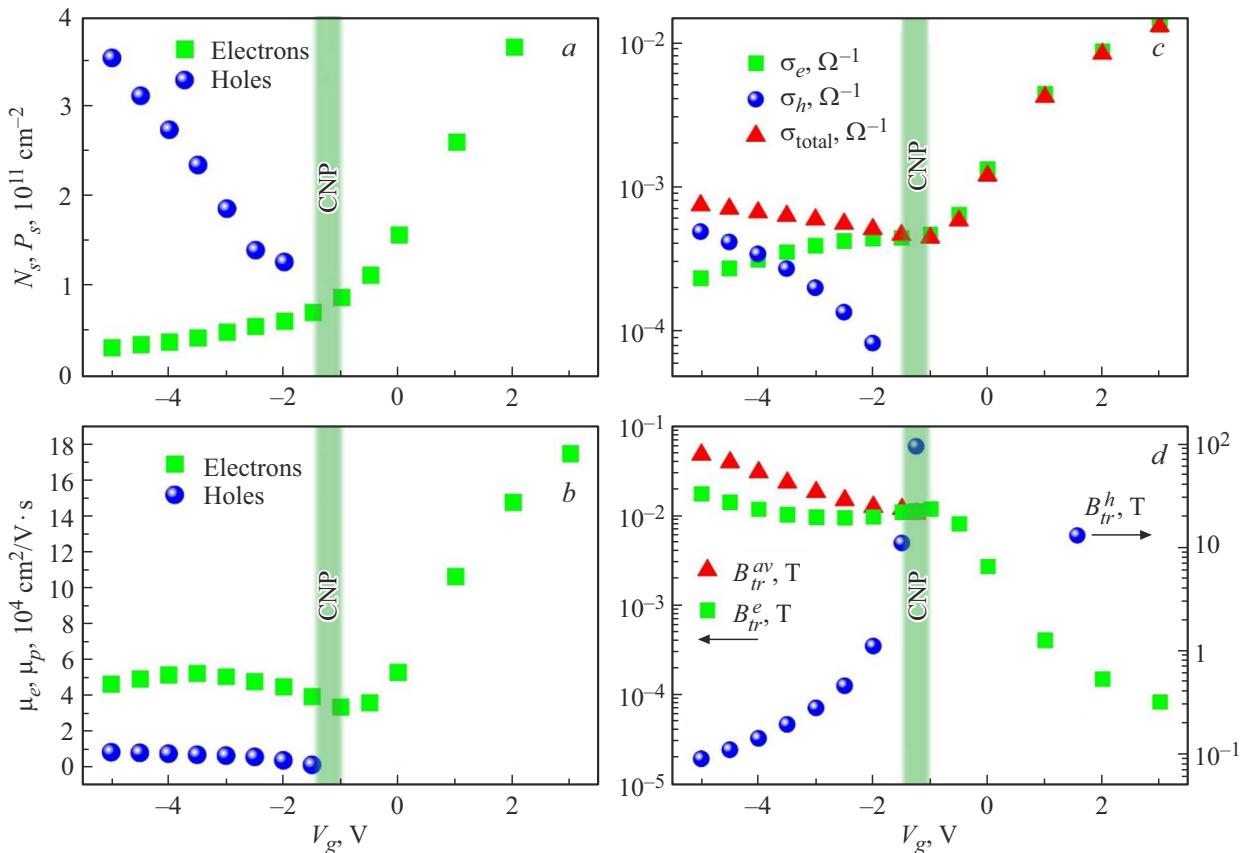


Рис. 3. *a* — зависимость концентрации электронов и дырок от затворного напряжения; *b* — зависимость подвижности электронов и дырок от затворного напряжения; *c* — зависимости парциальных (электронной σ_e и дырочной σ_h) и полной (σ_{total}) проводимостей от затворного напряжения; *d* — зависимости характеристического магнитного поля B_{tr} отдельно для электронов B_{tr}^e , для дырок B_{tr}^h и усредненного B_{tr}^{av} для биполярного транспорта в 2D полуметалле.

в полную проводимость системы σ_{total} (рис. 3, *c*). Эти зависимости понадобятся нам в дальнейшем.

Во всем доступном диапазоне затворных напряжений, т.е. как для его значений, соответствующих состоянию двумерного электронного газа, так и для тех, при которых реализуется состояние двумерного полуметалла, в поведении $\rho(B)$ обнаруживаются характерные особенности, которые обычно связываются с подавлением интерференционных поправок к проводимости слабым магнитным полем. На рис. 4 для сравнения приведены образцы зависимостей $\rho(B)$ в диапазоне $|B| \leq 0.1$ Тл для полуметалла ($V_g < V_{\text{CNP}}$) (*a*) и для двумерного электронного газа ($V_g > V_{\text{CNP}}$) (*c*) с близкими по величине значениями удельного сопротивления в нулевом магнитном поле. Важным отличием поведения $\rho(B)$ в области затворных напряжений $V_g < V_{\text{CNP}}$ является наличие значительного вклада от классического друдевского магнетосопротивления, который всегда присутствует в системе с двумя типами носителей заряда и который необходимо исключить, если целью является изучение интерференционных поправок к проводимости. Последнее достигалось путем вычитания из экспериментальной зависимости $\rho(B)$ (красная кривая на рис. 4, *a*) классического магнетосопротивления (синяя кривая на рис. 4, *a*), смоделированного по формуле Друде для соответствующих данному затворному напряжению значений концентрации и подвижности электронов и дырок. Полученная в результате зависимость приведена на рис. 4, *b*. Подобных действий не требовалось для $V_g \approx V_{\text{CNP}}$, где вклад классического магнетосопротивления (МС) является слабым, и для $V_g > V_{\text{CNP}}$, где классическое МС отсутствует. Из рис. 4 видно, что в исследуемых образцах как в состоянии двумерного электронного газа, так и в состоянии двумерного полуметалла наблюдается положительное МС $\rho(B) - \rho(B=0) > 0$, обусловленное подавлением интерференционных поправок магнитным полем (также известное как аномальное МС (АМС) или слабая антилокализация), что, как уже отмечалось, характерно для КЯ HgTe любой толщины и обусловлено быстрой релаксацией спина вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия в данной системе. При этом в отличие от полуметалла, где квантовое МС всегда положительное, для двумерного электронного металла при некотором значении магнитного поля могла наблюдаться смена знака МС с положительного на отрицательный. Следует также отметить, что для одних и тех же значений $\rho(B=0)$ пик АМС для двумерного электронного металла имеет значительно меньшую ширину, чем для полуметалла. Для максимально удаленных значений затворного напряжения $V_g = +1$ В и $V_g = -5$ В отличие в ширине пика АМС превышает 2 порядка.

Экспериментальные зависимости $\rho(B)$ (с учетом описанной выше дополнительной обработки в случае полуметаллического состояния, а также после определения нуля магнитного поля и симметризации), были приведены к виду $\delta\sigma(B) = 1/\rho(B) - 1/\rho(0)$, что соответствует

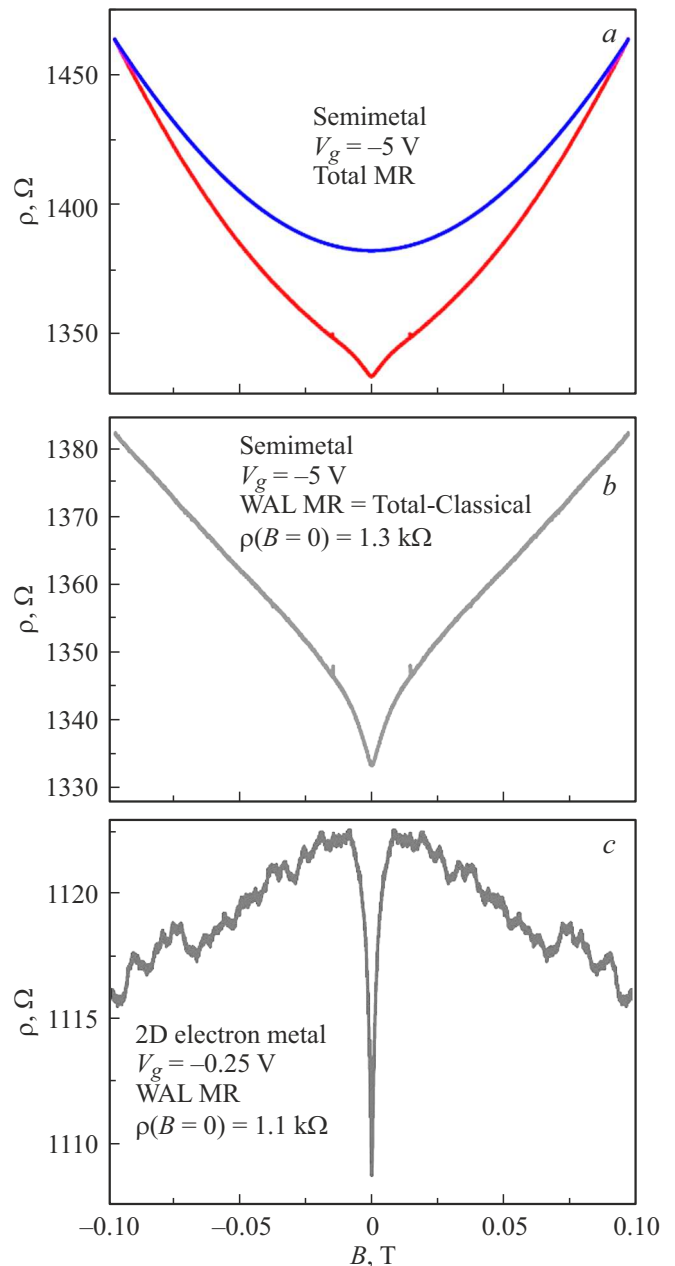


Рис. 4. Образцы магнетопольевых зависимостей сопротивления $\rho(B)$ для: *a* — полуметалла, $V_g = -5$ В, $\rho(B=0) = 1.3$ кОм (красная кривая). Синим цветом показан вклад классического МС для данного V_g ; *b* — АМС для $V_g = -5$ В после вычета классического МС; *c* — АМС для 2D электронного металла $V_g = -0.25$ В, $\rho(B=0) = 1.1$ кОм. $T \approx 0.2$ К. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

магнетопроводимости, обусловленной подавлением интерференционной поправки к проводимости магнитным полем. На рис. 5, *a* и 6, *a* серии подобных зависимостей приведены для полуметалла ($V_g < V_{\text{CNP}}$) и для электронного металла, включая область CNP ($V_g \geq V_{\text{CNP}}$) соответственно.

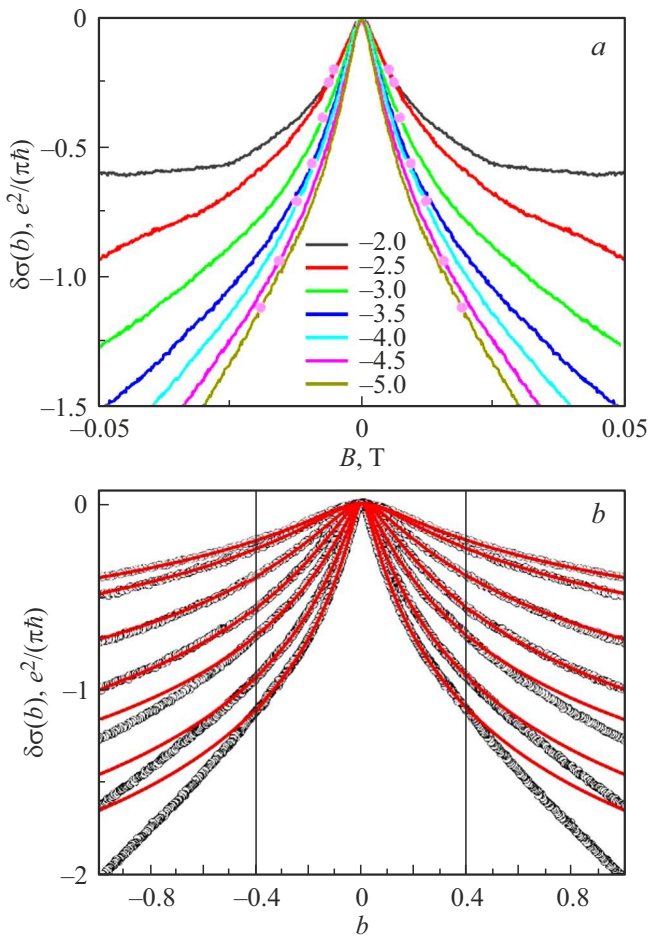


Рис. 5. Зависимости $\delta\sigma(B) = \sigma(B) - \sigma(0)$ в диапазоне затворных напряжений $V_g = -5 - -2$ В (область полуметалла): *a* — от магнитного поля B . Символами указаны соответствующие каждой кривой значения B_{ir}^{av} ; *b* — от параметра $b = B/B_{ir}^{av}$. Символы — экспериментальные кривые, сплошные линии — подгонка по формуле (1). Вертикальные линии указывают область значений параметра b , в пределах которой производилась подгонка.

Выбор теории, подходящей для количественного анализа приведенных на рис. 5, *a* и 6, *a* зависимостей, основывается на величине характеристического магнитного поля $B_{ir} = \hbar/2el$, где e — заряд электрона, а

$$l = \frac{\hbar}{e} \sqrt{\left(\frac{2\pi N_s}{g_v}\right)\mu}$$

— длина свободного пробега, g_v — долиное вырождение. Определение величины B_{ir} , тривиальное в случае двумерного электронного металла, не вполне очевидно в случае двумерного полуметалла, когда в транспорте участвуют два типа носителей заряда — электроны и дырки. В решении этого вопроса мы следуем подходу, предложенному в работе [15], в соответствии с которым эффективная величина свободного пробега l_{av} в случае полуметалла определяется суммой собственных длин

свободного пробега для электронов и дырок, взятых с весовыми множителями, равными отношению частичного вклада в проводимость данного типа носителя к полной проводимости:

$$l_{av} = l_e \frac{\sigma_e}{\sigma_{total}} + l_h \frac{\sigma_h}{\sigma_{total}}$$

(см. также рис. 3, *c*).

Полученные описанным способом величины B_{ir}^{av} для полуметалла, а также собственные значения B_{ir}^e и B_{ir}^h для электронов и дырок приведены как функции затворного напряжения на рис. 3, *d*. Соответствующие зависимостям $\delta\sigma(B)$ значения $\pm B_{ir}^{av}$ для полуметалла на рис. 5, *a* и $\pm B_{ir}^e$ для электронов на рис. 6, *a* указаны наложенными на эти зависимости круглыми символами. Результаты пересчета зависимостей магнетопроводимости $\delta\sigma(B)$ в $\delta\sigma(b)$, где $b = B/B_{ir}^{av}$ для полуметалла

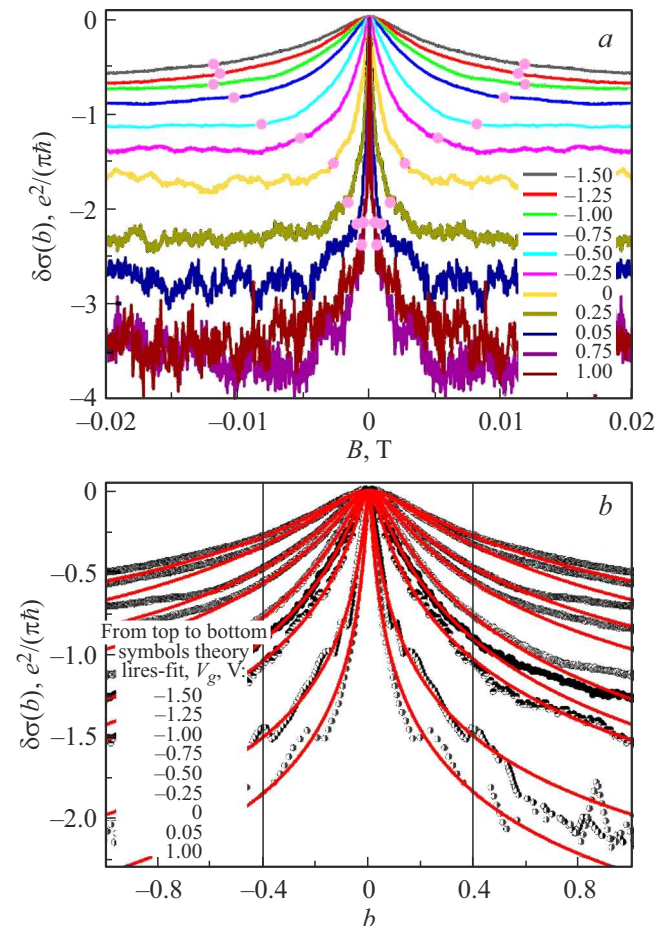


Рис. 6. Зависимости $\delta\sigma(B) = \sigma(B) - \sigma(0)$ в диапазоне затворных напряжений $V_g = -1.5 - +1$ В (область точки зарядовой нейтральности (ТЗН) и 2D электронного металла): *a* — от магнитного поля B . Символами указаны соответствующие каждой кривой значения B_{ir}^e ; *b* — от параметра $b = B/B_{ir}^e$. Символы — экспериментальные кривые, сплошные линии — подгонка по формуле (1). Вертикальные линии указывают область значений параметра b , в пределах которой производилась подгонка.

и $b = B/B_{ir}^e$ для электронов, приведены символами на рис. 5, b и 6, b соответственно.

Использование диффузионного описания магнетопольных зависимостей интерференционной поправки к проводимости считается допустимым в том случае, если значимая для анализа часть зависимости $\delta\sigma(B)$ находится в пределах $|B| < B_{ir}$. В случае полуметалла зависимости $\delta\sigma(B)$ являются антилокализационными ($\frac{d\sigma(B)}{dB} < 0$) во всем диапазоне магнитных полей, и та их часть, что находится в пределах $|B| < B_{ir}^{av}$ (рис. 5), является вполне достаточной для получения достоверной информации о системе. В случае двумерного электронного металла в магнитных полях $|B_c| \geq 0.01$ Тл наблюдается смена знака $\frac{d\sigma(B)}{dB}$, при этом для всех зависимостей $|B_c| > B_{ir}^e$. Поскольку, однако, природа этой смены знака не вполне ясна, мы для электронов, как и в случае с полуметаллом, ограничимся анализом только антилокализационной части зависимости, лежащей в пределах $|B| < B_{ir}^e$. Для повышения точности во всех случаях сравнение теории с экспериментом проводилось в диапазоне $|b| \leq 0.4$, отмеченном вертикальными линиями на рис. 5, b и 6, b . Проверка показала, что вариации $\sim 25\%$ величины диапазона $|b|$, в котором проводится сравнение с теорией, не влияют на значения извлекаемых параметров.

Для описания антилокализационной зависимости $\delta\sigma(b)$ в диффузионном пределе ($\frac{d\sigma(b)}{db} < 0$ при $|b| < 1$) используется стандартное выражение [16,17]:

$$\Delta\sigma(b) = \alpha G_0 \mathcal{H}\left(\frac{\tau}{\tau_\phi}, b\right)$$

$$\mathcal{H}(x, y) = \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{x}{y}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{y}\right) - \ln(x), \quad (1)$$

где

$$G_0 = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar},$$

$\psi(x)$ — дигамма-функция, а префактор α и отношение транспортного времени релаксации импульса к времени фазовой когерентности $\beta = \tau_\phi/\tau$ используются как подгоночные параметры.

На рис. 5, b и 6, b приведены экспериментальные кривые (символы) и результаты подгонки к ним (сплошные линии) по формуле (1). Видно, что диффузионная теория интерференционных поправок к проводимости хорошо описывает все экспериментальные зависимости в выбранном диапазоне $|b| \leq 0.4$.

На рис. 7, a и b приведены полученные в результате подгонки зависимости параметров α и $\beta = \tau_\phi/\tau$ от затворного напряжения. Рассмотрим сначала поведение параметра α . Хорошо известно, что величина префактора α в случае слабой локализации должна равняться 1, а в случае слабой антилокализации $-1/2$. На рис. 7, a мы видим, что в области полуметалла α монотонно возрастает от ≈ -0.7 до ≈ -0.3 непосредственно перед точкой зарядовой нейтральности. В окрестности CNP и непосредственно за этой точкой α снижается почти до тех же значений, что наблюдались в области

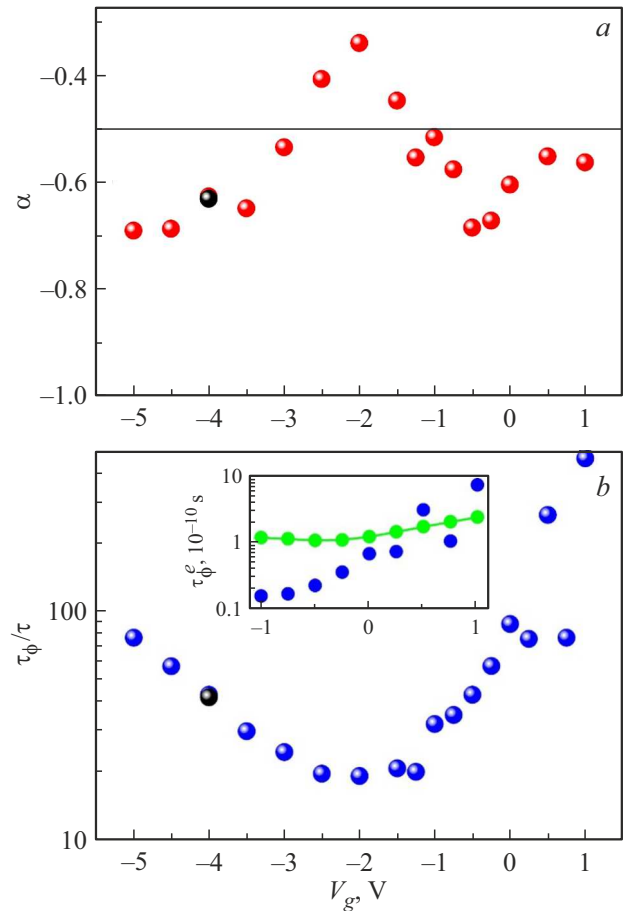


Рис. 7. Извлеченные из подгонки (см. рис. 5,6) параметры $\alpha(a)$ и τ_ϕ/τ (b) в зависимости от затворного напряжения. На вставке к (b) приведена экспериментальная (синие символы) и теоретическая (зеленые), построенная по формуле (2), зависимости $\tau_\phi^e(V_g)$ для электронов.

полуметалла при минимальных величинах электронной концентрации. Наконец, в условиях чистой электронной проводимости α выходит на ожидаемое в случае слабой антилокализации значение $-1/2$. Обычно в ситуации, когда в системе присутствует несколько различных групп носителей заряда, как, например, в [8,9,11,12], для описания поведения α используются следующие рассуждения. Если частота переходов носителей между группами мала по сравнению с $1/\tau_\phi$, то эти группы можно рассматривать как независимые подсистемы, вклады которых в экспериментально определяемую α суммируются: $\alpha = -0.5 - 0.5 = -1$. Если же, напротив, частота переходов велика ($\gg 1/\tau_\phi$), то различие между группами стирается и $\alpha = -0.5$, как в системе с одной группой носителей. Сказанное, очевидно, справедливо для групп носителей одного знака. Не вполне ясно применимы ли подобные рассуждения в отношении полуметалла, где одновременно присутствуют электроны и дырки. Поведение на рис. 7, a в области полуметалла можно интерпретировать следующим образом: наибольшая по

абсолютной величине α совпадает с областями, где концентрации электронов и дырок сильно отличаются. Это может указывать на то, что в этих условиях частота переходов между этими группами носителей минимальна, в то время как она возрастает при выравнивании концентрации электронов и дырок в окрестности CNP.

В том, что касается интерпретации поведения параметра $\beta = \tau_\phi/\tau$ (рис. 7, b), то в области полуметалла она затруднена тем, что в этом случае как τ , так и τ_ϕ представляют собой сложные комбинации соответствующих величин для электронов и дырок. В области двумерного электронного металла, напротив, полученные значения β позволяют немедленно определить зависимость от затворного напряжения τ_ϕ^e для электронов (см. вставку к рис. 7, b). На этом же рисунке приведена теоретическая зависимость $\tau_\phi(V_g)$, полученная с помощью формулы [18]

$$\frac{1}{\tau_\phi} \approx \frac{k_B T}{\hbar} \frac{e^2/\hbar}{\sigma} \ln\left(\frac{\sigma}{e^2/\hbar}\right). \quad (2)$$

Видно, что вдали от CNP в области высоких электронных концентраций экспериментальное τ_ϕ^e хорошо согласуется с теорией. Однако при уменьшении электронной концентрации по мере приближения к CNP экспериментальная зависимость $\tau_\phi^e(V_g)$ опускается существенно ниже теоретической, достигая отличия почти на порядок при $V_g \approx V_{\text{CNP}}$. Подобное поведение может указывать на то, что даже незначительное присутствие дырок, не регистрируемое непосредственно в транспорте, может значительно ограничивать время фазовой когерентности электронов.

4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе впервые исследованы интерференционные поправки к проводимости в двумерном полуметалле на основе 20 нм КЯ HgTe–бинарной двумерной системе, включающей в себя подсистемы вырожденных электронов и дырок, одновременно участвующих в транспорте. Для усиления относительной величины квантовой поправки к измеряемому сопротивлению использовались КЯ, в которых с помощью объемного легирования создавался дополнительный беспорядок, понижающий проводимость системы. Магнотранспортные измерения, проведенные в широком диапазоне концентраций электронов и дырок в двумерном полуметалле, а также в области двумерного электронного металла, выявили присутствие положительного МС, указывающего на высокую интенсивность спиновой релаксации в исследуемой системе. Количественный анализ полученных данных указывает на возможную корреляцию интенсивности переходов носителей между подсистемами электронов и дырок в двумерном полуметалле, с соотношением концентраций носителей в указанных подсистемах.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] L.G. Gerchikov, A. Subashiev. Phys. Status Solidi B, **160**, 443 (1990).
- [2] M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, X.-L. Qi, S.-C. Zhang. Science, **318**, 766 (2007).
- [3] О.А. Панкратов. УФН, **188**, 1226 (2018).
- [4] M.V. Durnev, S.A. Tarasenko. Ann. Phys. (Berlin), **531**, 1800418 (2019).
- [5] H. Plank, S.D. Ganichev. Solid-State Electron., **147**, 44 (2018).
- [6] E.B. Olshanetsky, Z.D. Kvon, G.M. Gusev, A.D. Levin, O.E. Raichev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky. Phys. Rev. Lett., **114**, 126802 (2015).
- [7] E.B. Olshanetsky, Z.D. Kvon, G.M. Gusev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, J.C. Portal. JETP Lett., **91**, 347 (2010).
- [8] G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, S.A. Dvoretzki, N.N. Mikhailov. Phys. Rev. B, **85**, 235312 (2012).
- [9] G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, S.A. Dvoretzki, N.N. Mikhailov. Phys. Rev. B, **91**, 205302 (2015).
- [10] D.A. Kozlov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky. JETP Lett., **96**, 730 (2013).
- [11] M.L. Savchenko, D.A. Kozlov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky. JETP Lett., **104**, 302 (2016).
- [12] M.L. Savchenko, D.A. Kozlov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, Z.D. Kvon. Physica E, **129**, 114624 (2021).
- [13] Z.D. Kvon, E. Olshanetsky, D.A. Kozlov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzki. JETP Lett., **87**, 502 (2008).
- [14] З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Д.А. Козлов, Е.Г. Новик, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. Физика низких температур, **37**, 258 (2011).
- [15] D.D. Bykanov, A.M. Kreshchuk, S.V. Novikov, T.A. Polyanskaya, I.G. Savel'ev. Semiconductors, **32**, 985 (1998).
- [16] S. Hikami, A.I. Larkin, Y. Nagaoka. Prog. Theor. Phys., **63**, 707 (1980).
- [17] H.-P. Wittmann, A. Schmid. J. Low Temp. Phys., **69**, 131 (1987).
- [18] B.L. Altshuler, A.G. Aronov, D.E. Khmel'nitsky. J. Phys. C, **15**, 7367 (1982).

Редактор Г.А. Оганесян

Weak Antilocalization in a Strongly Disordered Two-Dimensional Semimetal in an HgTe Quantum Well

E.B. Olshanetsky¹, Z.D. Kvon^{1,2}, N.N. Mikhailov¹

¹ Institute of Semiconductor Physics Siberian Branch
Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

² Novosibirsk State University,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Weak localization in a highly disordered quantum well $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ with a thickness of $d = 20$ nm is experimentally investigated. An analysis is made of the anomalous positive magnetoresistance (APM) caused by the suppression of the interference correction to the conductivity by a magnetic field on both sides of the charge neutrality point: for a two-dimensional semimetal and for a two-dimensional electronic metal. For the same values of resistivity, the APM peak in a 2D semimetal has a much wider width than in a 2D electron gas. A quantitative comparison of the obtained results with the theory allows, in particular, to conclude that the intensity of carrier transitions between subsystems in the 2D semimetal binary system is maximum near the charge neutrality point, where the concentrations of electrons and holes are close, and decreases as the difference in concentrations increases.