

Краевой и объемный транспорт в двумерном топологическом изоляторе на основе квантовой ямы CdHgTe

М. С. Рыжков^{+*1)}, Д. А. Худайбердиев^{+,*}, Д. А. Козлов⁺, З. Д. Квон⁺, Н. Н. Михайлов⁺, С. А. Дворецкий⁺

⁺ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, 630090 Новосибирск, Россия

^{*} Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 8 декабря 2021 г.

После переработки 21 декабря 2021 г.

Принята к публикации 21 декабря 2021 г.

Работа посвящена экспериментальному изучению транспортного отклика квантовой ямы (КЯ) CdHgTe толщиной 11.5 нм. Получены зависимости локального и нелокального сопротивления в диапазоне температур от 0.1 до 20 К. Показано, что исследуемая система является двумерным топологическим изолятором (2Д ТИ). По сравнению с традиционными 2Д ТИ на основе HgTe КЯ толщиной 8 нм, исследуемая КЯ характеризуется одновременно значительно меньшей величиной энергетической щели и большей подвижностью носителей. Анализ полученных данных проведен с использованием компьютерного моделирования, учитывающего реальную геометрию образца, а также рассеяние между краевыми и объемными носителями. Показано, что вероятность рассеяния назад топологических электронов внутри края практически не зависит от температуры. Напротив, вероятность рассеяния из края в объем экспоненциально зависит от температуры, а подгонка этой зависимости стандартной активационной формулой является наиболее точным способом определения щели подвижности исследуемой системы. При этом даже при самой высокой температуре вероятность рассеяния между противоположенными состояниями одного края на порядок превышает вероятность рассеяния в объем, что делает этот механизм доминирующим и определяющим длину пробега краевых электронов.

DOI: 10.31857/S123456782204005X

Квантовые ямы и тонкие пленки на основе HgTe находятся в неослабевающем внимании физики конденсированного состояния уже более десяти лет. Эта популярность связана с недавним появлением нового класса физических объектов с яркими физическими свойствами – двумерных и трехмерных топологических изоляторов и их первой реализацией в квантовых ямах HgTe [1].

С момента возникновения первой идеи 2Д ТИ [2, 3] было подтверждено большое количество теоретических предсказаний и обнаружены новые яркие эффекты. В частности, подтвержден баллистический транспорт на микроскопических масштабах [1], с помощью нелокальных измерений продемонстрирован краевой характер транспорта на образцах макроскопических размеров [4–7], продемонстрирована возможность реализации 2Д ТИ даже в ямах с узкой энергетической щелью [6]. Существенные успехи были достигнуты в изучении спиновой поляризации краевых состояний, как с помощью инъекции/детекции в обычный двумерный металл и использованием квантового спинового эффекта Холла

[8], так и с помощью зонда атомно-силового микроскопа [9, 10] изучено формируемое краевыми токами локальное магнитное поле, также продемонстрирована генерация спин-поляризованных токов под воздействием циркулярно-поляризованного терагерцового излучения [11] и при использовании ферромагнитных туннельных контактов [12].

Однако до сих пор не только не удалось реализовать баллистические краевые каналы в 2Д ТИ длиной более чем несколько мкм, но и прийти к однозначному ответу относительно основного механизма рассеяния электронов в них. В недавней работе [13] было показано, что слабое магнитное поле ослабляет топологическую защиту и при сверхнизких температурах приводит к Андерсоновской локализации, проявляемой в экспоненциальном росте сопротивления краевых каналов, но это не может служить объяснением отсутствия баллистики в общем случае. Наиболее реалистичной является идея взаимодействия неоднородностей двумерного объема (электронных или дырочных капель) и краевых каналов [14], однако экспериментально этот вопрос изучен недостаточно, поскольку локализация может происходить и в объеме [15]. В настоящей работе мы существенно

¹⁾e-mail: m.ryzhkov@g.nsu.ru

расширили подход, представленный в работе [7], на случай, когда соотношение между характерной двумерной и одномерной проводимостью изменяется на 2 порядка при изменении температуры в диапазоне от 0.1 до 10 К.

В работе исследовались квантовые ямы $\text{Cd}_{0.06}\text{Hg}_{0.94}\text{Te}$ толщиной 11.5 нм, выращенные по технологии молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs с ориентацией (013) (рис. 1а). Для изучения транспортного отклика на основе указанных ям были изготовлены оснащенные TiAu затвором 10-контактные холловские транзисторы, центральная часть которых представляет собой три последовательные секции шириной 50 мкм и длиной 100, 250 и 100 мкм соответственно (рис. 1б). Измерения сопротивления проводились по 4-х точечной схеме в локальной и нелокальной геометрии с одновременной фиксацией как падающего напряжения, так и протекающего через образец тока. Одной из особенностей данной работы является широкий диапазон температур (от 80 мК до 20 К) и сопротивлений (от 1 Ом до сотен МОм). Поэтому, в зависимости от условий, во избежание разогрева образца и одновременно увеличения соотношения сигнал/шум, применялась как схема источника тока (с тянущим током 0.1–10 нА), так и источника напряжения (с тянущим напряжением 1–10 мВ), осциллирующих на частотах 1–12 Гц.

Результаты измерений удельного сопротивления ρ_{xx} от затворного напряжения V_g представлены на рис. 1с. Зависимость $\rho_{xx}(V_g)$ демонстрирует характерный пик, расположенный в точке зарядовой нейтральности (ТЗН) при $V_g^0 = -2.1$ В. Справа от V_g^0 расположена электронная сторона, а слева – дырочная, что подтверждается измерениями холловской компоненты сопротивления ρ_{xy} (рис. 1с). На этой зависимости отчетливо видны плато квантового эффекта Холла с факторами заполнения $\nu = 1-3$ для электронов. Максимальная подвижность носителей составляет $250 \times 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ для электронов и $10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ для дырок.

Перейдем к анализу поведения системы вблизи ТЗН. Для удобства будем отсчитывать затворное напряжение от V_g^0 и введем величину $V_g^* \equiv V_g - V_g^0$. Величина ρ_{xx} при $V_g^* = 0$ и температуре $T = 4.7$ К составляет $82 \text{ кОм}/\square$, что превышает величину h/e^2 , и поэтому указывает на диэлектрическое поведение и наличие энергетической щели между валентной зоной и зоной проводимости. Для квантовой ямы это означает отклонение ее толщины от критической в большую или меньшую сторону. Проанализируем

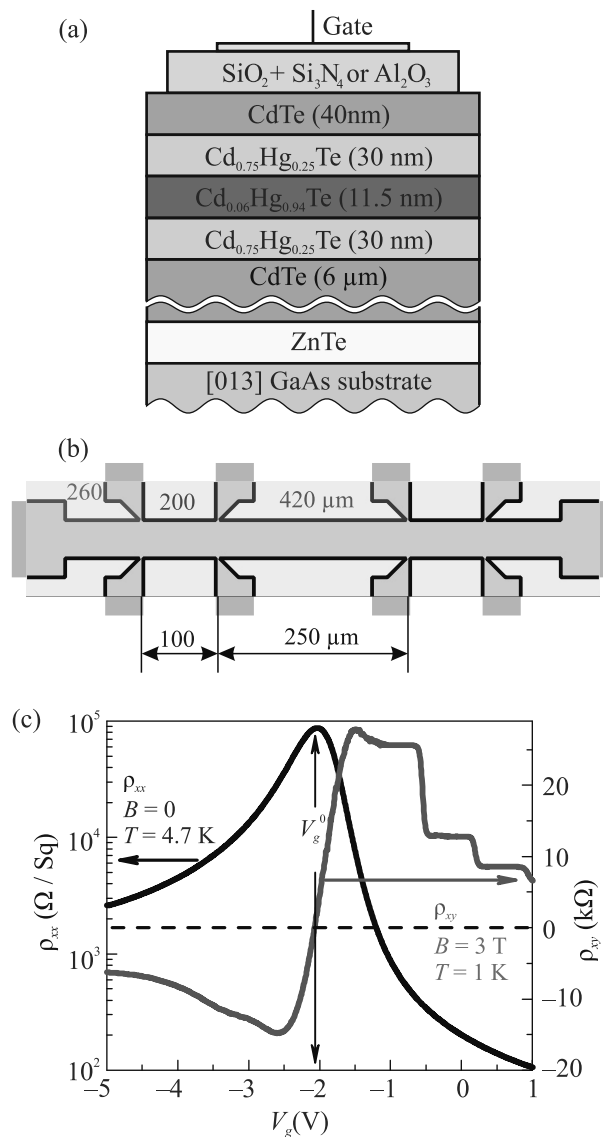


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Поперечный разрез исследованной гетероструктуры. (б) – Схематическое изображение холловского мостика, покрытого металлическим затвором. Снизу указаны расстояния между потенциометрическими контактами, а сверху – длины краев, расположенных под затвором. (с) – Зависимость $\rho_{xx}(V_g)$, измеренная в нулевом магнитном поле B и при температуре $T = 4.7$ К и $\rho_{xy}(V_g)$, измеренная при $B = 3$ Тл и $T = 1$ К. Вертикальная стрелка с меткой V_g^0 соответствует одновременно максимуму ρ_{xx} и точке зарядовой нейтральности

эволюцию зависимостей $\rho_{xx}(V_g)$, измеренных в диапазоне от 80 мК до 21 К и представленных на рис. 2а.

В ТЗН и вблизи нее (в диапазоне $V_g^* = -1...1$ В) система демонстрирует диэлектрическое поведение: при охлаждении от 21 до 1 К удельное сопротивление возрастает от 5 до 500 кОм/ \square . При дальней-

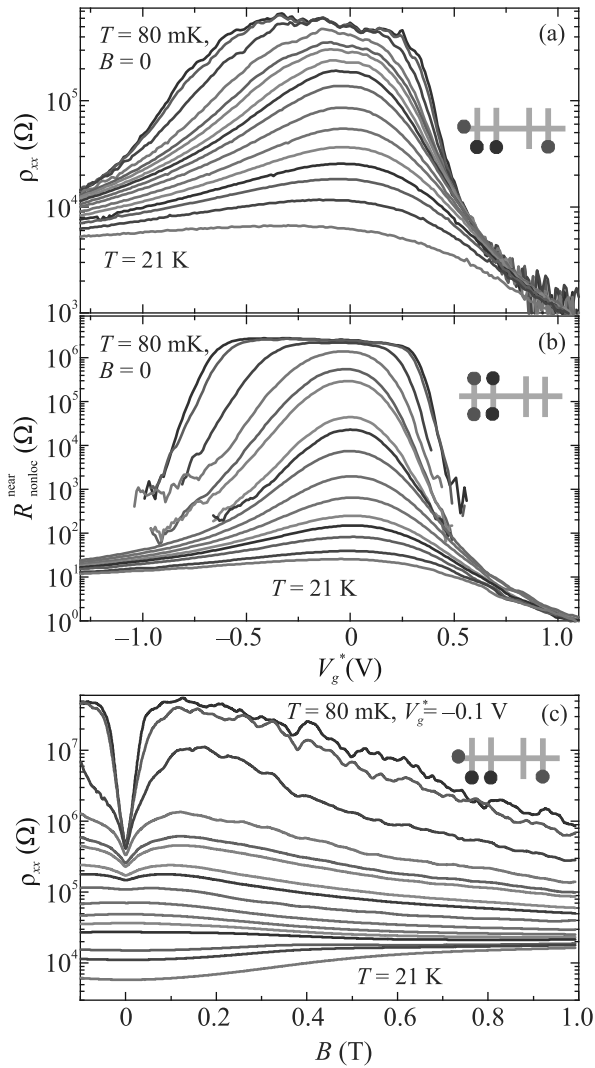


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости локального удельного сопротивления $\rho_{xx}(V_g^*)$ (a) и нелокального сопротивления $R_{\text{nonloc}}^{\text{near}}(V_g^*)$ (b) при $B = 0$ и $T = 0.08, 0.13, 0.28, 0.53, 0.8, 1.1, 1.8, 2.6, 3.6, 5.2, 6.8, 8.6, 10, 12, 15$ и 21 К. (c) – Зависимости $\rho_{xx}(B)$, измеренные вблизи ТЗН ($V_g^* = -0.1$ В) при тех же температурах. На вставках: схема расположения токовых (красным цветом) и потенциометрических (синим) контактов

шем понижении температуры максимум сопротивления выходит на насыщение, увеличиваясь на 15% до $600 \text{ кОм}/\square$ при минимальной температуре (80 мК). При этом сам пик становится значительно шире по затворному напряжению, на его вершине формируется плоский участок, изрезанный случайными квантовыми флуктуациями сопротивления. Такое поведение $\rho_{xx}(V_g)$ характерно для 2Д ТИ: насыщение температурной зависимости при $T < 1$ К соответствует переходу от объемного режима проводимости к проводимости по топологическим краевым каналам.

Отметим, что в режиме краевого транспорта расчет удельного сопротивления на единицу площади уже теряет смысл, поскольку физически значимой величиной становится длина края L , которая составляет для используемой секции мостика $\approx 200 \text{ мкм}$ (рис. 1b). В приближении, что сопротивление краевого канала линейно зависит от длины [7], получаем длину пробега, равную $l_B = L[h/e^2/(2 \cdot R_{\text{loc}} = 2.4 \times 10^6 \Omega)] = 2.2 \text{ мкм}$, что совпадает с типичными экземплярами образцов на основе HgTe КЯ.

Для проверки утверждения, что исследуемая КЯ обладает присущим 2Д ТИ свойством нелокальной проводимости, был изучен нелокальный транспортный отклик в двух различных конфигурациях. В первом случае токовые и потенциометрические контакты были разнесены на расстояние 100 мкм (см. рис. 1b и вставка к рис. 2b), во втором – на 350 мкм (не показано). Полученные в различных конфигурациях результаты качественно совпадают и количественно укладываются в единую физическую картину, поэтому, в целях экономии пространства, данные для конфигурации с 350 мкм будут опущены (хотя и будут учитываться в компьютерном моделировании, рис. 3c и d). Зависимости нелокального сопротивления $R_{\text{nonloc}}^{\text{near}}(V_g^*)$ для первой конфигурации контактов показаны на рис. 2b. На первый взгляд, представленные кривые повторяют зависимости $\rho_{xx}(V_g^*)$, однако между ними есть существенные отличия. При высокой температуре ($T > 5$ К) величина нелокального сопротивления оказывается на порядки меньше, чем локального, что типично для систем с объемной проводимостью. Однако, по мере понижения температуры нелокальное сопротивление в максимуме не только становится сравнимым с локальным, но и превышает его, достигая 2.8 МОм при $T = 80 \text{ мК}$. Эта величина достаточно хорошо совпадает с теоретической, равной 4 МОм и рассчитанной с учетом реальной длины топологических каналов (рис. 1b) и значения $l_B = 2.2 \text{ мкм}$. Отклонение в 30 процентов связано с влиянием беспорядка в системе [5] и, в меньшей мере, с неидеальностью оптической литографии (несимметричным расположением затвора относительно центра холловского мостика).

Качественно температурные зависимости максимумов локального и нелокального сопротивления объясняются следующим образом. Полная проводимость системы складывается из вкладов объемных носителей (рис. 3a, верхняя строчка) и краевых топологических состояний (рис. 3a, нижняя строчка). При низкой температуре делокализованные объемные носители в области ТЗН отсутствуют, поэтому проводимость определяется исключительно кра-

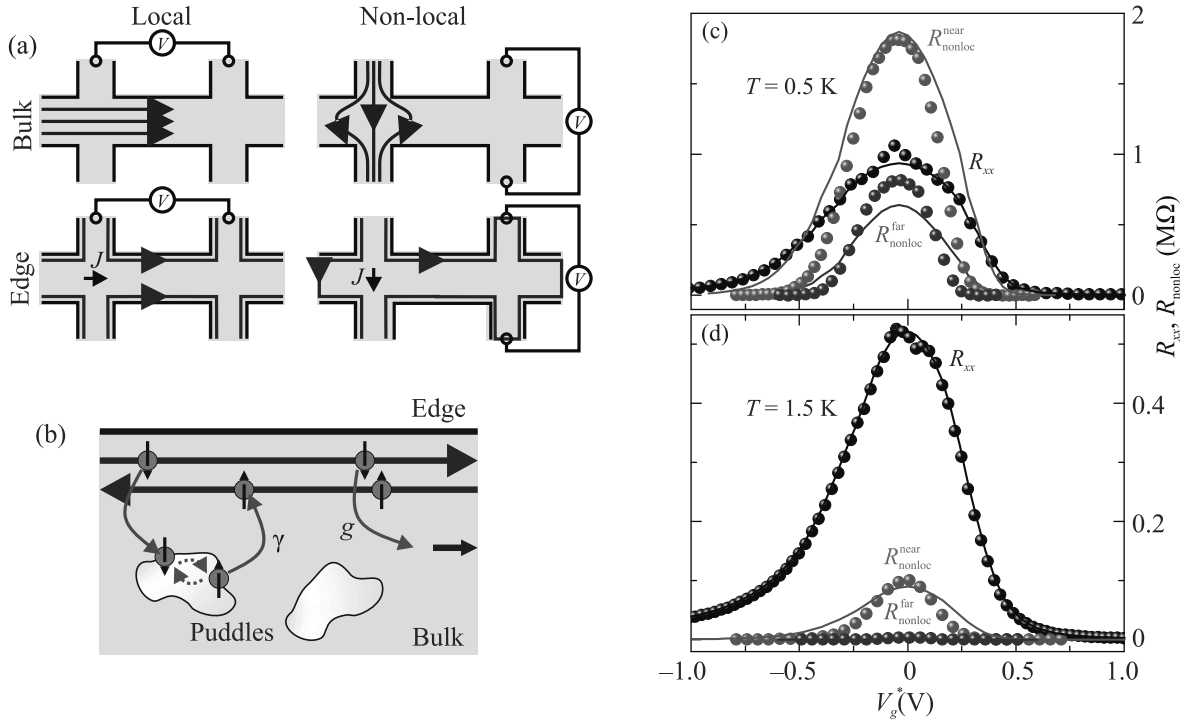


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Схематическое изображение протекающих токов для объемного (верхняя строка) и краевого (нижняя строка) режимов транспорта в локальной (столбец слева) и нелокальной (справа) геометрии. (b) – Два механизма рассеяния, учитываемых в компьютерной модели. Рассеяние внутри края (γ) предполагает наличие электрон-дырочных капель, в которых происходит переворот спина. При рассеянии в объем (g) переворот спина не обязателен. (c) и (d) – Подгонка зависимостей локального R_{xx} и нелокального сопротивления в двух конфигурациях $R_{\text{nonloc}}^{\text{near}}$ и $R_{\text{nonloc}}^{\text{far}}$ (с расстоянием между токовыми и потенциометрическими контактами, равным 100 мкм и 350 мкм соответственно) для $T = 0.5$ К (c) и $T = 1.5$ К (d). Отдельными точками изображены экспериментальные данные, сплошными линиями – результат подгонки компьютерной моделью

евым транспортом. По мере повышения температуры происходит активация носителей и рост объемной проводимости. В локальной геометрии это приводит к плавному снижению измеряемого сопротивления за счет аддитивного сложения объемной и краевой проводимости. При температуре более 2 К объемная проводимость начинает доминировать, а краевая дает лишь относительно малый вклад. Для нелокального сопротивления эффект увеличения температуры приводит к существенно более резкой температурной зависимости. Это связано с тем, что объемная проводимость шунтирует краевую. По этой же причине полуширина пиков нелокального сопротивления, определяемая началом заполнения объемных зон, оказывается существенно меньше, чем у локального (рис. 3c и d).

Дополнительное подтверждение принадлежности исследуемой системы к 2Д ТИ было получено из ее отклика в магнитном поле. Как было недавно показано, слабое магнитное поле даже в несколько мТл приводит к разрушению топологической за-

щиты от обратного рассеяния в краевых каналах и возникновению локализации по механизму Андерсона [13]. Результаты наших измерений $\rho_{xx}(B)$ при $V_g^* = -0.1$ В согласуются с этой моделью и представлены на рис. 2с. При температурах ниже 1 К наблюдается положительное магнетосопротивление, экспоненциально зависящее от магнитного поля. Абсолютный максимум достигается в магнитном поле 0.13 Тл и составляет 53 МОм/□, что соответствует 106 МОм. После нормирования на длину края, равную 200 мкм, получаем существенно меньше удельное одномерное сопротивление, чем в работе [13], где то же значение сопротивления края и в тех же условиях достигалось на участке длиной всего лишь 38 мкм.

Количественный анализ температурных зависимостей был проведен с помощью компьютерного моделирования процесса протекания электрического тока в соответствии с моделью, впервые представленной в [7] и адаптированной под нашу задачу. В рамках этой модели вводится два канала проводимости: по объему и по краям. Распределение электрическо-

го потенциала было раздельным для краев образца и объема и дискретизировано с шагом 1 мкм. Объемная проводимость задавалась друдевской проводимостью σ_{bulk} , а проводимость каждого из краевых каналов изначально была равна e^2/h , но уменьшалась из-за рассеяния в краевых каналах. Процессы рассеяния задавались с помощью феноменологических параметров γ и g , определяющих вероятности рассеяния на единицу длины края внутри краевого канала и в объем соответственно (рис. 3b).

Процедура подгонки для каждой из температур проходила следующим образом. В качестве подгоночных параметров служили γ и g , а в качестве исходных экспериментальных данных использовались три зависимости: одна зависимость $R_{\text{local}}(V_g)$ и две зависимости $R_{\text{nonloc}}(V_g)$, измеренные на расстоянии 100 и 350 мкм между токовыми и потенциометрическими контактами (рис. 3с и d). На первом этапе подгонки происходил расчет зависимости $\sigma_{\text{bulk}}(V_g)$ по формуле $1/R_{\text{local}}(V_g) = W/L \times \sigma_{\text{bulk}}(V_g) + 1/R_{\text{edge}}$, где L и W – длина и ширина измеряемого участка образца, а R_{edge} – эквивалентное сопротивление его краев. Для определения величины R_{edge} мы предположили, что она слабо зависит от температуры и затворного напряжения (по крайней мере, вблизи ТЗН), а также предположили, что $\sigma_{\text{bulk}} \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$. Поскольку в исследуемой системе переход от объемного к краевому типу транспорта происходит при температуре порядка 1 К, то при $T = 80$ мК $R_{\text{edge}} \ll W/L \times \sigma_{\text{bulk}}^{-1}$. Таким образом, $R_{\text{edge}} = \langle R_{\text{local}}|_{T=80 \text{ мК}} \rangle$, где $\langle \dots \rangle$ обозначает усреднение по V_g (усреднение необходимо из-за квантовых флуктуаций сопротивления, не описываемых моделью). Далее происходил процесс поиска оптимальной пары параметров γ и g , минимизирующей сумму квадратов разницы между экспериментальными и теоретическими зависимостями. Для разницы, получаемой с нелокальных зависимостей, использовался вес $W = R_{\text{local}}/R_{\text{nonloc}}$ в ТЗН.

Примеры подгонки экспериментальных данных для температур 0.5 и 1.5 К представлены на рис. 3с и d. Для обеих температур достигнуто хорошее согласие между моделью и экспериментом. Одновременная подгонка трех кривых одним набором параметров g и γ является существенным моментом. Это связано с тем, что обе подгоночные кривые $R_{\text{nonloc}}(V_g)$ чувствительны к изменению как g , так и γ , однако величина эффекта зависит от расстояния между токовыми и потенциометрическими контактами. Благодаря одновременной подгонке нелокального отклика в двух различных конфигурациях контактов, извлеченные параметры оказываются однозначными, а подгонка – самосогласованной. Полуши-

рина пиков подгоночных зависимостей определяется поведением зависимости $\sigma_{\text{bulk}}(V_g)$ и практически не зависит от g и γ .

Перейдем к главным результатам работы. На рисунке 4а изображены экспериментальные зависимо-

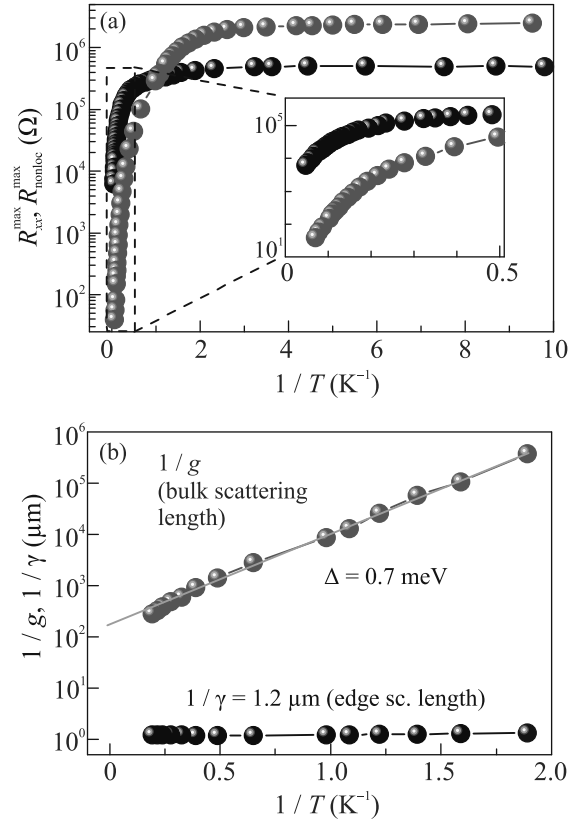


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости максимумов локального (R_{xx}^{max}) и нелокального ($R_{\text{nonloc}}^{\text{max}}$) сопротивления от обратной температуры. На вставке – область от 0 до 0.5 K^{-1} в увеличенном масштабе. (б) – Зависимость обратных параметров подгонки $1/g$ и $1/\gamma$, определяющих парциальную длину свободного пробега топологических электронов при рассеянии в объеме и внутри края соответственно от обратной температуры. Подгонка зависимости $1/g(1/T)$ активационной формулой $A \exp(\Delta/2T)$ позволяет определить величину щели подвижности $\Delta = 0.7$ мэВ

сти величины пика локального и нелокального сопротивления от температуры, а на рис. 4б – зависимости подгоночных параметров g и γ , извлеченные в ходе подгонки при тех же температурах. На экспериментальных кривых отчетливо виден переход от краевого режима транспорта, с практически отсутствующей температурной зависимостью, к объемному, где наблюдается изменение величины сопротивления на несколько порядков. Попытка извлечь характерную активационную энергию не может увенчаться

успехом, поскольку при высоких температурах на полученных кривых нет выраженного линейного (в соответствующих координатах) участка. По-видимому, это связано с тем, что энергетическая щель совпадает по порядку величины с характерным беспорядком в системе.

Проанализируем теперь поведение подгоночных параметров g и γ . Из рисунка 4b отчетливо видно, что параметр γ практически не зависит от температуры и по порядку величины $\gamma^{-1} = 1.2$ мкм совпадает с экспериментальной оценкой длины баллистичности $l_B = 2.2$ мкм. Зависимость параметра g от температуры полностью противоположна: при изменении температуры от 0.5 до 5 К его величина увеличивается на 3 порядка, а сама зависимость в этом диапазоне хорошо подгоняется активационной кривой $Ae^{-\Delta/2kT}$ с энергетическим параметром $\Delta = 0.7$ мэВ. При более высоких температурах подгонка теряет свою однозначность из-за слишком малой величины нелокального сопротивления, измеряемого на более длинном участке. Поскольку параметр g определяет вероятность выйти из края в делокализованное объемное состояние, то величина Δ есть ни что иное, как щель подвижности исследуемой системы. При этом используемый способ ее определения является более правильным, чем прямой анализ экспериментальных данных, представленных на рис. 4а. Полученная величина Δ оказалась на порядок меньше, чем в HgTe яме толщиной 8 нм (30 мэВ) и существенно меньше, чем в ямах толщиной 14 нм (3 мэВ). Практически во всем диапазоне температур величина $1/g$ на порядки превышает $1/\gamma$, а при минимальной температуре величина $1/g$ достигает 10^5 мкм, т.е. 100 мм. Это доказывает, что даже при высокой температуре, т.е. в условиях доминирующей объемной проводимости, сопротивление краевых каналов определяется рассеянием внутри края, а не взаимодействием с объемом.

Таким образом, в данной работе был изучен транспортный отклик КЯ CdHgTe толщиной 11.5 нм. Показано, что исследуемая КЯ является 2Д ТИ, характеризующейся значительно меньшей величиной энергетической щели и большей подвижностью носителей по сравнению с обычными 2Д ТИ на основе HgTe. С помощью компьютерного моделирования проведен анализ экспериментальных данных. Показано, что вероятность рассеяния назад топологических электронов внутри края практически не зависит от температуры. Напротив, вероятность рассеяния из края в объем экспоненциально зависит от температуры, а подгонка этой зависимости стандартной активационной формулой является наиболее точным

способом определения щели подвижности исследуемой системы и дает величину $\Delta = 0.7$ мэВ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Правительства Новосибирской области в рамках проекта # 20-42-543014.

1. M. König, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, *Science* **318**, 766 (2007).
2. X.-L. Qi and S.-C. Zhang, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1057 (2011).
3. C. L. Kane and E. J. Mele, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 226801 (2005).
4. A. Roth, C. Brüne, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, J. Maciejko, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, *Science* **325**, 294 (2009).
5. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, O. A. Shegai, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and J. C. Portal, *Phys. Rev. B* **84**, 121302(R) (2011).
6. E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, G. M. Gusev, A. D. Levin, O. E. Raichev, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 126802 (2015).
7. A. Rahim, A. D. Levin, G. M. Gusev, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, *2D Mater.* **2**, 044015 (2015).
8. C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, E. M. Hankiewicz, L. W. Molenkamp, J. Maciejko, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, *Nature Phys.* **8**, 485 (2012).
9. M. Baenninger, M. König, A. G. F. Garcia, M. Mühlbauer, C. Ames, P. Leubner, C. Brüne, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, and D. Goldhaber-Gordon, *J. Appl. Phys.* **112**, 103713 (2012).
10. K. C. Nowack, E. M. Spanton, M. Baenninger, M. König, J. R. Kirtley, B. Kalisky, C. Ames, P. Leubner, C. Brüne, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, D. Goldhaber-Gordon, and K. A. Moler, *Nature Mater.* **12**, 787 (2013).
11. K.-M. Dantscher, D. A. Kozlov, M. T. Scherr, S. Gebert, J. Bärenfänger, M. V. Durnev, S. A. Tarasenko, V. V. Bel'kov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, Z. D. Kvon, J. Ziegler, D. Weiss, and S. D. Ganichev, *Phys. Rev. B* **95**, 201103(R) (2017).
12. A. A. Kononov and E. V. Deviatov, *JETP Lett.* **104**, 811 (2016).
13. S. U. Piatusha, E. S. Tikhonov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and V. S. Khrapai, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 056801 (2019).
14. J. I. Väyrynen, M. Goldstein, and L. I. Glazman, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 216402 (2013).
15. Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, M. A. Drofa, and N. N. Mikhailov, *JETP Lett.* **114**, 341 (2021).