Письма в ЖЭТФ, том 119, вып. 12, с. 925 – 931

Микроволновая фотопроводимость бесщелевых дираковских фермионов в HgTe квантовых ямах

Н. С. Кузьмин[+*], *А. С. Ярошевич*[+1)], *Л. С. Брагинский*[+*], *М. В. Энтин*[+*], *З. Д. Квон*[+*], *Н. Н. Михайлов*[+*]

[+]*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[*]*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 9 апреля 2024 г.
После переработки 21 мая 2024 г.
Принята к публикации 21 мая 2024 г.

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование микроволновой фотопроводимости системы бесщелевых дираковских фермионов в HgTe квантовых ямах критической толщины. Обнаружено, что фотопроводимость флуктуирует в зависимости от затворного напряжения в окрестности дираковской точки, а амплитуда флуктуаций растет с увеличением размера проводника и при уменьшении температуры. Предложено теоретическое объяснение микроволнового отклика. Оно базируется на предположении о существовании перколяционной двумерной фрактальной сетки геликоидальных краевых токовых состояний, возникающей в результате флуктуаций толщины ямы вблизи критического значения. Показано, что микрововолновая фотопроводимость такой сетки флуктуирует при изменении энергии Ферми, причем поведение амплитуды флуктуаций качественно согласуется с наблюдаемым в эксперименте.

DOI: 10.31857/S1234567824120097, EDN: UEZGLW

В HgTe квантовых ямах критической толщины ($d_c = 6.3{-}6.6$ нм), соответствующей переходу от прямого к инвертированному спектру, реализуется система бесщелевых однодолинных двумерных дираковских фермионов (ДФ), имеющих линейный энергетический спектр, что приводит к целому ряду особенностей в транспортном и оптическом отклике указанной системы [1–8]. Более того, как было недавно показано в работах [9–11], в окрестности дираковской точки она трансформируется в возникающую из-за флуктуаций толщины HgTe квантовой ямы вблизи d_c двумерную (2D) сетку одномерных геликоидальных токовых состояний, разделяющих фазы двумерного ординарного и топологического изоляторов. Перколяционное описание транспорта в этой системе через сеть одномерных проводящих каналов позволяет изучить эффекты, вызванные взаимодействием топологии и локализации. Обобщая сказанное, можно сказать, что всестороннее исследование бесщелевых ДФ позволит улучшить наше понимание индуцированного беспорядком перехода топологический изолятор – металл, а также будет важным для более широкого класса неупорядоченных 2D электронных систем.

В данной работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования микроволновой фотопроводимости (ФП) этой системы. Они показывают, что ее поведение в окрестности дираковской точки носит флуктуирующий при изменении затворного напряжения (V_g) характер. Причем установлено, что амплитуда флуктуаций ФП ведет себя парадоксальным образом: при переходе от мезоскопических (субмикронных) к макроскопическим (сотни микрон) масштабам наблюдается небольшой рост ФП, а не значительное (почти на два порядка) уменьшение ее в соответствии с предсказаниями теории мезоскопических систем [12]. Предложена модель, объясняющая поведение обнаруженной ФП особенностями взаимодействия микроволнового излучения с этой системой.

Образцы представляли собой полевые структуры специальной геометрии, состоящие из трех холловских мостиков различного размера (макроскопический – $L = 100$ мкм, $W = 50$ мкм, промежуточный – $L = 30$ мкм, $W = 10$ мкм и мезоскопический – $L = 12$ мкм, $W = 3.5$ мкм; L – расстояние между потенциометрическими контактами, W – ширина мостиков), позволяющие получать информацию о поведении исследуемой системы при переходе от мезоскопических (несколько микрон) к макроскопическим (100 мкм) масштабам (рис. 1а). Описанные образцы были изготовлены на основе HgTe квантовых ям с заданной толщиной 6.4 и 6.6 нм и ориентацией (013). Измерения проводились

1)e-mail: jarosh@isp.nsc.ru

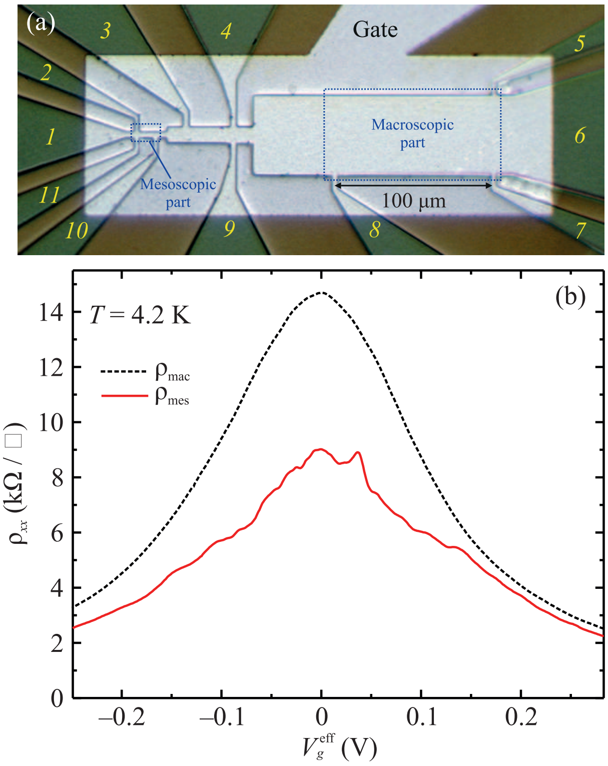

Рис. 1. (Цветной онлайн) Топология исследуемой структуры. Зависимость удельного сопротивления ρ_{xx} от затворного напряжения V_g^{eff} для макроскопической и мезоскопической частей образца

в диапазоне температур 3 К–20 К. СВЧ-излучение с частотой 2–3 ГГц подводилось к образцу по коаксиальному кабелю, расположенному в нескольких миллиметрах от него, а экран кабеля заземлялся вместе с одним из токовых контактов. Излучение попадало на образец благодаря емкостной связи между центральной жилой подводящего кабеля и металлическими контактами к образцу. Максимальная величина, подводимой к образцу СВЧ мощности, составляет порядка 0.1 мВт. Сопротивление измерялось с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования на частотах 6–12 Гц и при величинах измерительного тока через образец (1–100) нА, исключающих эффекты разогрева. Ток протекал между контактами (*1*, *6*), напряжение измерялось между потенциометрическими контактами (*7*, *8*) и (*10*, *11*) на макроскопической и мезоскопической частях образца, соответственно (рис. 1a). Для измерения ФП использовались как стандартная модуляционная методика, так и техника двойной модуляции.

На рисунке 1b показаны зависимости удельного сопротивления от эффективного затворного напряжения V_g^{eff} ($V_g^{\mathrm{eff}} = V_g - V_g^{\max}$, V_g – затворное напряжение, $V_g^{\max}$ – напряжение, соответствующее максимуму сопротивления), измеренные для макроскопической $\rho_{\mathrm{mac}}(V_g^{\mathrm{eff}})$ и мезоскопической $\rho_{\mathrm{mes}}(V_g^{\mathrm{eff}})$ частей образца. Как и следовало ожидать, они демонстрируют качественно одинаковую зависимость, то есть имеют вид кривых с одним максимумом, причем разница между значениями $V_g^{\max}$ была небольшой и не превышала 0.1 В. Величина сопротивления в максимуме заметно (в 2 раза) меньше для мезоскопической части. Также, в отличие от зависимости $\rho_{\mathrm{mac}}(V_g^{\mathrm{eff}})$, зависимость $\rho_{\mathrm{mes}}(V_g^{\mathrm{eff}})$ характеризуется наличием небольших флуктуаций сопротивления в окрестности максимума. Подобное поведение $\rho_{\mathrm{mac}}(V_g^{\mathrm{eff}})$ и $\rho_{\mathrm{mes}}(V_g^{\mathrm{eff}})$ можно связать с существованием двумерной сетки сопротивлений, которая должна приводить и к падению сопротивления проводника с уменьшением размера вследствие сокращения числа замкнутых траекторий и к появлению мезоскопических флуктуаций сопротивления [9, 10]. Рисунок 2 представляет основной результат работы. Зависимости микроволновой ФП от затворного напряжения для макроскопической $\Delta G_{\mathrm{mac}}(V_g^{\mathrm{eff}})$ и мезоскопической $\Delta G_{\mathrm{mes}}(V_g^{\mathrm{eff}})$ частей образца при $T = 4.2$ К показаны на рис. 2a. Рисунок 2b показывает зависимости $\Delta G_{\mathrm{mes}}(V_g)$ для мезоскопической части при разных значениях СВЧ-мощности. Хорошо видно, что флуктуационная часть ФП является доминирующей, а средняя величина ФП близка к нулю. Также обратим внимание, что зависимости на рис. 2b, в основном, подобны. На рисунке 2c показаны зависимости средней амплитуды флуктуаций ФП макроскопической $\langle \Delta G^2_{\mathrm{mac}} \rangle^{1/2}$ и мезоскопической $\langle \Delta G^2_{\mathrm{mes}} \rangle^{1/2}$ частей образца от СВЧ-мощности ($\langle \Delta G^2 \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{N} \Delta G^2(V_g^i)}{N}$). Зависимости являются сублинейными с показателями 0.6 и 0.7 для макроскопической и мезоскопической частей образца, соответственно. Отметим, что амплитуда флуктуаций ФП макроскопической части даже в два раза выше, чем у мезоскопической. Описанные результаты ясно показывают, что обнаруженная микроволновая ФП не связана с универсальными флуктуациями кондактанса, поскольку в отличие от флуктуаций кондактанса она, как было отмечено выше, с увеличением размера проводника не уменьшается, а даже растет. Это особенно хорошо заметно при сравнении кривых на рис. 1b и 2. Зависимость $\langle \Delta G^2_{\mathrm{mes}} \rangle^{1/2}$ от температуры в диапазоне 3.6–12 К показана на рис. 3. Видно, что повышение температуры приводит к степенному уменьшению $\langle \Delta G^2_{\mathrm{mes}} \rangle^{1/2}$.

Обсудим описанные выше результаты на основе модели двумерной сетки проводников, существование которой в изучаемой системе было предполо-

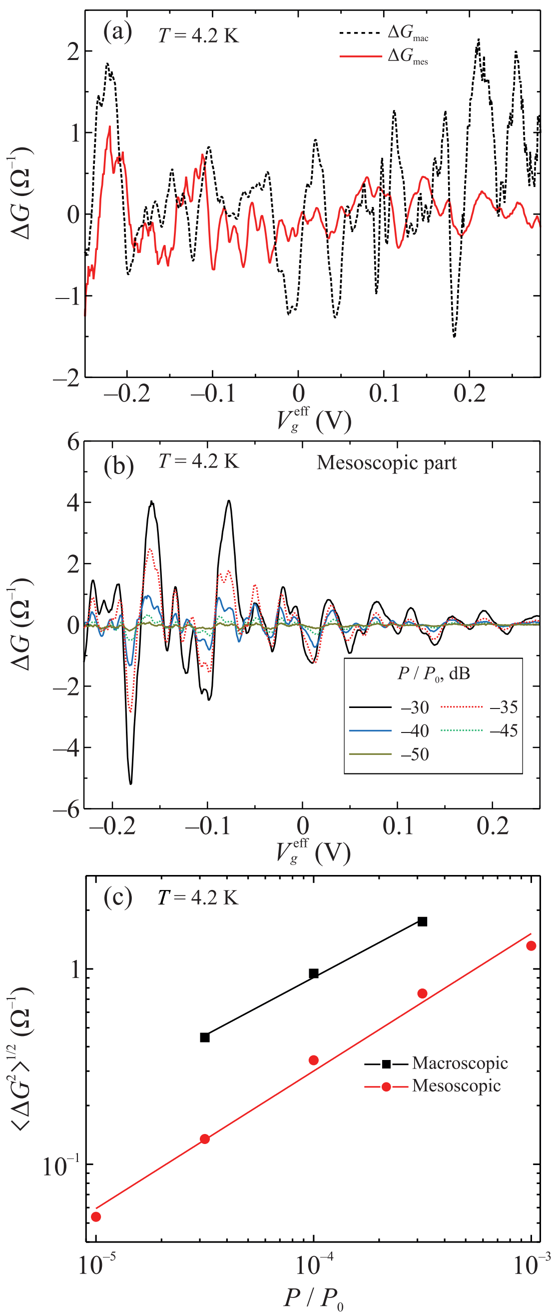

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость СВЧ-ФП $\Delta G(V_g^{\mathrm{eff}})$ для макроскопической (пунктирная линия) и мезоскопической (сплошная линия) частей образца; (b) – зависимость СВЧ-ФП $\Delta G_{\mathrm{mes}}(V_g)$ при разных значениях СВЧ-мощности P/P_0 (максимальная выходная мощность генератора $P_0 = 0.1$ Вт) для мезоскопической части образца; (c) – зависимости средней амплитуды флуктуаций фотопроводимости от СВЧ-мощности P/P_0 для макроскопической (квадратики) и мезоскопической (кружочки) частей образца. Сплошные линии – аппроксимирующие степенные зависимости

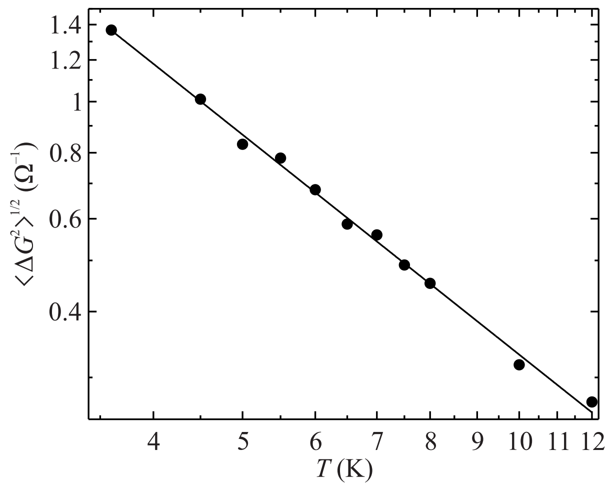

Рис. 3. Зависимость средней амплитуды флуктуаций СВЧ-фотопроводимости мезоскопической части образца от температуры T. Черные кружочки – измеренные значения, сплошная линия – аппроксимирующая зависимость $a \cdot T^b$, $a \approx 0.008$, $b \approx -1.39$

жено в работах [9, 10] и подтверждено экспериментально в [11]. Эта модель представляет собой перколяционную сетку геликоидальных краевых токовых состояний, в которых благодаря топологической защите запрещено обратное рассеяние, движение электрона является баллистическим. Тогда полная проводимость сетки и, соответственно, бесщелевой системы ДФ будет порядка $\sigma \approx e^2/h$, что и наблюдается в эксперименте [11]. Природа обнаруженной флуктуирующей микроволновой ФП также связана с обсуждаемой перколяционной сеткой, которая состоит из замкнутых кольцевых (не достигающих контактов) одномерных траекторий и открытых (достигающих контактов) таких же траекторий, число которых и определяет σ (рис. 4). Однако, в отличие от статической проводимости микроволновый отклик может быть вызван не только воздействием на открытые, но и на закрытые траектории, так как поглощение микроволнового излучения возможно электронами, двигающимися по обеим разновидностям траекторий. Следовательно, ФП может формироваться и электронами, двигающимся по замкнутым траекториям. Тогда ее флуктуации могут быть вызваны сильной неоднородностью вблизи порога протекания и связаны как с поглощением микроволнового излучения, так и с изменением локальных кондактансов.

Перейдем теперь к теоретическому описанию описанной выше картины поведения микроволновой ФП. Исходный гамильтониан системы имеет следующий вид:

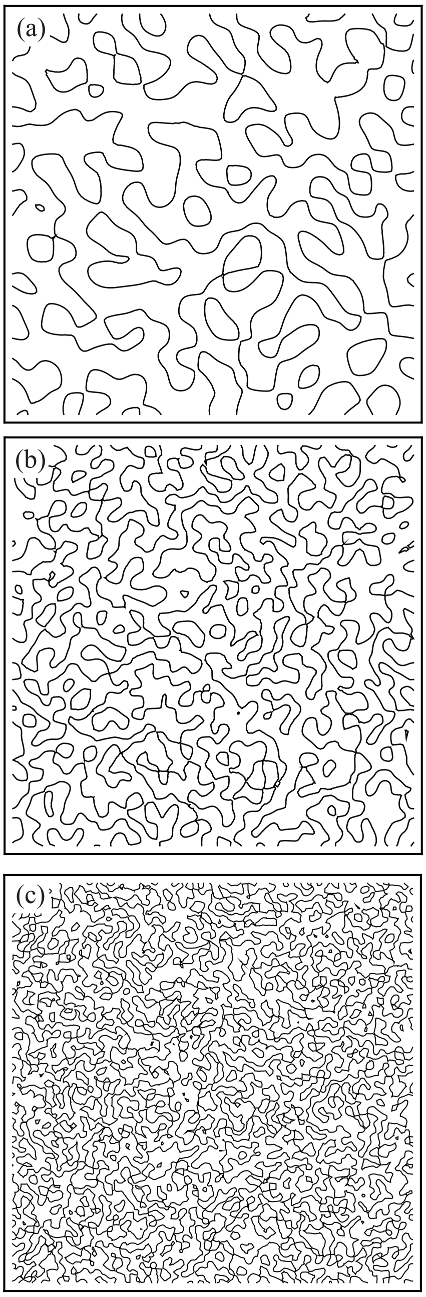

Рис. 4. Фрактальная структура краевых состояний вблизи порога перколяции. Краевые состояния образуются в окрестности линий уровня $\Delta(\mathbf{r}) = 0$, покрывающих весь образец. Панели (a), (b) и (c) соответствуют последовательному двукратному уменьшению параметра a

$$H = \begin{pmatrix} \Delta(\mathbf{r})/2 & v(p_x - ip_y) \\ v(p_x + ip_y) & -\Delta(\mathbf{r})/2 \end{pmatrix}.$$

Здесь $\Delta(\mathbf{r})$ – пространственно-зависящая щель, имеющая переменный знак, $\mathbf{p}$ – оператор импульса, v — скорость.

Рассмотрим сначала прямолинейный край $x = 0$, $\Delta(\mathbf{r}) = \Delta_0 \tanh(x/\zeta)$. Здесь ζ – ширина перехода. В таком случае энергии краевых состояний равны $\varepsilon_n(p) = \pm\sqrt{\epsilon_n^2 + v^2p^2}$, где $\epsilon_n^2 = 2n\zeta - n^2\zeta^2$, $n < \zeta/2$, p – импульс вдоль края [9, 10]. Состояния с $n = 0$ являются топологически защищенными, остальные нет. После проектирования на краевые состояния, гамильтониан приобретает диагональный вид с элементами $\varepsilon_n(p) = \pm\sqrt{\epsilon_n^2 + v^2p^2}$.

В системе со случайным $\Delta(\mathbf{r})$ краевые состояния образуются вдоль линий с нулевой щелью $\Delta(\mathbf{r}) = 0$. Бесщелевые линии могут быть открытыми и замкнутыми. На замкнутой бесщелевой линии длины l импульс квантуется, $p_j = j/l$, где j – целое. Если ζ велико, то заселены только состояния, удовлетворяющие неравенству $|\mu| < \epsilon_n$. При $n = 0$ они образуют однозонную квантовую, а при большом n – почти классическую проволоку. Мы будем полагать, что реализуется первый случай.

Рассмотрим слой HgTe вблизи критической толщины $w \approx w_c = 6.3$ нм, когда средняя щель обращается в ноль в рамках теории перколяции. Разлагая Δ по $w - w_c$, имеем $\Delta = C(w - w_c)$. Параметр $w - w_c$ играет роль параметра близости перколяции к порогу. Среднеквадратичная флуктуация $\Delta(\mathbf{r})$ характеризуется планарным масштабом a, заменяющим ζ, и размахом Δ_0. Известно, что в двумерном случае все линии уровня случайной функции замкнуты, за исключением единственной. Таким образом, задача сводится к описанию свойств линий уровня $\Delta(\mathbf{r}) = \mu$. Такая линия уровня окружает кластеры (см. рис. 4), где $\Delta(\mathbf{r}) < 0$ или $\Delta(\mathbf{r}) > 0$. Кластеры можно охарактеризовать числом узлов в них s, которое совпадает с площадью кластера, деленной на элемент площади a^2. Средняя доля кластеров n_s с s узлами при $s \gg 1$ ведет себя как $n_s \propto s^{-\tau}$, где $\tau \approx 181/91$ при $s < s_c$, и экспоненциально убывает при $s > s_c$, где s_c – критическое число узлов, определяемое расстоянием до порога $s_c \sim \left(\frac{w_c}{w - w_c}\right)^{\tilde{\sigma}}$, $\tilde{\sigma} = 36/91$ [13]. Средний планарный радиус кластера связан с числом узлов соотношением $L_s \sim as^{d_f}$, где $d_f = 91/48$ [13]. Периметр кластера, определяющий спектр замкнутых краевых состояний, определяется фрактальной размерностью периметра $d_h = 1.78$. В конечном образце размера $L \times L$ размер нужно сравнивать с корреляционной длиной $L_c \sim a\left(\frac{w - w_c}{w_c}\right)^{-\nu}$, $\nu = 4/3$. При $L \gg L_c$ система ведет себя как макроскопическая, при $L \ll L_c$ – отклики испытывают флуктуации порядка среднего значения. Структура краевых состояний при $L \ll L_c$ самоподобна, фрактальна.

Поглощение микроволнового излучения на краевом состоянии отсутствует для прямолинейного края. Напротив, искривленные краевые состояния с линейным спектром способны поглощать свет. Если частота света меньше расстояний до следующих подзон или они отсутствуют, поглощение однородного электромагнитного поля описывается гамильтонианом взаимодействия $H_{\rm int} = (ev/c)\mathbf{A}\mathbf{t}(\eta)$, где $\mathbf{A} = \mathbf{E}/i\omega$ – вектор-потенциал внешнего электромагнитного поля, $\mathbf{E}$ и ω – величина и частота электрического поля, $\mathbf{t}(\eta)$ – орт вдоль края в точке η.

Продольная часть волновой функции в точке с криволинейной координатой η вдоль края с длиной (периметром) P есть $|p>= \frac{1}{\sqrt{P}}e^{ip\eta}$. Для замкнутых краевых состояний число переходов между ними под действием поля за единицу времени равно:

$$W = 4\pi\left(\frac{S}{a^2}\right)\sum_{p,p',\sigma=\pm1,s}|Z|^2 n_s f(\sigma vp')(1-f(\sigma vp))\,\delta(v\sigma(p-p')-w),$$

где S площадь системы, $f(\varepsilon)$ – функция Ферми, $\sigma = \pm 1$ нумерует ветви спектра,

$$Z = \frac{ve}{iwP_s}\oint d\eta \mathbf{E}\mathbf{t}(\eta)e^{i(p-p')\eta}, \tag{1}$$

интеграл берется по периметру кластера P_s. Мы пренебрегли переходами между ветвями из-за их топологической защищенности.

Интеграл в (1) определяется фрактальной размерностью периметра. Его можно оценить с помощью периметра, измеряемого элементом длины $\pi/|p-p'|$. Считая такие элементы, числом $P_s|p-p'|/\pi$, независимо скоррелированными величинами $\sim \pm 1$, получим

$$Z \sim \frac{eEv}{\omega c}\left(\frac{v}{i\omega P_s}\right)^{1/2} \sim \frac{eEv}{\omega}\left(\frac{v}{i\omega a}\right)^{1/2} s^{-d_h/2d_f}.$$

При температуре $T = 0$ в результате получаем ФП

$$G(\omega) = \frac{W}{E^2\omega S} = \frac{8\pi e^2 v}{\omega^2 a^3}\sum_{s_{\min}}^{s_{\max}} n_s s^{-d_h/d_f} = \frac{8\pi e^2 v}{\omega^2 a^3}\sum_{s_{\min}}^{s_{\max}} s^{-d_h/d_f-\tau}.$$

Минимальное и максимальное значения s определяются частотой. Величина $s_{\min}$ диктуется условием, что частота больше расстояния между уровнями, откуда следует $s_{\min} = \left(\frac{a\omega}{2\pi v}\right)^{d_f/d_h}$. Величина $s_{\max}$ определяется ограничениями на размер кластера, связанными с размерами системы и величиной s_c, определяемой близостью к порогу перколяции

$$s_{\max} = \min\left\{\left(\frac{L}{a}\right)^{d_f}, \left(\frac{w_c}{w-w_c}\right)^{\tilde{\sigma}}\right\}.$$

Поскольку $\tau + d_h/d_f > 1$, сумма определяется нижним пределом,

$$\sum_{s_{\min}}^{s_{\max}} s^{-d_h/d_f-\tau} \approx \frac{s_{\min}^q}{q} = \frac{1}{q}\left(\frac{a\omega}{2\pi v}\right)^{(\tau-1)d_f/d_h+1}, \tag{2}$$

$q = \tau + d_h/d_f - 1 \approx 1.93, \quad (\tau-1)d_f/d_h + 1 \approx 2.05.$

Вблизи порога перколяции $w \to w_c$, высокочастотный кондактанс и его флуктуации перестают зависеть от размера образца

$$\delta G(\omega) \sim G(\omega) \approx \frac{e^2}{\hbar}\frac{2\varepsilon_F}{\pi\hbar\omega}\left(\frac{2\pi a\omega}{v}\right)^{d_h}\frac{1}{qd_f}\left(\frac{w_c}{w-w_c}\right)^{\tilde{\sigma}}. \tag{3}$$

Так как размер типичных кластеров соизмерим с размером системы, флуктуации фотокондактанса становятся порядка среднего фотокондактанса. Вдали от порога формула (3) дает относительно слабый рост флуктуаций кондактанса с увеличением размера системы $(L/a)^q$, наблюдающийся в эксперименте. Это можно связать с переходом между двумя режимами в формуле (2).

Некоторые выводы можно также сделать, исходя из зависимости сопротивления системы ρ от размеров образца и наличия флуктуаций ρ в мезоскопических образцах. Величина ρ как в мезоскопической, так и в макроскопической части в максимуме соизмерима с квантом сопротивления, что согласуется с моделью проводимости по краевым состояниям. Изменение кондактанса под действием микроволнового излучения выявляет флуктуации и делает их заметными и в макроскопическом образце. Формально, это соответствует нелинейной связи тока с напряжением $J \sim G_0 U + G_3 U^3 + ...$ Рассматривая потенциал в виде $U = U_0 + U_1 \cos\omega t$ и проводя усреднение второго слагаемого по времени, получим микроволновые поправки $3G_3U_1^2/2$ к статическому кондактансу G_0, пропорциональные микроволновой интенсивности. Поскольку знак нелинейной поправки G_3 произволен, она может давать произвольный знак флуктуаций полного кондактанса.

Вообще говоря, флуктуационный характер фотокондактанса свидетельствует о влиянии на него некоторых микроскопических вкладов. В рамках нашей модели предполагается, что роль таких вкладов играют узкие места для переходов между краевыми состояниями. Этому соответствует эквивалентная электрическая схема рис. 5. Эффективную нелинейную поправку можно получить в модели Дыхне [14, 15] системы из случайной двумерной смеси проводимостей σ_1 и σ_2 с равными концентрациями, величина

$$\langle \mathbf{E}^2 \rangle = \langle \mathbf{E} \rangle^2 \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\sqrt{\sigma_1 \sigma_2}}$$

[14, 15] расходится при $\sigma_1 \to 0$, $\sigma_2 \neq 0$. Эта расходимость демонстрирует большой вклад в ФП узких мест для переходов между краевыми состояниями.

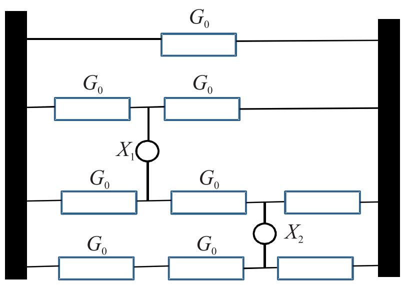

Рис. 5. (Цветной онлайн) Эквивалентная схема сетки краевых состояний. Все краевые состояния имеют кондактансы G_0. Некоторые из них содержат слабые нелинейные связи с другими X_n. Общий кондактанс имеет порядок G_0. Знак нелинейных поправок произволен, что определяет знакопеременный характер фотокодактанса

В заключение обсудим поведение микроволновой ФП при изменении температуры. Как видно из эксперимента (рис. 3), рост температуры приводит к уменьшению ее флуктуаций, т.е. и отрицательная, и положительная ФП подавляются. Это можно объяснить с точки зрения влияния температуры на краевой кондактанс через подавление когерентных процессов. Гипотетическое объяснение состоит в рассмотрении флуктуаций мгновенной структуры краевой сетки. Путешествие электрона по сетке происходит с перемыканием линий уровня. В результате становится возможным переход с одной линии уровня на другую с той же энергией. Этому способствует извилистость линий уровня, благодаря которой разные линии уровня близко подходят друг к другу. Перемыкание восстанавливает настоящую диффузию по всему пространству, а не только по заданной линии уровня. Эта картина может быть описана при помощи зависящей не только от координаты, но и от времени функции $\Delta(\mathbf{r}, t) = \Delta(\mathbf{r}) + \kappa \nabla \mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$, где $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ – акустическая деформация. Электрон быстро движется по линии уровня, которая медленно деформируется, за счет чего линии уровня перемыкаются.

В области низких температур температурная зависимость флуктуаций кондактанса связана с наличием сбоя фазы на краевом состоянии. Длина периметра краевых состояний в блоках, из которых состоит проводящая цепочка, ограничивается длиной фазовой когерентности l_ϕ. Рассмотрим порог перколяции. Каждый из блоков, размером порядка $l_2 = a(l_\phi/a)^{1/d_f}$, в котором длина края достигает l_ϕ, превращается в отдельное сопротивление, включенное последовательно-параллельно в общую сеть. Величина такого сопротивления порядка h/e^2. Флуктуации величины каждого сопротивления имеют такой же порядок. При последовательном включении сопротивления складываются, поэтому сопротивление $\sim L/l_2\ h/e^2$, а флуктуация сопротивления $\sim \sqrt{L/l_2}\ h/e^2$. При параллельном соединении складываются проводимости и флуктуации кондактанса равны $\sqrt{L/l_2}\ e^2/h$. В обоих случаях $\delta G/\langle G \rangle \sim \sqrt{l_2/L}$. Если $l_\phi = l_0(T_0/T)^2$, это дает степенную зависимость $\delta G/\langle G \rangle \propto l_\phi^{1/2d_f} \propto T^{-1/d_f}$. Полученная зависимость качественно согласуется с экспериментальной (см. рис. 3), т.е. амплитуда ФП падает с ростом температуры по степенному закону, но с показателем степени, отличным от найденного экспериментально.

Таким образом, в данной работе сообщается о наблюдении микроволновой ФП системы бесщелевых ДФ в HgTe квантовых ямах критической толщины, флуктуирующей при изменении затворного напряжения с амплитудой, растущей с увеличением размеров проводника и при уменьшении температуры. Предложена теоретическая модель обнаруженной ФП, основанная на предположении о том, что указанная система представляет собой перколяционную сетку геликоидальных токовых состояний, микроволновая ФП которой слабо растет при увеличении размеров в силу фрактального характера указанной сетки.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда # 23-72-30003, https://rscf.ru/project/23-72-30003/.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. B. Büttner, C. X. Liu, G. Tkachov, E. G. Novik, C. Brüne, H. Buhmann, E. M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S. C. Zhang and L. W. Molenkamp, Nature Phys. **7**, 418 (2011).

2. Z. D. Kvon, S. N. Danilov, D. A. Kozlov, C. Zoth, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretskii, and S. D. Ganichev, JETP Lett. **94**, 816 (2011).

3. G. Tkachev, C. Thienel, V. Pinneker, B. Büttner, C. Brüne, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, and E.M. Hankiewicz, Phys. Rev. Lett. **106**, 076802 (2011).
4. D.A. Kozlov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, and S.A. Dvoretskii, JETP Lett. **96**, 730 (2012).
5. C. Zoth, P. Olbrich, P. Vierling, K.-M. Dantscher, V.V. Bel'kov, M.A. Semina, M.M. Glazov, L.E. Golub, D.A. Kozlov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretsky, and S.D. Ganichev, Phys. Rev. B **90**, 205415 (2014).
6. D.A. Kozlov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, JETP Lett. **100**, 724 (2014).
7. A.M. Shuvaev, V. Dziom, N.N. Mikhailov, Z.D. Kvon, Y. Shao, D.N. Basov, and A. Pimenov, Phys. Rev. B **96**, 155434 (2017).
8. A. Shuvaev, V. Dziom, J. Gospodariĉ, E.G. Novik, A.A. Dobretsova, N.N. Mikhailov, Z.D. Kvon, and A. Pimenov, Nanomaterials **12**, 2492 (2022).
9. M.M. Mahmoodian and M.V. Entin, Phys. Status Solidi b **256**, 1800652 (2019).
10. M.M. Mahmoodian and M.V. Entin, Phys. Rev. B **101**, 125415 (2020).
11. G.M. Gusev, Z.D. Kvon, D.A Kozlov, E.B. Olshanetsky, M.V. Entin, N.N. Mikhailov, 2D Mater. **9**, 015021 (2022).
12. B.L. Al'tshuler and D.E. Khmel'nitskii, JETP Lett. **42**, 359 (1985).
13. D. Stauffer and A. Aharony, *Introduction to Percolation Theory*, 2nd revised edition, Taylor & Francis, London (2003), p. 52.
14. A.M. Dykhne, Soviet Physics JETP **32**, 63 (1971).
15. M.V. Entin, Semiconductors **31**, 829 (1997).