

Емкостная спектроскопия системы бесщелевых дираковских фермионов в HgTe квантовой яме

Д. А. Козлов^{+*1)}, М. Л. Савченко^{+*}, Й. Зиглер^{×2)}, З. Д. Квон^{+*}, Н. Н. Михайлов⁺, С. А. Дворецкий⁺,
Д. Вайс^{×2)}

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

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

[×]Experimental and Applied Physics, University of Regensburg, D-93040 Regensburg, Germany

Поступила в редакцию 7 ноября 2016 г.

В данной работе с помощью емкостных измерений впервые получена информация о плотности состояний двумерных дираковских фермионов в квантовой яме HgTe с толщиной 6.6 нм, соответствующей переходу от прямого к инвертированному спектру. Обнаружено, что плотность состояний дираковских электронов линейно зависит от энергии Ферми при $E_F > 30$ мэВ с соответствующей скоростью $v_{DF} = 8.2 \cdot 10^5$ м/с. При меньших энергиях наблюдается отклонение от линейного закона, свидетельствующее о сильном влиянии беспорядка, связанного с флуктуациями встроенного заряда, на плотность состояний исследуемой системы вблизи дираковской точки. При отрицательных энергиях наблюдается резкий рост плотности состояний, связанный с хвостом плотности состояний долин тяжелых дырок. Описанное поведение согласуется с предложенной моделью, учитывающей как особенности реального спектра дираковских фермионов, так и влияние флуктуационного потенциала.

DOI: 10.7868/S0370274X16240085

Система бесщелевых однодолинных двумерных дираковских фермионов (ДФ), реализуемая в HgTe квантовых ямах с критической толщиной d_c ($d_c = 6.3\text{--}6.6$ нм в зависимости от ориентации ямы и величины деформации в ней [1]), соответствующей переходу от прямого к инвертированному спектру, стала к настоящему времени предметом интенсивного исследования. В ней изучены магнитотранспорт как в слабых магнитных полях [2–5], так и в режиме квантового эффекта Холла [2, 6, 7], наблюдался циклотронный резонанс в пропускании, фотопроводимости и фототоках [8–10], а в недавней работе [11] обнаружено наиболее ярко выраженное квантование фарадеевского вращения в единицах постоянной тонкой структуры. Все указанные работы позволили как установить отсутствие энергетической щели в спектре ДФ, так и продемонстрировать целый ряд особенностей, свидетельствующих о линейности спектра дираковских электронов в широком диапазоне энергий, а также о сильном влиянии долин тяжелых дырок, расположенных на 10–20 мэВ ниже дираковской точки. Наконец, благодаря подробным транспортным измерениям, были получены первые свиде-

тельства существования нулевого уровня Ландау [6]. Однако, несмотря на перечисленные выше работы в настоящий момент отсутствует какое-либо систематическое изучение наиболее важной характеристики, напрямую связанной с энергетическим спектром системы – плотности состояний. В недавней работе [12] получены экспериментальные данные о плотности состояний в квантовой яме субкритической толщины $d = 6.3$ нм, однако анализ полученных данных является поверхностным. В данном исследовании представлены зависимости плотности состояний системы ДФ от энергии Ферми, полученные с помощью емкостных измерений, и проведен анализ факторов, влияющих на плотность состояний в дираковской точке.

В работе были исследованы квантовые ямы на основе HgTe с поверхностной ориентацией (013) и заданной толщиной 6.6 нм, выращенные с помощью технологии молекулярно-лучевой эпитаксии. Для одновременного измерения транспортного и емкостного отклика на основе указанных ям были изготовлены оснащенные TiAu-затвором холловские транзисторы с длиной центральной части 450 мкм и шириной 50 мкм. В работе представлены результаты исследований двух типов образцов с различными подзатворными диэлектриками: первый тип образцов

¹⁾e-mail: dimko@isp.nsc.ru

²⁾J. Ziegler, D. Weiss

обладал 80 нм слоем Al_2O_3 , выращенным по технологии атомно-слоевого осаждения при температуре 80°C , в то время как на образцах второго типа были выращены низкотемпературные (температура роста 100°C) слои оксида (SiO_2) и нитрида (Si_3N_4) кремния толщинами 100 и 200 нм соответственно. Схематический разрез готовых образцов показан на рис. 1а. Транспортные измерения изготовленных таким об-

разца числа носителей заряда n , индуцированных в яму затворным напряжением V_g : для образцов, имеющих диэлектрик Al_2O_3 , она составляет $\alpha_{\text{Al}_2\text{O}_3} \approx 2.085 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}/\text{В}$, в то время как для второго типа образцов, оснащенных диэлектриком на основе SiO_2 и Si_3N_4 , скорость заполнения меньше в ≈ 2.5 раза и составляет $\alpha_{\text{SiO}_2} \approx 8.85 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}/\text{В}$. На рис. 1б, с показаны зависимости удельного сопротивления ρ_{xx} и емкости C описанных структур от n . Хорошо видно, что зависимости $\rho_{xx}(n)$ для обоих образцов выглядят одинаковым образом: максимум ρ_{xx} находится вблизи нуля n , а сама кривая имеет симметричный вид в окрестностях этой точки. Значение сопротивления в максимуме составляет $\rho_{xx}^{\text{max}} = 10\text{--}12 \text{ кОм}$, т.е. меньше h/e^2 , что согласуется с предыдущими исследованиями [4, 6]. Отметим, что максимальная подвижность электронов превышала $10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, что свидетельствует о хорошем качестве квантовой ямы.

Измеренные зависимости емкости $C(n)$ для обоих образцов представлены на рис. 1с, в соответствующем масштабе по вертикали они практически идентичны. В отличие от зависимостей $\rho_{xx}(n)$, где положение максимума совпадало с точкой зарядовой нейтральности, для обоих типов образцов наблюдается сдвиг положения минимума емкости в область небольших положительных n . Этот сдвиг, по-видимому, связан с влиянием затухающего хвоста плотности состояний тяжелых дырок на измеряемую емкость в окрестностях дираковской точки (см. ниже), в то время как вклад тяжелых дырок в транспорт в этой же области оказывается пренебрежимо малым из-за их низкой подвижности. Справа от этой точки наблюдается плавный и монотонный рост C , в то время как слева от минимума кривая демонстрирует существенно более резкий рост, переходящий в насыщение при $n < -10^{11} \text{ см}^{-2}$, отсутствующее в электронной области при всех приложенных затворных напряжениях.

Удельная емкость системы равна произведению скорости заполнения α , наиболее точно определяемой из транспортных измерений, на элементарный заряд e и составляет $C_{\text{specific}} \approx 334(142) \text{ пФ}/\text{мм}^2$ для первого (второго) типа образцов соответственно. В свою очередь, полная емкость равна произведению подзатворной площади S на удельную. Проведя обратное действие, можно получить площади исследуемых образцов, которые оказались равными $S_1 \approx 0.076 \text{ мм}^2$ и $S_2 \approx 0.54 \text{ мм}^2$, что соответствует геометрическим оценкам.

Для количественного анализа описанного поведения $C(n)$ и извлечения информации о плотности состояний D в исследуемой системе удобно исполь-

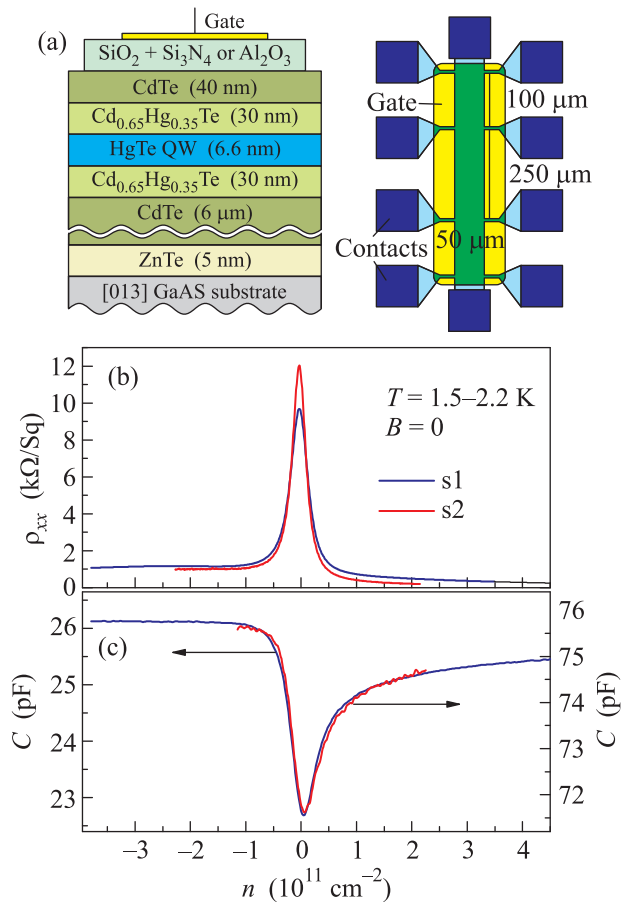


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Поперечный разрез исследованной гетероструктуры, а также схематическое изображение холлового мостика. Зависимости удельного сопротивления ρ_{xx} (б) и емкости C (с) от концентрации носителей в системе n для образцов с диэлектрическими слоями из Al_2O_3 (s1) и $\text{SiO}_2 + \text{Si}_3\text{N}_4$ (s2)

разом структур проводились при температурах $0.18\text{--}10 \text{ К}$ и в магнитных полях до 1 Тл с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования на частотах $6\text{--}12 \text{ Гц}$ и при величинах измерительного тока через образец $1\text{--}10 \text{ нА}$, исключающих эффекты разогрева. Емкостные эксперименты были выполнены в диапазоне частот $10\text{--}128 \text{ Гц}$.

Использование различных диэлектрических слоев приводит к различной скорости $\alpha = dn/dV_g$ изме-

зовать эквивалентную схему образца, изображенную на рис. 2а. В соответствии с этой схемой измеряемая

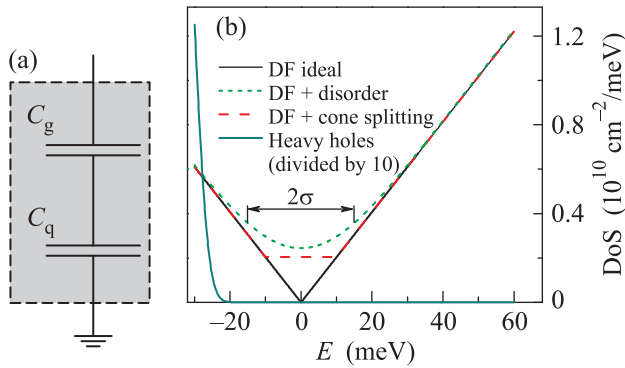


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Эквивалентная схема образца при емкостных измерениях. (б) – Расчетные зависимости плотности состояний системы. Черная сплошная кривая соответствует случаю идеальной системы двумерных безмассовых ДФ. Красная пунктирная кривая соответствует расчету [15], учитывающему атомную структуры интерфейсов HgTe-CdHgTe. Мелкий пунктир зеленого цвета соответствует системе идеальных ДФ при учете флуктуационного потенциала с параметром $\sigma_{DF} = 15$ мэВ. В левой части графика сплошной кривой синего цвета представлена уменьшенная по вертикали в 10 раз плотность состояний тяжелых дырок, полученная с учетом неоднородного уширения с параметром $\sigma_{HH} = 3$ мэВ

емкость образца определяется последовательным соединением геометрической емкости C_g , отражающей падение электрического потенциала в диэлектрическом слое, и квантовой емкости C_q , отражающей изменение электрохимического потенциала в квантовой яме, т.е. [13, 14]:

$$1/C = 1/C_g + 1/C_q. \quad (1)$$

Геометрическая емкость определяется из учета всех диэлектрических слоев, расположенных между затвором и квантовой ямой, каждый из которых имеет толщину d_i и диэлектрическую постоянную ϵ_i , а также с учетом падения электрического потенциала внутри квантовой ямы:

$$S/C_g = \sum_i \frac{d_i}{\epsilon_i \epsilon_0} + \gamma \frac{d_{QW}}{\epsilon_{QW} \epsilon_0}, \quad (2)$$

где S – площадь образца, ϵ_{QW} – диэлектрическая постоянная слоя HgTe, d_{QW} – расстояние от границы квантовой ямы до среднего положения носителей в яме, а γ – численный коэффициент порядка 1, характеризующий нелинейное падение электрического потенциала в яме за счет экранирования носителями.

Выражение для квантовой емкости имеет более простой вид: $C_q = Se^2(dn/dE_F)$ (e – заряд электрона), квантовая емкость прямо пропорциональна плотности состояний.

Перед тем, как перейти непосредственно к сравнению экспериментальных данных с предложенной теоретической моделью, проанализируем поведение плотности состояний в дираковской точке. Впервые энергетический спектр HgTe-ям с критической толщиной был рассчитан в работе [2], где было показано, что он представляет собой дираковский конус в центре зоны Бриллюэна, причем электронная часть спектра характеризуется линейным законом дисперсии $E = \pm p_F v_{DF}$, где $v_{DF} \approx 7 \cdot 10^5$ м/с – скорость ДФ [8, 9]. Косвенно наличие такого закона дисперсии было подтверждено в работах [3, 4, 8, 9]. Соответствующая плотность состояний также линейно зависит от энергии $D_0 = |E_F|/(\pi \hbar^2 v_{DF}^2)$ и представлена на рис. 2б (сплошная кривая черного цвета). В рамках этой модели в дираковской точке плотность состояний падает до нуля, что, согласно выражению (1), должно приводить и к нулевой измеряемой емкости. Это предсказание противоречит экспериментальным зависимостям $C(n)$ (рис. 1с). Аналогичная ситуация вблизи дираковской точки наблюдается и в графене [16]. Очевидно, что на самом деле плотность состояний в дираковской точке падает не до нуля, а опускается лишь до некоторого значения. Это происходит по двум известным основным причинам. Первой из них является беспорядок, возникающий из-за флуктуаций встроенного заряда в квантовой яме и в ее окрестностях, приводящих к возникновению случайного потенциала. Этот флуктуационный потенциал приводит к тому, что в точке зарядовой нейтральности в образце сосуществуют как области нулевой концентрации (в которых уровень Ферми пересекает дираковскую точку), так и с конечным числом электронов и дырок. При усреднении по образцу вклад всех областей в плотность состояний суммируется и, таким образом, благодаря случайному потенциалу всегда находятся области с ненулевой плотностью состояний. Феноменологически влияние неоднородностей такого типа на плотность состояний может быть учтено с помощью введения плотности вероятности по энергии, описываемой распределением Гаусса $\rho(\Delta, \sigma) = \exp(-\Delta^2/2\sigma^2)/\sqrt{2\pi}\sigma$, где Δ – отклонение от средней энергии, σ – характерная неоднородность, а $\int_{-\infty}^{\infty} \rho(\Delta, \sigma) d\Delta = 1$. Тогда результирующая полная плотность состояний определяется выражением

$$D_{DF}(E) = \int_{-\infty}^{\infty} D_0(E - \Delta) \rho(\Delta, \sigma) d\Delta. \quad (3)$$

Результат такого расчета $D_{DF}(E)$ для параметра $\sigma = 15$ мэВ представлен мелкой пунктирной линией зеленого цвета на рис. 2б. Как видно, учет одного только зарядового беспорядка уже приводит к качественно правильному поведению $D(E)$ в окрестностях дираковской точки.

Вторая фундаментальная причина, препятствующая уменьшению $D(E)$ до нуля, специфична для квантовой ямы HgTe и связана с отсутствием центра инверсии в ней. Как показано недавними расчетами [15], учет атомной структуры интерфейсов HgTe-CdHgTe на границе ямы приводит к расщеплению изначально двукратно вырожденных дираковских конусов на 10–15 мэВ и снятию спинового вырождения даже в нулевом магнитном поле. Рассчитанная в соответствии с этой моделью плотность состояний представлена красной пунктирной кривой на рис. 2б. Расщепление дираковских конусов и беспорядок в системе приводят к одному и тому же результату – росту D в дираковской точке, а полученные зависимости $D(E)$ отличаются лишь деталями. Для определения точного выражения зависимости $D(E)$ необходимо учесть влияние беспорядка на уже расщепленные дираковские конуса, однако очевидно, что результирующая кривая может приблизительно описываться формулой (3), с одним параметром размерности энергии σ_{DF} , учитывающим и беспорядок, и расщепление.

Таблица 1. Значения извлеченных из подгонки параметров

Параметр	s1	s2
v_{DF} , м/с	$8.0 \cdot 10^5$ ($0.00268 \cdot c_0$)	$8.4 \cdot 10^5$ ($0.00281 \cdot c_0$)
σ_{DF} , мэВ	15.9	20.0
σ_{HH} , мэВ	5.1	5.9
E_{HH} , мэВ	30.0	30.6

В соответствии с этой моделью представленная в формуле (3) зависимость $D_{DF}(E)$ использовалась для расчета полной емкости образца в электронной части спектра, т.е. справа от минимума $C(V_g)$. Результаты подгонки теоретической (Fit) зависимости к экспериментальным данным (Exp) изображены на рис. 3а, а значения извлеченных параметров представлены в табл. 1. Подгоночными параметрами при этом являлись C_g^R (геометрическая емкость справа от дираковской точки), v_{DF} (скорость дираковских фермионов), а также σ_{DF} (параметр беспорядка в окрестностях дираковской точки). Видно, что теоретические зависимости хорошо описывают экспериментальные данные во всем диапазоне положительных концентраций, а извлеченные из подгонки пара-

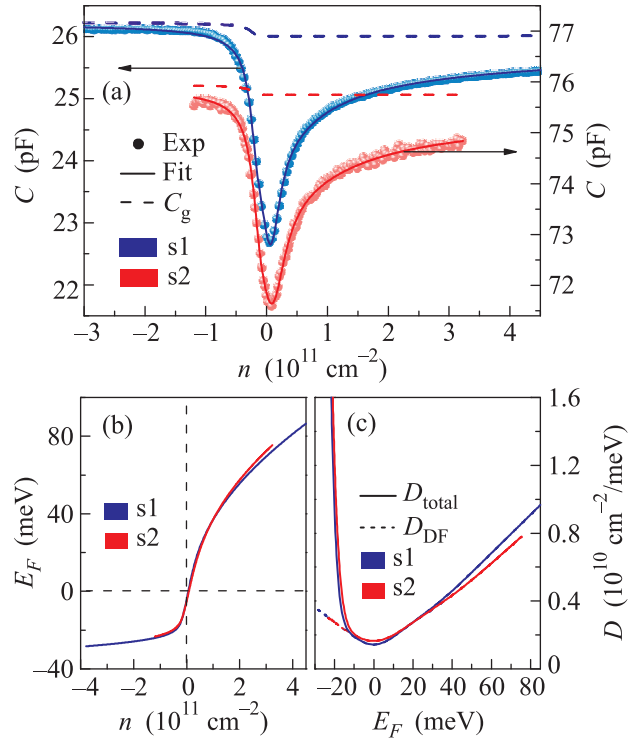


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Экспериментальные и теоретические зависимости $C(n)$ для обоих образцов. Точки – экспериментальные зависимости, сплошные линии – подгоночные кривые, пунктирные линии – геометрические емкости. Подгоночные кривые построены в рамках линейного закона дисперсии с учетом неоднородностей, вызванных случайным потенциалом, а также с учетом долин тяжелых дырок. (б) и (с) – Зависимости энергии Ферми от концентрации носителей $E_F(n)$ (б) и плотности состояний (полная D_{total} и частичная для ДФ D_{DF}) от энергии Ферми $D(E_F)$ (с), построенные по параметрам, извлеченным в ходе подгонки кривых на (а). Синему цвету соответствуют данные для образцов первого типа (s1), а красному – для второго (s2)

метры оказались достаточно близки для двух типов образцов. Рассчитанные по полученным параметрам зависимости энергии Ферми от концентрации носителей $E_F(n)$ и плотности состояний от энергии Ферми $D(E_F)$ представлены на рис. 3б и с соответственно. При энергиях $E_F > 30$ –40 мэВ, что соответствует $2\sigma_{DF}$, наблюдается линейная зависимость плотности состояний от энергии. Наклон линейной части определяется скоростью дираковских электронов, равной в данном случае $v_{DF} \approx 8.2 \cdot 10^5$ м/с, что немного превышает значения, полученные из расчета [1, 2] и экспериментов по циклотронному резонансу [8, 9]. При $E_F < 30$ мэВ плотность состояний отклоняется от линейного хода и вблизи дираковской точки

она оказывается заметно выше значения, предсказанного в [15], что указывает на существенное влияние беспорядка в системе, превышающего возможное расщепление дираковских конусов. Отметим, что по этой причине по приведенным данным нельзя сделать однозначный вывод о наличии или отсутствии этого расщепления. Прояснить ситуацию могут лишь дальнейшие эксперименты в магнитном поле, аналогичные [17], и сравнение полученных результатов с теорией [18]. При этом экспериментальное изучение более тонких эффектов взаимодействия, предсказанных в недавней работе [19], на имеющихся структурах не представляется возможным.

Перейдем к анализу зависимости $C(V_g)$ слева от дираковской точки. В этой области при движении в валентную зону наблюдается резкий рост емкости, свидетельствующий о близости долин тяжелых дырок. Точное значение эффективной массы тяжелых дырок $m_{\text{НН}}$ на данный момент неизвестно, поскольку стандартный $(k \cdot p)$ -метод дает существенную погрешность при расчете валентной зоны [12, 20]. Из эксперимента [6] известно, что плотность состояний тяжелых дырок, равная $D_{\text{НН}} = g_s g_v m_{\text{НН}} / 2\pi\hbar^2$, превышает $D_{\text{ДФ}}$ как минимум на порядок, поэтому существенный вклад в плотность состояний начинают оказывать даже хвосты плотности состояний $D_{\text{НН}}$, возникающие за счет флуктуаций заряда и толщины ямы. По аналогии с формулой (3), учет размытия плотности состояний тяжелых дырок может быть достигнут путем введением плотности вероятности распределения по энергии, описываемой распределением Гаусса с новым параметром $\sigma_{\text{НН}}$; при этом расстояние от дираковской точки до долин тяжелых дырок описывается еще одним подгоночным параметром $E_{\text{НН}}$. Величина эффективной массы была принята $m_{\text{НН}} = 0.3m_0$, а долинное вырождение $g_v = 2$.

Учет $D_{\text{НН}}$ позволил сразу же достичь качественного согласования зависимости $C(n)$ с экспериментом в области $n < 0$, однако для количественного согласования пришлось дополнительно предположить, что присутствие тяжелых дырок приводит к росту геометрической емкости. Такое допущение кажется разумным, поскольку тяжелые дырки обладают другой структурой волновых функций, поэтому центр их волновых функций может находиться ближе к затвору. Исходя из этих соображений вводится еще один подгоночный параметр C_g^L (геометрическая емкость, условно слева от дираковской точки), а полная геометрическая емкость усредняется пропорционально вкладу плотностей состояний $C_g = (C_g^L D_{\text{НН}} + C_g^R D_{\text{ДФ}}) / (D_{\text{ДФ}} + D_{\text{НН}})$. Типичная разница между C_g^L и C_g^R составляет 0.5%, что со-

ответствует разнице в положении центров волновых функций тяжелых дырок и ДФ порядка 2 нм, что при полной толщине ямы в 6.6 нм является вполне реалистичным значением. Конечный результат расчета $C(n)$, учитывающий изменение геометрической емкости от энергии, представлен на рис. 3а, а значения дополнительных подгоночных параметров, также как и основных, представлены в табл. 1. Несмотря на то, что между теоретическими и экспериментальными кривыми достигнуто отличное количественное согласие во всем диапазоне n , а извлеченные в результате подгонки параметры $\sigma_{\text{НН}} \approx 5.5$ мэВ и $E_{\text{НН}} \approx 30$ мэВ выглядят разумными, относится к этим значениям нужно с осторожностью. Извлекаемые в процессе подгонки параметры зависят от значения выражения $g_v m_{\text{НН}}$, которое неизвестно и выбирается искусственно. С другой стороны, отметим, что хвосты плотности состояний тяжелых дырок экспоненциально спадают при движении в электронную сторону (см. рис. 3с) и не влияют на подгонку в электронной области, и, соответственно, на извлекаемые параметры $\nu_{\text{ДФ}}$ и $\sigma_{\text{ДФ}}$.

Таким образом, в данной работе с помощью емкостных измерений впервые была получена информация о плотности состояний двумерных дираковских фермионов в квантовой яме HgTe с толщиной 6.6 нм, соответствующей переходу от прямого к инвертированному спектру. Обнаружено, что плотность состояний дираковских электронов линейно зависит от энергии Ферми при $E_F > 30$ мэВ с соответствующей скоростью $\nu_{\text{ДФ}} = 8.2 \cdot 10^5$ м/с. При меньших энергиях наблюдается отклонение от линейного закона, свидетельствующее о сильном влиянии беспорядка, связанного с флуктуациями встроенного заряда, на плотность состояний исследуемой системы. При отрицательных энергиях наблюдается резкий рост плотности состояний, связанный с хвостом плотности состояний долин тяжелых дырок. Описанное поведение согласуется с предложенной моделью, учитывающей как особенности реального спектра дираковских фермионов, так и влияние флуктуационного потенциала.

Работа поддержана Российским Научным Фондом (грант # 16-02-10041). J.Z. и D.W. благодарят DFG (SPP 1660) и Elite Network of Bavaria за поддержку.

1. O. E. Raichev, Phys. Rev. B **85**(4), 045310 (2012).
2. 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 Physics **7**, 418 (2011).

3. G. Tkachov, C. Thienel, V. Pinneker, B. Büttner, C. Brüne, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, and E.M. Hankiewicz, *Phys. Rev. Lett.* **106**(7), 076802 (2011).
4. Д. А. Козлов, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, *Письма в ЖЭТФ* **96**(11), 815 (2012).
5. А. А. Добрецова, З. Д. Квон, Л. С. Брагинский, М. В. Энтин, Н. Н. Михайлов, *Письма в ЖЭТФ* **104**(6), 402 (2016).
6. Д. А. Козлов, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, and С. А. Дворецкий, *Письма в ЖЭТФ* **100** (11), 824 (2014).
7. D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzkii, S. Weishäupl, Y. Krupko, and J.-C. Portal, *Appl. Phys. Lett.* **105**(13), 132102 (2014).
8. З. Д. Квон, С. Н. Данилов, Д. А. Козлов, К. Цот, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, С. Д. Ганичев, *Письма в ЖЭТФ* **94**(11), 895 (2011).
9. P. Olbrich, C. Zoth, P. Vierling, K.-M. Dantscher, G. V. Budkin, S. A. Tarasenko, V. V. Bel'kov, D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and S. D. Ganichev, *Phys. Rev. B* **87**(23), 235439 (2013).
10. 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. Dvoretzky, and S. D. Ganichev, *Phys. Rev. B* **90** (20), 205415 (2014).
11. A. Shuvaev, V. Dziom, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, and A. Pimenov, *Phys. Rev. Lett.* **117**(11), 117401 (2016).
12. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, M. O. Nestoklon, S. A. Dvoretzki, and N. N. Mikhailov, *Phys. Rev. B* **93**(15), 155304 (2016).
13. F. Stern, *Appl. Phys. Lett.* **43**(10), 974 (1983).
14. T. Smith and B. Goldberg, *Phys. Rev. B* **32**(4), 2696 (1985).
15. S. A. Tarasenko, M. V. Durnev, M. O. Nestoklon, E. L. Ivchenko, J.-W. Luo, and A. Zunger, *Phys. Rev. B* **91**(8), 81302 (2015).
16. L. A. Ponomarenko, R. Yang, R. V. Gorbachev, P. Blake, A. S. Mayorov, K. S. Novoselov, M. I. Katsnelson, and A. K. Geim, *Phys. Rev. Lett.* **105**(13), 136801 (2010).
17. D. A. Kozlov, D. Bauer, J. Ziegler, R. Fischer, M. L. Savchenko, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and D. Weiss, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 166802 (2016).
18. M. V. Durnev and S. A. Tarasenko, *Phys. Rev. B* **93**(7), 075434 (2016).
19. T. Kernreiter, M. Governale, and U. Zülicke, *Phys. Rev. B* **93** (24), 241304(R) (2016).
20. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, S. A. Dvoretzki, and N. N. Mikhailov, *Phys. Rev. B* **89**(16), 165311 (2014).