

Квантовый эффект Холла в системе бесщелевых дираковских фермионов в HgTe квантовых ямах

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

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

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

Поступила в редакцию 22 октября 2014 г.

Изучены особенности квантового эффекта Холла (КЭХ) в системе бесщелевых дираковских фермионов в HgTe квантовых ямах. Установлено, что поведение КЭХ является асимметричным относительно дираковской точки: при самой низкой температуре (0.2 К) квантование дырочных фермионов наблюдается в слабых магнитных полях вплоть до 0.15 Тл, тогда как в электронной части дираковского конуса оно возникает только в полях около 0.5 Тл. Подобная асимметрия объясняется влиянием боковых максимумов в валентной зоне, формирующих долины тяжелых дырок, выполняющих роль резервуара, а также экранирующего флуктуационный потенциал. На основе анализа поведения диссипативной компоненты проводимости в окрестности дираковской точки сделан вывод о существовании нулевого уровня Ландау в этой точке.

DOI: 10.7868/S0370274X14230088

В недавних работах [1–3] было показано, что в квантовых ямах на основе теллурида ртути, толщина которых близка к критической ($d_c = 6.3$ нм), соответствующей переходу от прямого к инвертированному спектру, реализуется система бесщелевых однодолинных двумерных дираковских фермионов (ДДФ). Квантовый эффект Холла (КЭХ) в указанной системе изучался в [1, 4], где, однако, его наиболее интересные особенности не были рассмотрены, а также в [5], в которой акцент был сделан на больших концентрациях, сильных магнитных полях и высокой температуре (до $1.5 \cdot 10^{12}$ см⁻², 34 Тл и 80 К соответственно). Данная работа, напротив, посвящена особенностям КЭХ вблизи дираковской точки в магнитных полях не более 1 Тл. С этой точки зрения к настоящему времени известна и подробно изучена другая система, в которой реализуются ДДФ, а именно графен [6, 7]. Спектр графена также соответствует безмассовым ДДФ, однако он имеет ряд принципиальных отличий от спектра исследуемой системы. В частности, ДДФ в графене характеризуются конусами, дираковская точка которых расположена не в центре, а на границах зоны Бриллюэна. Таким образом, они обладают наряду со спиновым вырождением еще и долинным, равным двум. Хорошо известно, что благодаря существованию уровня Ландау при нулевой энергии, являющимся одним из самых интересных и фундаментальных свойств систем

безмассовых ДДФ с линейным законом дисперсии, в графене наблюдается аномальный порядок следования плато КЭХ. Кратность этих плато из-за наличия долинного и спинового вырождения составляет $4(n+1/2)$. Очевидно, что в исследуемой системе ДДФ порядок следования плато должен быть иным как вследствие отсутствия долинного вырождения, так и за счет намного большей величины зеемановского расщепления. Поэтому изучение КЭХ в ней представляет безусловный интерес.

Экспериментальные образцы представляли собой двойные гетеропереходы Hg_{0.35}Cd_{0.65}Te/HgTe/Hg_{0.35}Cd_{0.65}Te, выращенные с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии на толстом полуизолирующем слое CdTe с ориентацией (013) и толщиной d квантовой ямы, равной 6.6 нм. Для проведения магнитотранспортных измерений на основе описанной структуры были приготовлены стандартные холловские мостики с шириной 50 мкм и расстоянием между потенциометрическими контактами, равным 100 и 250 мкм. Их топология, а также поперечный срез гетероструктуры показаны на рис. 1а. Омические контакты получались вжиганием индия. Металлический TiAu затвор напылялся на предварительно выращенный на поверхности полупроводника при 100 °С двойной слой диэлектрика, состоящий из 100 нм SiO₂ и 200 нм Si₃N₄. Подробное описание свойств полученной экспериментальной структуры в отсутствие магнитного поля дано в [3]. Магнитотранспортные измерения проводились в

¹⁾e-mail: dimko@isp.nsc.ru

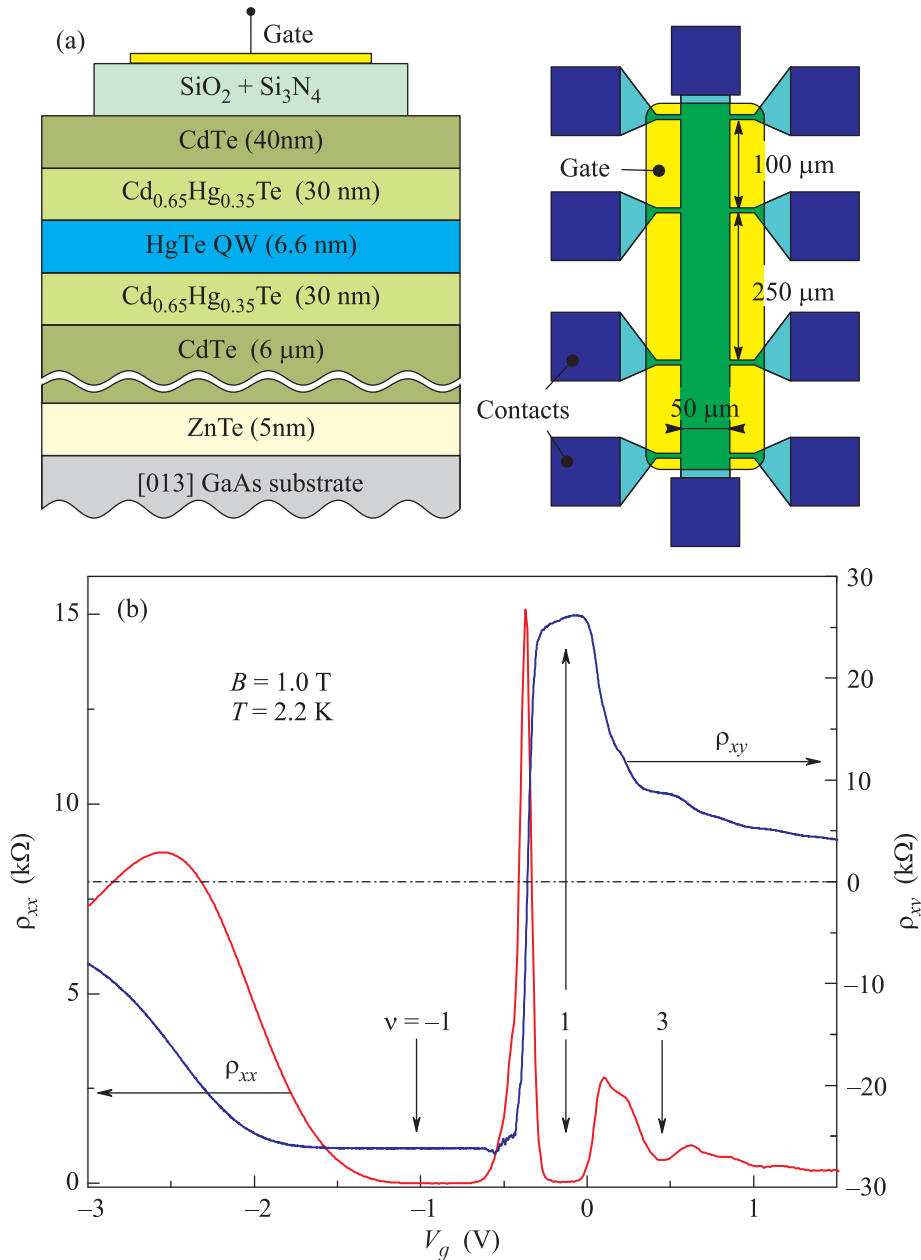


Рис. 1. (а) – Схематический разрез изученной структуры, а также изображение изготовленного полевого транзистора. (б) – зависимости $\rho_{xx}(V_g)$ и $\rho_{xy}(V_g)$ при $B = 1$ Тл и $T = 2.2$ К

диапазоне температур $T = (0.2-10)$ К в магнитных полях до 5 Тл с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования на частотах 6–12 Гц и при измерительном токе 1–10 нА, исключая разогрев системы. Рис. 1b представляет типичные результаты измерения диссипативной ($\rho_{xx}(V_g)$) и холловской ($\rho_{xy}(V_g)$) компонент сопротивления описанной выше системы в магнитном поле 1 Тл при температуре $T = 2.2$ К. Видно, что даже в таком небольшом магнитном поле уже наблюдается

хорошо выраженный КЭХ, характеризующийся, как и в графене, электронными и дырочными плато. Отметим, что в графене при данных условиях КЭХ наблюдается лишь в самых высококачественных образцах, выращенных на основе нитрида бора [8]. В подавляющем же большинстве графеновых образцов КЭХ возникает только в полях около 10 Тл.

Более подробный анализ результатов с рис. 1b указывает на целый ряд других принципиальных отличий от поведения КЭХ в графене. Во-первых, в

зависимостях $\rho_{xx}(V_g)$ и $\rho_{xy}(V_g)$ наблюдается сильная асимметрия относительно дираковской точки, расположенной при $V_g^{\text{DP}} = -0.4$ В. Слева от нее возникает только одно, но широкое плато ρ_{xy} , которому соответствует широкий минимум в ρ_{xx} для фактора заполнения $\nu = -1$. Справа наблюдаются значительно более узкие плато и минимумы, отчетливые для $\nu = 1$ и 3 и менее выраженные, но все же наблюдаемые для других факторов заполнения вплоть до $\nu = 10$. Обнаруженный порядок следования плато можно описать формулой $2(n + 1/2)$. Полученная зависимость, как и ожидалось для системы бесщелевых ДДФ без долинного вырождения, аналогична такой же зависимости в графене за исключением вдвое меньшей величины префактора. Отметим, что наблюдаемый порядок следования плато не является исключительным для систем ДДФ. Он наблюдается также и в HgTe квантовых ямах с двумерным электронным газом (ДЭГ), имеющим обычный параболический спектр, в условиях, когда величина спинового расщепления превышает половину циклотронной щели [9].

Сложную структуру уровней Ландау в исследуемой системе подтверждает поведение электронных осцилляций Шубникова–де Гааза. Наличие в зависимости $\rho_{xx}(V_g)$, измеренной при $B = 1$ Тл и $T = 2.2$ К, справа от дираковской точки минимумов, соответствующих не только нечетным, но и четным факторам заполнения, указывает на большую величину спинового расщепления, сравнимую с циклотронными щелями при больших ν . Такое поведение согласуется с результатами расчетов [1], предсказывающих величину $g^* = 55.5$. По мере уменьшения магнитного поля из зависимостей $\rho_{xx}(V_g)$ первым исчезает минимум с $\nu = 2$ (на рисунке этого не показано). Неожиданным оказался тот факт, что следующими из наблюдаемых зависимостей исчезают минимумы $\nu = 3$ и 5 и лишь при $B < 0.4$ Тл – все остальные минимумы, кроме $\nu = 1$. Таким образом, при $B = 0.5$ Тл и $V_g > V_g^{\text{DP}}$ на зависимости $\rho_{xx}(V_g)$ наблюдаются минимум $\nu = 1$, соответствующий самой большой циклотронной щели между нулевым и первым уровнями Ландау, а также четные минимумы для всех $\nu \geq 4$, отвечающие спиновым щелям. Такое поведение не согласуется с расчетами [1], предсказывающими в этом магнитном поле большую величину циклотронных щелей для всех наблюдаемых факторов заполнения и указывает на значительно более высокую величину эффективного g -фактора, чем 55.5. Грубая оценка, сделанная на основе предположения о равенстве энергетических щелей для $\nu = 3$ и 4 при $B = 0.6$ и 0.35 Тл соответственно, дает аномально

большую величину $g^* \gtrsim 100$. Дальнейшее изучение этого вопроса представляет интерес, но выходит за рамки данной работы.

Остановимся подробнее на анализе асимметрии в поведении $\rho_{xx}(V_g)$ и $\rho_{xy}(V_g)$ относительно дираковской точки. Фактически данные с рис. 1б указывают, что при удалении от нее на одно и то же затворное напряжение (± 1.5 В) на электронной стороне заполняются три уровня Ландау, тогда как на дырочной – только один. На первый взгляд это означает, что количества носителей, участвующих в формировании КЭХ, отличаются в три раза. С другой стороны, очевидно, что индуцированное затворным напряжением число электронов и дырок должно определяться только емкостью диэлектрика, которая является константой. Поэтому и концентрации носителей при тех же значениях $|V_g - V_g^{\text{DP}}|$ должны быть одинаковыми. Отмеченное несоответствие может быть объяснено тем, что слева от дираковской точки в системе наряду с дираковскими дырками может присутствовать еще одна группа носителей – тяжелые дырки. Как показано в работе [1], такая группа действительно может образовываться благодаря наличию в валентной зоне боковых долин, экстремумы которых находятся по разные стороны от центра зоны Бриллюэна и расположены ниже дираковской точки примерно на 20 мэВ. Эксперимент по классическому магнитотранспорту [3] показал, что заполнение этих долин тяжелыми дырками начинается при достижении концентрации дырочных ДФ, равной $\approx 10^{10}$ см $^{-2}$ (см. рис. 1с из [3]). При известной скорости дираковских фермионов $v_{\text{DF}} = 7 \cdot 10^5$ м/с [2, 4] это соответствует $E_{\text{НН}} = 12$ мэВ. Несколько меньшее, чем предсказанное расчетом, значение $E_{\text{НН}}$ может быть связано с наличием в системе беспорядка, размывающего потолок долин тяжелых дырок. В области сосуществования двух типов дырок изменение их концентрации под действием затворного напряжения пропорционально доле плотности состояний (ПС) каждой группы носителей в общей ПС (рис. 2а). За счет многократного (почти на два порядка) превышения ПС тяжелых дырок над дираковскими при движении от дираковской точки по оси V_g в сторону отрицательных напряжений и достижения точки $V_g - V_g^{\text{DP}} = -0.2$ В концентрация дираковских дырок $N_{\text{ДН}}$ выходит практически на насыщение и в диапазоне затворных напряжений вплоть до $V_g - V_g^{\text{DP}} = -2.5$ В увеличивается не более чем на 50%.

В работе [3] также установлено, что подвижность дираковских дырок более чем на порядок превышает подвижность тяжелых дырок. Обратным образом

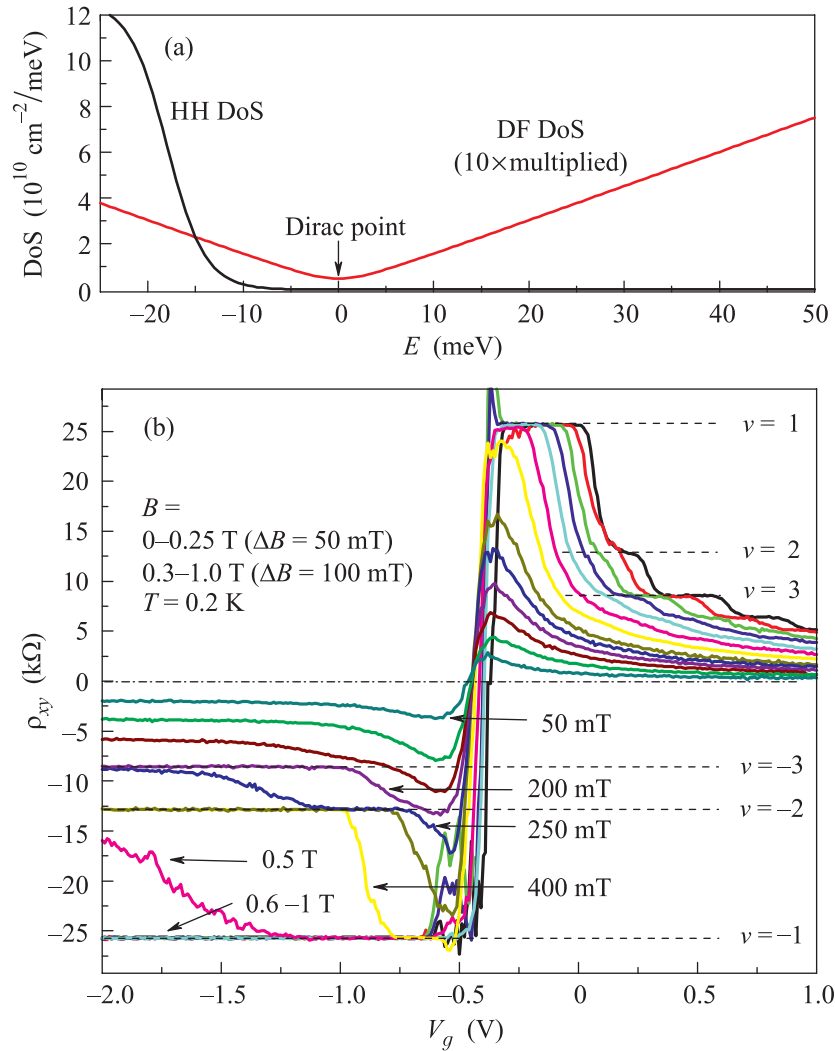


Рис. 2. (а) – Зависимости плотности состояний (DoS) дираковских фермионов и тяжелых дырок от положения уровня Ферми (DoS дираковских фермионов увеличена в 10 раз). Для расчета брались параметры: скорость ДФ $v_{\text{DF}} = 7 \cdot 10^5$ м/с, масса тяжелых дырок $m_{\text{hh}} = 0.3m_0$, долинное вырождение $g_v = 2$, беспорядок в системе $\Gamma = 3$ мэВ. (б) – Зависимости $\rho_{xy}(V_g)$ при $T = 0.2$ К в магнитных полях 0.05–0.25 Тл с шагом 50 мТл и 0.3–1 Тл с шагом 0.1 Тл. Горизонтальными штриховыми линиями отмечены теоретические значения соответствующих плато КЭХ

выглядит соотношение их эффективных масс. Величина циклотронной эффективной массы для дырочных ДФ при энергии Ферми 20 мэВ составляет $0.007m_0$ [4] и линейно уменьшается при уменьшении энергии. Величина эффективной массы тяжелых дырок для квантовой ямы критической толщины с ориентацией (013) неизвестна. Однако на основе расчетного спектра [1], а также данных экспериментов для широких (20 нм) ям [10] следует ожидать ее в диапазоне $(0.15–0.3)m_0$. В результате возникает ситуация, в которой магнитное поле величиной 1 Тл оказывается квантующим для дырочных ДДФ, в то время как для тяжелых дырок расстояние между уровнями Ландау более чем на порядок меньше и они остаются

классическими. Подобная ситуация аналогична рассмотренной в [11], где, правда, вместо дираковских дырок фигурировали легкие электроны. В рамках предложенной модели долины с тяжелыми дырками служат своего рода резервуаром, который пиннингует уровень Ферми в щели между уровнями Ландау дираковских дырок. В этом случае ширина плато КЭХ для $\nu = -1$ будет определяться двумя факторами: скоростью заполнения резервуара, обратно пропорциональной эффективной массе тяжелых дырок, и расстоянием между уровнями Ландау дираковских дырок.

Справедливость предложенной модели подтверждается поведением системы при меньших магнит-

ных полях. Поскольку в широком диапазоне затворных напряжений концентрация дираковских дырок остается практически неизменной, в слабых магнитных полях должны наблюдаться такие же протяженные плато КЭХ для больших факторов заполнения. На рис. 2b показаны зависимости $\rho_{xy}(V_g)$ для нескольких значений магнитного поля в диапазоне от 0 до 1 Тл при температуре 0.2 К. Как хорошо видно, в слабых магнитных полях (менее 0.2 Тл) они носят монотонный и квазиклассический характер. Однако в поле 0.2 Тл слева от дираковской точки возникает широкое плато, соответствующее $\nu = -3$, тогда как справа зависимость $\rho_{xy}(V_g)$ остается плавной. При $B = 0.25$ Тл наряду с дырочным плато с $\nu = -3$ также возникает и второе плато с фактором заполнения $\nu = -2$. При увеличении поля до 0.3 Тл наблюдается аномально широкое плато с $\nu = -2$, полностью вытесняющее плато с $\nu = -3$ из рассматриваемого диапазона V_g . Плато с $\nu = -1$ впервые появляется в магнитном поле 0.4 Тл, сосуществуя при этом со вторым плато. Наконец, первое плато занимает весь диапазон затворных напряжений до -2 В при магнитных полях, превышающих 0.5 Тл. Все измеренные зависимости $\rho_{xy}(V_g)$ для $B = 0.6-1$ Тл в диапазоне $V_g = -(2-0.5)$ В фактически совпадают. Перед нами возникает картина, уже показанная на рис. 1b. Подобное поведение плато полностью соответствует модели резервуара, расположенного по энергии на некотором расстоянии от дираковской точки. Например, в поле 0.2 Тл на зависимости $\rho_{xy}(V_g)$ наблюдается только одно широкое плато с $\nu = -3$. При этом магнитном поле три уровня Ландау дырочных ДФ оказываются расположенными выше резервуара и только уровни с номерами от 4 и более попадают в него. В результате когда затворное напряжение растет по модулю в сторону отрицательных значений, уровень Ферми движется от ДТ по направлению вниз. Как только он попадает в резервуар и одновременно в щель между 3-м и 4-м уровнями Ландау, величина ρ_{xy} принимает квантованное значение $-h/3e^2$, сохраняющееся при дальнейшем увеличении отрицательного V_g , и на зависимости $\rho_{xy}(V_g)$ образуется протяженное плато. Отметим еще один факт, который, как и эффект резервуара, имеет место благодаря большой плотности состояний тяжелых дырок. На рассмотренной зависимости $\rho_{xy}(V_g)$ при $B = 0.2$ Тл не наблюдается других плато как на дырочной стороне с факторами заполнения -1 и -2 , так и на электронной с любыми ν , несмотря на то что для дираковских фермионов максимальная величина щели достигается именно для $\nu = \pm 1$ и в несколько раз превышает ширину для $\nu = \pm 3$. Бо-

лее того, на электронной стороне выраженное квантование ρ_{xy} начинается лишь в магнитных полях от 0.6 Тл, в три раза превышающих минимальное квантующее поле дырок. Объяснение данного факта состоит в том, что тяжелые дырки эффективно экранируют беспорядок. В результате при их наличии наблюдается резкое уменьшение размытия дырочной щели, например для $\nu = -3$ при $B = 0.2$ Тл. Аналогичная картина справедлива и для $\nu = -2$ и -1 при больших B . По этой причине КЭХ слева от дираковской точки наблюдается в существенно меньших полях, чем справа от нее. Также обратим внимание на то, что благодаря отмеченному фактору хорошо выраженный КЭХ имеет место в поле всего 0.2 Тл при достаточно высокой температуре 2.2 К (см. рис. 1b). Ранее КЭХ в таких полях наблюдался только в высокоподвижном двумерном дырочном газе в гетероструктуре на основе AlGaAs/GaAs [12] и в графене на нитриде бора [8] при температурах ниже 0.5 К. В заключение следует отметить, что роль резервуара в формировании плато обсуждается уже с момента открытия КЭХ [13, 14]. Однако только в описанных выше исследованиях она впервые продемонстрирована экспериментально.

Еще одна, наиболее важная особенность системы ДДФ связана с возникновением уровня Ландау при нулевой энергии. Выше было отмечено, что в отличие от графена в данной системе из-за большой величины спинового расщепления наблюдаемая последовательность плато КЭХ не может однозначно свидетельствовать о наличии этого уровня. Для получения информации о нем поведение проводимости системы в окрестности дираковской точки было исследовано более подробно. На рис. 3 показано, как эволюционирует с ростом магнитного поля зависимость от затворного напряжения диссипативной компоненты тензора проводимости σ_{xx} . Хорошо видно, что в магнитных полях до 0.1 Тл минимум проводимости наблюдается в дираковской точке, а зависимость $\sigma_{xx}(V_g)$ слева и справа от нее носит монотонный характер. Поскольку в классической модели Друде проводимость пропорциональна $[1 + (\mu B)^2]^{-1}$, с увеличением магнитного поля наблюдается общий сдвиг данной зависимости вниз. При этом из-за падения подвижности по мере приближения к дираковской точке уменьшение проводимости в ней минимально. В результате при $B > 0.1$ Тл абсолютный минимум проводимости оказывается уже не в дираковской точке, а слева от нее. Начиная с магнитного поля 0.2 Тл, возникает несколько минимумов проводимости, что указывает на формирование щелей между уровнями Ландау. Минимум справа от дира-

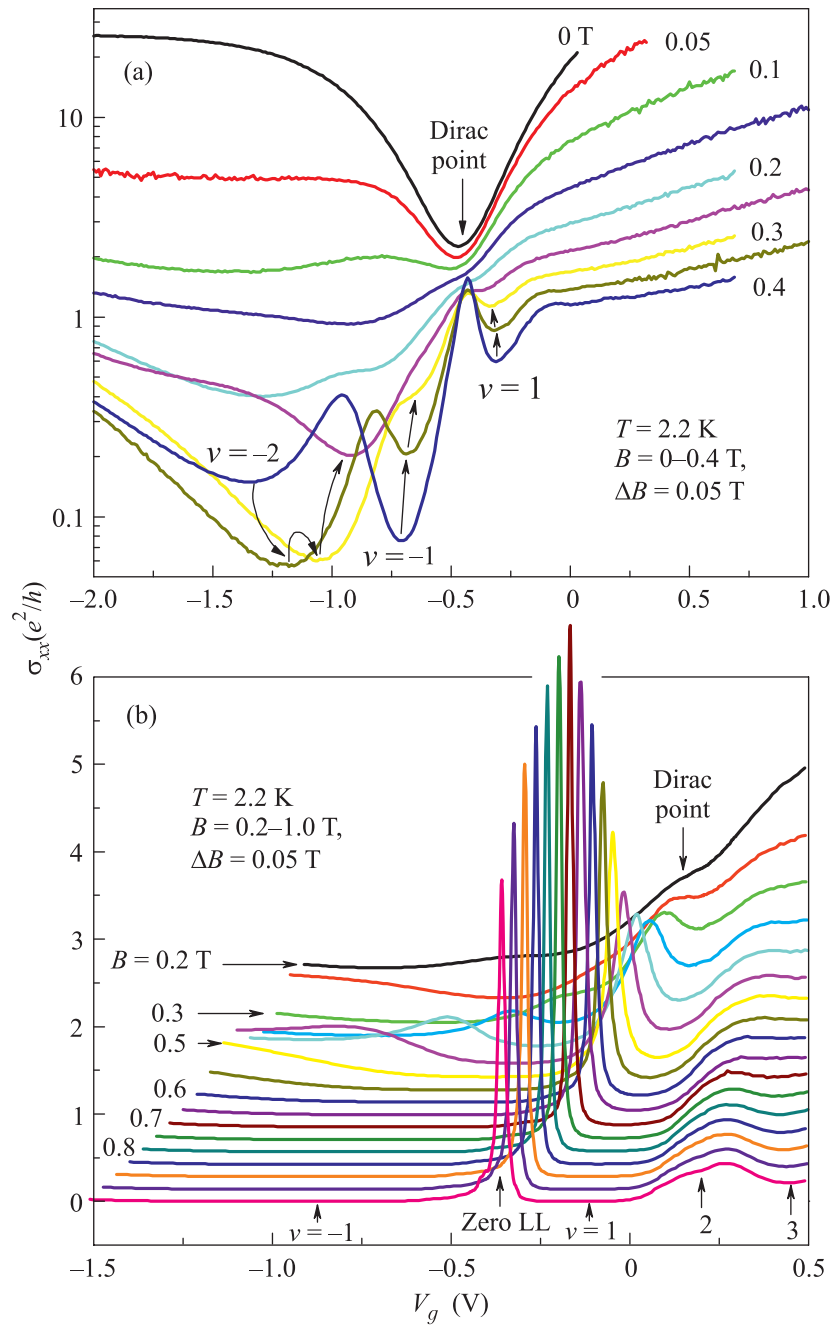


Рис. 3. (а) – Зависимости диагональной компоненты тензора проводимости $\sigma_{xx}(V_g)$, измеренные при $T = 2.2$ К в диапазоне магнитных полей 0–0.4 Тл с шагом 50 мТл, демонстрируют классическую локализацию носителей магнитным полем, а также формирование нулевого уровня Ландау. На рисунке указаны дираковская точка, а также минимумы σ_{xx} с соответствующими факторами заполнения. (б) – Те же зависимости в диапазоне $B = 0.2-1$ Тл демонстрируют эволюцию нулевого уровня Ландау в магнитном поле

ковской точки соответствует электронному фактору заполнения $\nu = 1$. По мере увеличения магнитного поля он монотонно сдвигается вправо, а его относительная глубина увеличивается. Поведение минимумов σ_{xx} слева от дираковской точки из-за наличия

долин тяжелых дырок не так тривиально. Их надежная идентификация возможна только благодаря совместному анализу зависимостей $\sigma_{xx}(V_g)$ и $\rho_{xy}(V_g)$. В частности, при $B = 0.2$ Тл первый слева от дираковской точки минимум σ_{xx} соответствует дырочно-

му $\nu = -3$. Однако уже на следующей кривой, измеренной при $B = 0.25$ Тл, этот минимум отсутствует, так как вытесняется минимумом $\nu = -2$. Минимум $\sigma_{xx}(V_g)$, соответствующий $\nu = -1$, так же как и плато $\rho_{xy}(V_g)$, впервые появляется в магнитном поле 0.35 Тл. При дальнейшем увеличении магнитного поля он аналогично электронному минимуму $\nu = 1$ монотонно углубляется и сдвигается влево. В конечном счете в магнитном поле 0.35 Тл на зависимости $\sigma_{xx}(V_g)$ можно выделить три пика. Два из них обусловлены первым электронным и первым дырочным уровнями Ландау. Третий пик, расположенный в дираковской точке, по-видимому, связан с формированием нулевого уровня Ландау. Электронный и дырочный пики, как им и положено, при увеличении магнитного поля удаляются по оси V_g от дираковской точки и становятся (особенно электронный) более выраженными. Вместе с тем наиболее заметен рост амплитуды пика в дираковской точке (рис. 3b). Хорошо видно, что пик проводимости, связанный с нулевым уровнем Ландау, становится выше и острее всех остальных пиков уже при $B = 0.4$ Тл и достигает своего максимального значения в поле 0.75 Тл. Затем он начинает падать. Последнее, возможно, связано с влиянием на нулевой уровень Ландау зеemanовского расщепления, уширяющего его и тем самым приводящего к уменьшению плотности состояний в дираковской точке.

Таким образом, КЭХ в исследованной системе двумерных бесщелевых ДФ обладает целым рядом интересных свойств, таких, как квантование холловского сопротивления уже в магнитных полях в несколько кГс, возникновение уровня Ландау при нулевой энергии, реализация резервуарной модели КЭХ. Их дальнейшее которых представляет несомненный интерес.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты # мол_а 14-02-31631 и офи_м 13-02-12148), РАН и МОН. Авторы благодарят Е.Л. Ивченко за внимание к работе и ценные замечания.

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, *Nat. Phys.* **7**, 418 (2011).
2. 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).
3. Д. А. Козлов, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, *Письма в ЖЭТФ* **96**(11), 815 (2012).
4. 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**, 235439 (2013).
5. D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, S. Weishaupt, Y. Krupko, and J.-C. Portal, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 132102 (2014).
6. A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres, K. S. Novoselov, and A. K. Geim, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 109 (2009).
7. В. Т. Долгополов, *УФН* **184**(2), 113 (2014).
8. B. Hunt, J. D. Sanchez-Yamagishi, A. F. Young, M. Yankowitz, B. J. LeRoy, K. Watanabe, T. Taniguchi, P. Moon, M. Koshino, P. Jarillo-Herrero, and R. C. Ashoori, *Science* **340**, 1427 (2013).
9. X. C. Zhang, K. Ortner, A. Pfeuffer-Jeschke, C. R. Becker, and G. Landwehr, *Phys. Rev. B* **69**, 115340 (2004).
10. Д. А. Козлов, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, J.-C. Portal, *Письма в ЖЭТФ* **93**(3), 186 (2011).
11. L. I. Magarill and M. V. Entin, *Eur. Phys. J. B* **81**, 225 (2011).
12. M. J. Manfra, E. H. Hwang, S. Das Sarma, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and A. M. Sergent, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 236402 (2007).
13. G. A. Baraff and D. C. Tsui, *Phys. Rev. B* **24**, 2274 (1981).
14. *Quantum Hall Effect*, Ed. by R. Prange and S. Girvin, Springer-Verlag, N.Y. (1987).