

## Трехмерный топологический изолятор на основе напряженной пленки HgTe

Д.А. Козлов<sup>1</sup>, З.Д. Квон<sup>1</sup>, М.Л. Савченко<sup>2</sup>, D. Weiss<sup>3</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>1</sup>, С.А. Дворецкий<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, г. Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: dimko@isp.nsc.ru

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, 630090, Россия

<sup>3</sup>Experimental and Applied Physics, University of Regensburg, Regensburg D-93040, Germany

Статья поступила в редакцию 6 октября 2014 г., опубликована онлайн 22 декабря 2014 г.

Исследован электронный и дырочный транспорт в трехмерном топологическом изоляторе на основе высокоподвижной (до  $4 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с) напряженной пленки теллурида ртути толщиной 80 нм. Вследствие наличия затвора положение уровня Ферми перемещается из валентной зоны в зону проводимости, минуя объемную щель. Наблюдаемые особенности в классическом и квантовом транспорте позволили различить вклад в проводимость объемных дырок, объемных электронов, а также дираковских электронов на поверхностях пленки.

Досліджено електронний та дірковий транспорт у тривимірному топологічному ізоляторі на основі високорухливої (до  $4 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с) напруженої плівки телуриду ртуті завтовшки 80 нм. Внаслідок наявності затвора положення рівня Фермі переміщується із валентної зони в зону провідності, минуючи об'ємну щілину. Особливості, які спостережувались у класичному та квантовому транспорті, дозволили розрізнити вклад в провідність об'ємних дірок, об'ємних електронів, а також діраковських електронів на поверхнях плівки.

PACS: 73.25.+i Поверхностная проводимость и явления переноса;

73.20.At Поверхностные состояния, зонная структура, электронная плотность состояний;

73.43.-f Квантовые эффекты Холла.

Ключевые слова: трехмерный топологический изолятор, теллурид ртути, магнитотранспорт, квантовый эффект Холла.

### Введение

Открытие двумерных (2D) и трехмерных (3D) топологических изоляторов (ТИ), нового класса веществ с изолирующим объемом и проводящей поверхностью с топологически защищенными электронными состояниями, открыло новую область физики конденсированного состояния [1–10]. Несмотря на то что к настоящему моменту открыто уже довольно значительное количество материалов такого типа, особенно соединений на основе висмута [11–14], 3D ТИ, объединяющие в себе одновременно как высокую подвижность носителей, так и изолирующий объем, до сих пор отсутствовали. Такая ситуация возникла в результате того, что большинство соединений висмута представляют собой сильно легированные сплавы с подвижностью носителей, не превышающей  $10^3$  см<sup>2</sup>/В·с, и с объемной концентрацией остаточных носителей заряда

$10^{17}$ – $10^{19}$  см<sup>-3</sup>. С другой стороны, теллурид ртути выглядит хорошим кандидатом в качестве основы для реализации 3D ТИ, так как квантовые ямы на основе HgTe характеризуются значительно более высоким качеством, позволяющим реализовать 2D ТИ и обнаружить в нем квантовый спиновый эффект Холла [15]. Объемный HgTe, как и соединения висмута, обладает инверсией энергетических зон, однако в его спектре отсутствует энергетическая щель. Недавние исследования тонких пленок (толщиной 50–100 нм) теллурида ртути [16–20] показали, что такую энергетическую щель можно создать с помощью напряжения, возникающего, например в процессе роста пленки HgTe на подложке из CdTe, имеющего на 0,3% большую постоянную решетки. Критическая толщина псевдоморфного роста, соответствующая этому несоответствию постоянных решеток, составляет более 100 нм,

что означает, что пленки меньших толщин будут повторять постоянную решетки подложки. Как показывает расчет электронного спектра [16,18], созданного таким образом напряжения достаточно для открытия не прямой объемной щели величиной 15 мэВ. Внутри объемной щели поверхности остаются проводящими, а точка зарядовой нейтральности находится в валентной зоне. Магнитотранспортные измерения [16,17] и исследования фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) [16,18] и эффекта Фарадея [19,20] показали, что пленки такого типа действительно являются 3D ТИ. Однако, несмотря на достаточно высокую подвижность электронов (до  $(3-4) \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/В·с) в исследуемых пленках [16,17], отсутствие затвора и высокая остаточная концентрация носителей заряда затрудняли получение транспортного отклика именно поверхностных дираковских состояний, характерного для поверхностных состояний 3D ТИ. Данная работа лишена этих недостатков и посвящена исследованию транспортного отклика высокоподвижной напряженной пленки теллурида ртути, оснащенной металлическим затвором. Вследствие высокого качества исследуемых структур и возможности изменения положения уровня Ферми  $E_F$  нами получена информация об энергетическом спектре 3D ТИ на основе напряженной пленки HgTe, а также исследованы все особенности электронного транспорта, обусловленные последовательным прохождением уровня Ферми объемных и поверхностных зон.

### Образцы и методика эксперимента

В работе исследованы два типа гетероструктур, схематический разрез которых представлен на рис. 1(а). Гетероструктуры выращены с помощью технологии молекулярно-лучевой эпитаксии на (013)-ориентированной подложке CdTe. Их основную часть составляет одинаковый для обеих структур слой HgTe толщиной 80 нм. Отличие между структурами состоит в различной последовательности верхних слоев: первая структура (открытая, маркирована “uncarped”) заканчивалась слоем HgTe, в то время как на второй структуре (закрытая, маркировка “carped”) основной слой закрыт 20 нм слоем CdHgTe. Одно из основных достижений данной работы — высокая подвижность, величина которой была увеличена на порядок до  $4 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с, а также малая концентрация неконтролируемых объемных примесей, уменьшенная до  $\sim 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Такой результат был достигнут вследствие использования 20 нм буферного слоя CdHgTe между пленкой HgTe и подложкой, что привело к уменьшению числа дислокаций и дефектов.

Для проведения магнитотранспортных измерений из обоих типов структур с помощью стандартной фотолитографии и химического травления были изготовлены десятиконтактные холловские мостики размером

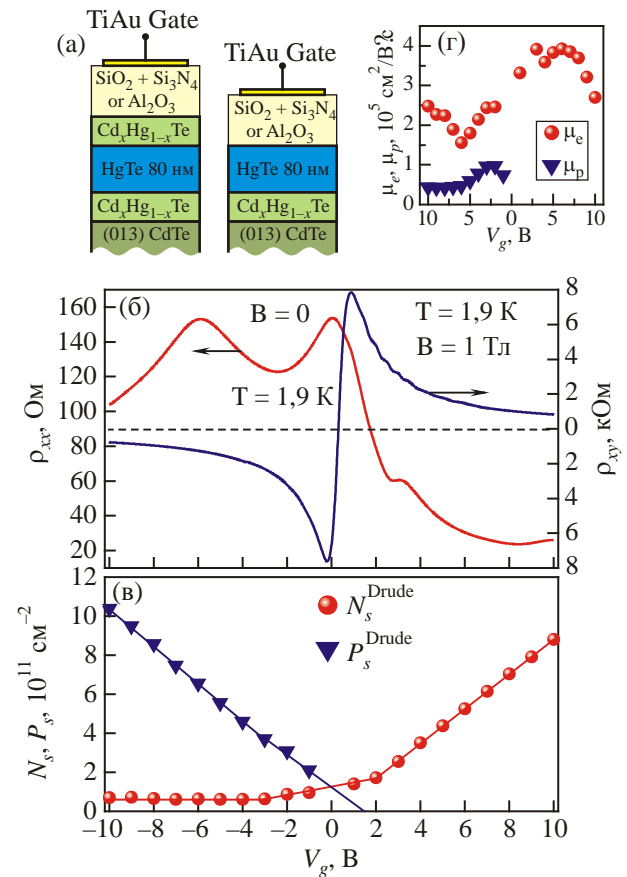


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Схематический разрез исследованных структур (а). Зависимость удельного сопротивления  $\rho_{xx}$  (слева) при  $B = 0$  и холловского сопротивления  $\rho_{xy}$  (справа) при  $B = 1$  Тл от затворного напряжения  $V_g$  при  $T = 1,9$  К (б). Электронная  $N_s$  и дырочная  $P_s$  концентрации (в) в зависимости от  $V_g$ , определенные с помощью подгонок кривых  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  по двухкомпонентной модели Друде. Средняя электронная подвижность  $\mu_e$  и дырочная подвижность  $\mu_p$  (г).

$50 \times 450$  мкм, центральная часть которых могла быть снабжена металлическим затвором. В качестве диэлектрического слоя нами использованы два типа диэлектриков, давших одинаковый результат: первый представлял собой 100 нм слой SiO<sub>2</sub> и 200 нм слой Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, выращенных по технологии плазмохимического осаждения смеси SiH<sub>4</sub> и N<sub>2</sub>O при 100 °С и второй, 80 нм слой Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, выращенный по технологии атомно-слоевого осаждения при 80 °С. В обоих случаях использовали Ti/Au металлический затвор. Магнитотранспортные измерения были проведены в диапазоне температур  $T$  от 1,5 до 15 К и в магнитных полях  $B$  до 10 Тл при использовании стандартной техники синхронного детектирования на частоте 17 Гц и измерительных токах 10–100 нА, исключающих эффекты разогрева. Исследовано несколько образцов от каждого типа гетероструктур.

Отдельно было изучено влияние верхнего слоя CdHgTe, наличия затвора и даже типа используемого подзатворного диэлектрика как на зарядовое состояние

системы, так и на свойства поверхностных дираковских фермионов. Оказалось, что ни тип используемого диэлектрика, ни последовательность верхних слоев не оказывают существенного влияния на транспортный отклик системы. Поэтому основные представленные в работе результаты будут продемонстрированы на примере одного типа образцов — открытой HgTe пленке с диэлектриком на основе  $\text{Si}_3\text{N}_4$  и  $\text{SiO}_2$ .

### Экспериментальные результаты. Классический магнитотранспорт

На рис. 1(б) представлены типичная зависимость сопротивления  $\rho_{xx}$  при  $B = 0$  и холловское сопротивление  $\rho_{xy}$  при  $B = 1$  Тл в зависимости от затворного напряжения  $V_g$  при  $T = 1,9$  К. На кривой  $\rho_{xx}$  наблюдается несколько максимумов, главный из которых расположен вблизи  $V_g = 1$  В. Кривая асимметрична относительно главного максимума: значение сопротивления слева от максимума значительно больше, чем справа, при этом на кривой наблюдаются два побочных максимума, первый из которых расположен при  $V_g = -5,5$  В и по ве-

личине совпадает с главным, а второй значительно меньше и расположен при  $V_g = 3,5$  В. Зависимость  $\rho_{xy}$ , представленная на этом же графике, практически полностью асимметрична относительно точки  $V_g = 1$  В, где она пересекает ось абсцисс. Изменение знака  $\rho_{xy}$  позволяет предположить, что при изменении затворного напряжения уровень Ферми проходит как валентную зону, так и зону проводимости.

Слева от  $V_g = 1$  В уровень Ферми находится в валентной зоне, где, согласно расчетам спектра [16,18], дырки и дираковские поверхностные электроны сосуществуют. Сосуществование электронов и дырок подтверждается большим положительным магнитосопротивлением и нелинейным эффектом Холла, типичным для электрон-дырочных систем [21,22].

Зависимость дырочной концентрации  $P_s$  и подвижности  $\mu_p$ , а также суммарной концентрации электронов  $N_s$  и средней подвижности  $\mu_e$  от затворного напряжения представлены на рис. 1(в), (г). Для определения этих параметров мы подгоняли зависимости  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$ , измеренные при фиксированных затворных напряжениях и представленные на рис. 2, используя классическую

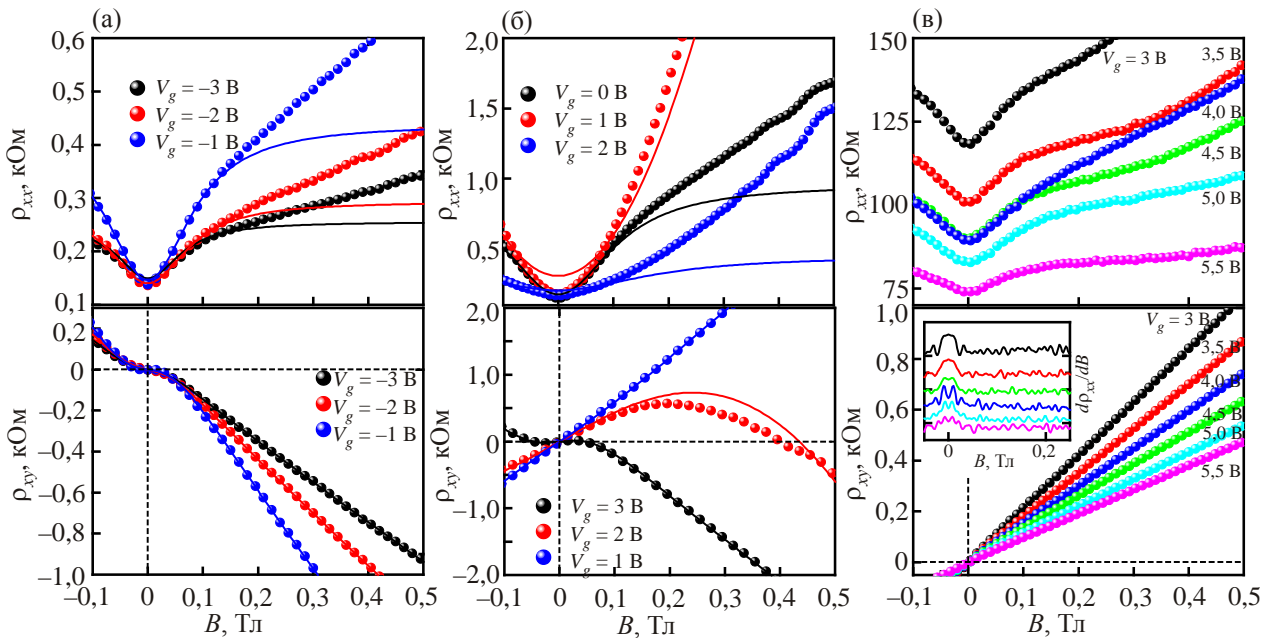


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Магнитосопротивление  $\rho_{xx}$  (верхние панели) и холловское сопротивление  $\rho_{xy}$  (нижние панели) в слабых магнитных полях при различных затворных напряжениях. Отдельные точки соответствуют экспериментальным данным, а сплошные линии — подгонке по двухкомпонентной модели Друде. Зависимости для  $V_g$ , равному  $-1$  В,  $-2$  В и  $-3$  В, типичны для полуметалла, в котором  $P_s > N_s$ . Подгонка хорошо описывает как поведение  $\rho_{xy}$  во всем диапазоне магнитных полей, так и поведение  $\rho_{xx}$  вблизи нуля (а). При  $0 \text{ В} \leq V_g \leq 2 \text{ В}$  происходит опустошение дырочной зоны и переход от полуметаллического состояния к состоянию электронного металла, что подтверждается изменением знака  $\rho_{xy}$ . В этих условиях друдевская подгонка не дает надежных результатов, что связано, по-видимому, с близостью к точке зарядовой нейтральности (б). При  $V_g > 2 \text{ В}$  проводимость формируется различными группами электронов: диапазон  $V_g = (2-4) \text{ В}$  соответствует режиму 3D ТИ. При  $V_g > 4 \text{ В}$  заполняется зона объемных электронов и в проводимость дают вклад уже три группы носителей. Сосуществование нескольких групп электронов качественно подтверждается нелинейностью эффекта Холла при  $B < 50 \text{ мТл}$  (см. вставку к нижней панели, зависимость  $d\rho_{xy}/dB$ ). Однако из-за малой величины нелинейности с помощью подгонки по модели Друде эти группы невозможно отличить друг от друга, поэтому определяется лишь полная концентрация электронов  $N_s$  и усредненная подвижность  $\mu_e$  (в).

модель Друде для нескольких групп носителей. Детальное изложение этой модели можно найти, например в [21]. Модель основана на предположении, что в исследуемой системе существует  $n$  групп невзаимодействующих носителей. Каждая из групп  $i = 1, \dots, n$  характеризуется зарядом  $q_i = \pm q$  (электроны или дырки), концентрацией  $n_{2D}^i$  и подвижностью  $\mu_i$ . Проводимость системы определяется суммой парциальных проводимостей от каждой из групп носителей:

$$\sigma_{xx} = \sum \sigma_{xx}^i, \quad \sigma_{xy} = \sum \sigma_{xy}^i.$$

При обращении тензора полной проводимости получаем искомые выражения для  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$ . Несмотря на то что эта модель верна для произвольного числа  $n$  групп носителей, при подгонке осмысленных результатов можно достичь лишь для  $n = 1$  (тривиальный случай) и  $n = 2$ . Уже для трех групп носителей приведенные выше выражения становятся сложными, количество подгоночных параметров возрастает до шести, а сама подгонка становится неоднозначной.

Основываясь на расчетах зонного спектра, представленных в работах [16,18], можно предположить наличие четырех основных групп носителей в исследуемой системе: объемных дырок в валентной зоне, объемных электронов в зоне проводимости и двух групп дираковских электронов на нижней и верхней поверхностях пленки теллурида ртути. При этом «объемные» носители рассматриваются как двумерные до тех пор, пока нас не заинтересуют особенности их распределения вдоль направления роста пленки. Однако вследствие наличия щели между зоной проводимости и валентной зоной при любом положении уровня Ферми в системе одновременно не могут существовать объемные дырки и объемные электроны, и, таким образом, число групп носителей уменьшается до трех. Следующий шаг по упрощению состоит в объединении всех групп электронов в одну, с суммарной концентрацией и усредненной подвижностью. Такое упрощение выглядит оправданным, поскольку носители одного заряда с разной подвижностью проявляются гораздо слабее, чем носители разных знаков. В частности, амплитуда относительного положительного магнитосопротивления для двух групп носителей определяется формулой

$$\left( \frac{d^2 \rho_{xx}(B)}{dB^2 \rho_{xx}(B)} \right)_{B=0} = \frac{\sigma_1 \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} (\mu_1 \mp \mu_2)^2,$$

где  $\sigma_i$  и  $\mu_i$  — соответствующие проводимость и подвижность для  $i$ -й группы, а знак в скобках зависит от соотношения полярностей: в случае носителей одной полярности берется знак «-», в случае противоположных — «+».

В рамках этого приближения и были получены зависимости полной электронной ( $N_s^{\text{Drude}}$ ) и дырочной

( $P_s^{\text{Drude}}$ ) концентраций, а также подвижностей  $\mu_e$  и  $\mu_p$ , представленные на рис. 1(в), (г). И электронная, и дырочная концентрации изменяются практически на порядок, что указывает на небольшое количество заряженных примесей. Вблизи нулевого затворного напряжения находится точка зарядовой нейтральности (charge neutrality point (CNP)), в которой уровень Ферми расположен в валентной зоне вблизи ее потолка, а концентрации объемных дырок и дираковских фермионов совпадают. Отметим, что дираковская точка не совпадает с CNP и экспериментально не достижима в наших образцах, поскольку даже при максимальных отрицательных значениях  $V_g$  в системе фиксируется значительное количество электронов, т.е. дираковские электроны дают вклад в проводимость при *всех* затворных напряжениях. В окрестностях CNP подгонку по модели Друде уже нельзя считать надежной (см. рис. 2(б)), в результате в этой области дырочную концентрацию можно получить лишь экстраполяцией зависимости  $P_s(V_g)$ . Экстраполяция пересекает ось абсцисс вблизи  $V_g = 2$  В, поэтому мы соотносим это напряжение с потолком валентной зоны. Таким образом, состояние системы при  $V_g < 2$  В можно характеризовать как полуметаллическое, при больших значениях  $V_g$  ожидается небольшая область напряжений, в которой транспорт определяются только поверхностными электронами (состояние 3D ТИ), затем должна заполняться зона объемных электронов (состояние электронного металла).

Зависимость дырочной подвижности от затворного напряжения представляет собой кривую с максимумом, величина которого составляет  $10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  и выходит на насыщение при больших дырочных концентрациях. Зависимость  $\mu_e(V_g)$  оказывается более интересной: в районе  $V_g = 5$  В в ней наблюдается широкий максимум величиной  $4 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  и выраженный минимум при  $V_g = -6$  В. Природа максимума подвижности связана с ожидаемым в окрестностях этой точки дном зоны проводимости: поскольку зависимость  $\mu_e(V_g)$  отражает усредненную подвижность, при увеличении доли относительно низкоподвижных объемных электронов по мере заполнения зоны проводимости величина средней подвижности должна уменьшаться. Природа наблюдаемого минимума подвижности в данный момент не установлена. Ее можно связать как с возможным полным опустошением одной из поверхностей с дираковскими электронами (очевидно, расположенной ближе к затвору), так и с какими-либо эффектами, связанными с возможным заполнением второй дырочной подзоны. Однако разрешение этого вопроса требует более глубокого анализа экспериментальных данных.

Сопоставление потолка валентной зоны затворному напряжению  $V_g = 2$  В подтверждается температурной зависимостью  $\rho_{xx}(V_g)$ , представленной на рис. 3(б): хорошо видно, что точка  $V_g = 2$  В оказывается пограничной: справа от нее температурная зависимость

практически отсутствует, в то время как слева наблюдается существенный рост сопротивления при увеличении температуры. Такое поведение связано с активируемым температурой электрон-дырочным рассеянием Ландау [23], аналогичным обнаруженному в [24]. Очевидно, что электрон-дырочное рассеяние может наблюдаться лишь при расположении уровня Ферми в валентной зоне и отсутствует при  $V_g > 2$  В.

Еще одна особенность в зависимости  $\rho_{xx}(V_g)$ , хорошо различимая при низкой температуре и сильно размываемая при  $T > 5$  К, проявляется при  $V_g = 4$  В. Мы считаем, что эта особенность связана с началом заполнения зоны объемных электронов. В пользу этого предположения свидетельствуют как особенности классического магнитотранспорта, так и анализ поведения осцилляций Шубникова–де Газа (ШДГ), представленный ниже. В самом деле, если предполагаемая картина идентификации границ зон, схематически изображенных на рис. 3(а), верна, то при  $2 \text{ В} \leq V_g \leq 4 \text{ В}$  транспорт возможен только благодаря поверхностным состояниям. В соответствии с этой картиной ведет себя зависимость относительного положительного магнитосопротивления (ПМС)  $\rho_{xx}(B)/\rho_{xx}(B=0)$  от затворного напряжения, изображенная на рис. 3(в). Напомним, что, согласно модели Друде, величина относительного ПМС пропорциональна  $(\mu_e + \mu_p)^2$  в состоянии полуметалла и  $(\mu_1 - \mu_2)^2$  в случае сосуществования двух групп электронов «1» и «2». В полном соответствии с этой формулой на зависимости амплитуды относительного ПМС наблюдается максимум вблизи CNP, т.е. в условиях сосуществования электронов и дырок. Справа от максимума при перемещении уровня Ферми в щель и по мере исчезновения дырок наблюдается резкое падение (на порядок) величины относительного ПМС. При дальнейшем увеличении  $V_g$  наблюдается монотонный спад зависимости, нарушаемый, однако, вблизи  $V_g = 4$  В (см. вставку к рис. 3(в), а также рис. 2(в)). Это и неудивительно, поскольку в случае идентификации этой точки на затворной зависимости как дна зоны проводимости справа от нее в системе должна появляться новая группа электронов, подвижность которых значительно меньше подвижности дираковских фермионов, особенно вблизи дна зоны проводимости. В результате вблизи  $V_g = 4$  В наблюдается кратковременный рост величины  $(\mu_1 - \mu_2)^2$  и, как следствие, магнитосопротивления.

Таким образом, детальный анализ особенностей классического транспорта позволил получить самосогласованную картину энергетических зон. Величина энергетической щели, оцененная через разницу электронной концентрации при  $V_g = 4$  В и  $V_g = 2$  В, составляет 15 мэВ, что удивительно точно совпадает с расчетами [16,18].

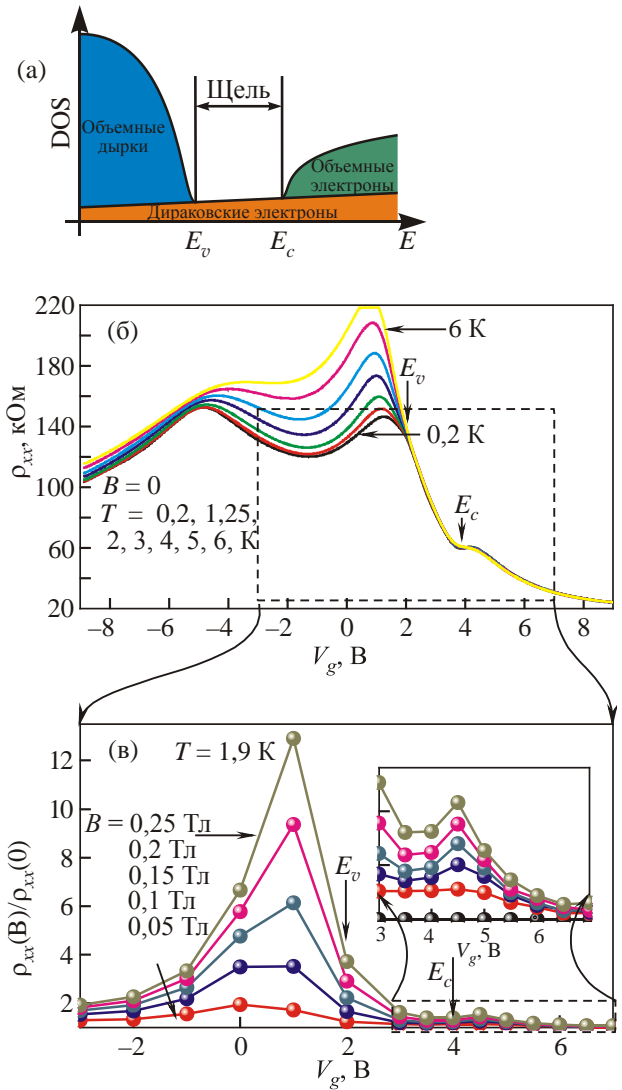


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Схематическое изображение зависимости плотности состояний (DOS) от положения уровня Ферми (а). Температурная зависимость  $\rho_{xx}$  в нулевом магнитном поле. Вертикальными стрелками обозначены точки по затворному напряжению, соответствующие потолку валентной зоны  $E_v$  и дну зоны проводимости  $E_c$  (б). Зависимость амплитуды магнитосопротивления  $\rho_{xx}(B)/\rho_{xx}(B=0)$  в области затворных напряжений вблизи энергетической щели, обозначенной пунктиром на рис. (б). На вставке — увеличенная часть зависимости при  $3 \text{ В} \leq V_g \leq 7 \text{ В}$  (в).

### Особенности квантового транспорта

Дополнительную и ценную информацию об исследуемой системе можно получить при анализе квантового эффекта Холла (КЭХ) и осцилляций ШДГ. На рис. 4(а), (б) представлены зависимости  $\rho_{xx}(V_g)$  и  $\rho_{xy}(V_g)$ , измеренные в магнитных полях до 4 Тл. При увеличении магнитного поля наблюдается резкий рост максимума сопротивления, расположенного в CNP при  $V_g = 1$  В, достигающего величины  $10^7 \text{ Ом}/\square$  при  $B = 10$  Тл (не показано). В этой же точке по затворному напряжению

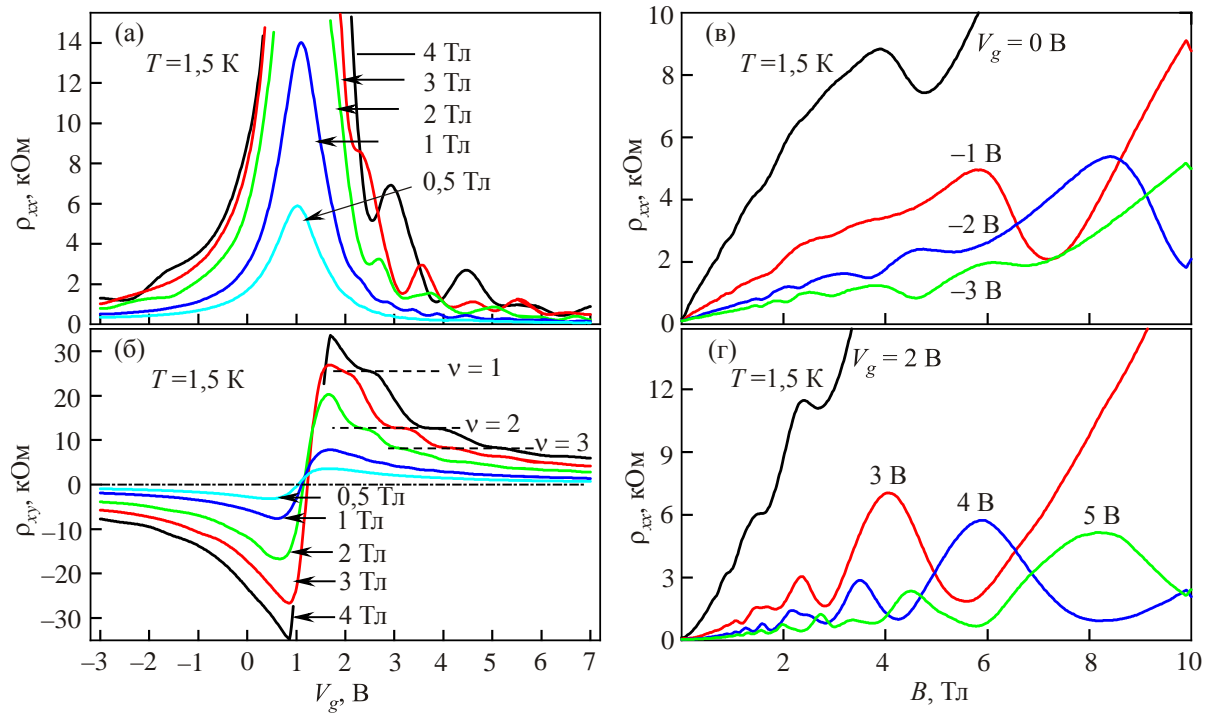


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Зависимости  $\rho_{xx}(V_g)$ , измеренные в различных магнитных полях при  $T = 1,5$  К (а). Зависимости  $\rho_{xy}(V_g)$ , измеренные в тех же условиях. Горизонтальными пунктирами обозначены теоретические значения  $h/\nu e^2$  соответствующих плато КЭХ (б). Зависимости  $\rho_{xx}(B)$  при фиксированных значениях  $V_g$  для дырочной (в) и электронной (г) областей.

происходит изменение знака на зависимостях  $\rho_{xy}(V_g)$ . Слева от CNP, т.е. в дырочной области, наблюдаются лишь зародыши плато при максимальном поле 4 Тл. И наоборот, справа от CNP, где проводимость определяется высокоподвижными электронами, отчетливые плато КЭХ в зависимости  $\rho_{xy}(V_g)$  формируются уже при  $B = 2$  Тл. Неожиданным оказался тот факт, что КЭХ существует и в областях  $V_g$ , при которых сосуществуют дираковские и объемные электроны. Проведем более подробный анализ этой особенности.

Зависимости  $\rho_{xx}(B)$  при фиксированных значениях  $V_g$  представлены на рис. 4(в), (г). В целом наблюдаемая картина соответствует полученным ранее представлениям: в дырочной стороне осцилляции ШдГ выражены достаточно слабо; на электронной стороне, напротив, за счет высокой подвижности минимумы выражены значительно лучше и, на первый взгляд, кривые качественно не отличаются для значений  $V_g$ , соответствующих расположению уровня Ферми в щели и в зоне проводимости. Плато  $\rho_{xy}$  формируются уже в магнитных полях порядка 2 Тл, однако минимумы в  $\rho_{xx}$  не достигают нулевого значения даже при больших полях. Этот факт может указывать на возможные параллельные каналы проводимости, например по боковым поверхностям пленки [16], расположенным параллельно приложенному полю. Параллельные каналы проводимости могут также дать объемные электроны. Электронная концентрация  $N_s^{SdH-high}$ , определенная по положению минимумов осцилляций ШдГ в сильных

магнитных полях ( $B > (1-2)$  Тл), оказалась равной концентрации  $N_s^{Drude}$ , определенной ранее с помощью модели Друде. Их графическое сравнение представлено на рис. 5(г). Из факта совпадения  $N_s^{SdH-high}$  и  $N_s^{Drude}$  следует, что факторы заполнения  $\nu$  определяются полной концентрацией  $N_s^{tot}$ , т.е. суммой концентраций дираковских и объемных электронов. Аналогично, при больших отрицательных  $V_g$  дырочные концентрации, полученные из анализа осцилляций ШдГ в больших полях и из подгонки по модели Друде, оказываются достаточно близкими по величине. Однако при приближении к CNP  $P_s^{SdH-high}$  оказывается систематически меньше, чем  $P_s^{Drude}$ . На основании этого можно сделать вывод, что для КЭХ в валентной зоне определяющей служит разностная концентрация дырок и электронов. Этот вывод аналогичен результату, полученному для гетероперехода GaSb/InAs в режиме сосуществования электронов и дырок [25]. Ключевым является вывод о том, что и при больших  $B$  объемные (в данном случае в пленке толщиной 80 нм) и поверхностные носители заряда участвуют в формировании общих уровней Ландау.

Для проведения более подробного анализа необходимо построить зависимость номера  $N$  минимумов осцилляций ШдГ соответствующих зависимостей  $\rho_{xx}(B)$ , представленных на рис. 4(в), (г), от их положения в обратном магнитном поле  $B^{-1}$ . Эти зависимости пред-

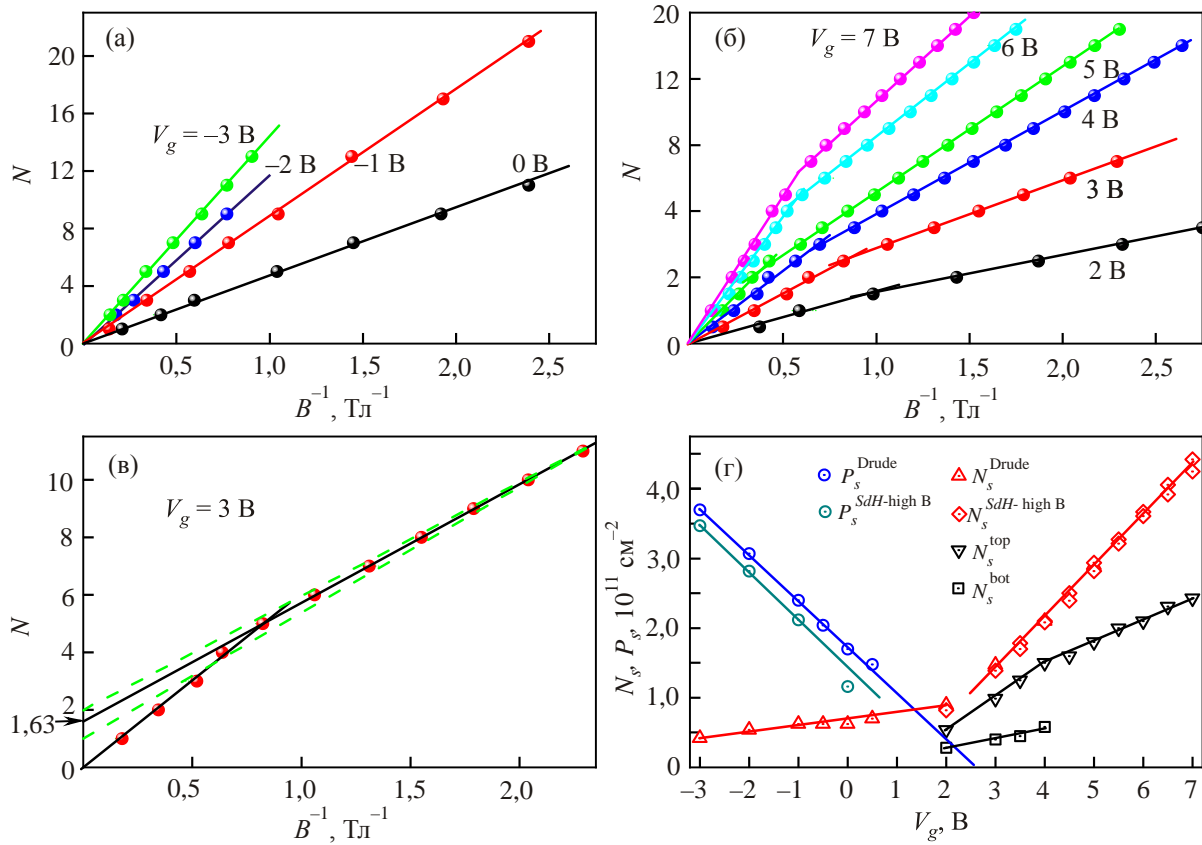


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Зависимости номеров  $N$  минимумов осцилляций, определенные из зависимостей  $\rho_{xx}(B)$ , представленных на рис. 4(в) и (г), от  $B^{-1}$  для дырочной (а) и электронной (б) областей. Зависимости  $N(B^{-1})$  при  $V_g = 3$  В. Сплошные черные прямые соответствуют наилучшим подгонкам сильно и слабополевой частей зависимости. Горизонтальная стрелка указывает на точку пересечения с вертикальной осью. Пунктирные линии показывают возможные подгонки при условии пересечения вертикальной оси в точке с целым значением (в). Сравнение электронной  $N_s$  и дырочной  $P_s$  концентраций, определенных различными способами: с помощью подгонки зависимостей  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  по модели Друде и с помощью анализа положения минимумов осцилляций ШдГ в сильных магнитных полях. Концентрация дираковских электронов на верхней поверхности  $N^{\text{top}}$  определена из анализа осцилляций ШдГ в слабых полях, а на нижней  $N^{\text{bot}}$  — как разница между  $N^{\text{SdH-high}}$  и  $N^{\text{top}}$  (г).

ставлены на рис. 5(а),(б). Для дырочной стороны (рис. 4(в) и 5(а)) осцилляции выражены слабо. В магнитных полях менее (1–2) Тл остаются различимыми лишь осцилляции с нечетными номерами, вплоть до  $B = 0,4$  Тл, с соответствующими факторами заполнения, превышающими 10. Любая из полученных зависимостей хорошо подгоняется прямой линией, проходящей через начало координат. Наклон этой линии соответствует упомянутой выше разностной дырочно-электронной концентрации  $P_s^{\text{SdH-high}}$ .

Как и ожидалось, на электронной стороне осцилляции ШдГ выражены значительно сильнее (рис. 4(г)) по сравнению с дырочной стороной, независимо от того, находится ли уровень Ферми в щели или в зоне проводимости. Они остаются различимыми вплоть до магнитных полей порядка 0,25 Тл с соответствующими факторами заполнения, превышающими 20. Однако на любой из представленных на рис. 5(б) зависимостей можно выделить область слабых и сильных магнитных

полей с резким переходом между ними. В каждой из областей сохраняется периодичность осцилляций в обратном магнитном поле, однако наклон прямых, описывающих свою часть одной и той же зависимости  $N(B^{-1})$ , будет различным. Концентрации, соответствующие наклону этих прямых, будут отличаться на 20–45%. Таким образом, наличие двух областей с различным наклоном не может быть объяснено каким-либо вырождением, снимаемым магнитным полем.

С другой стороны, наличие двух концентраций, определяемых периодичностью осцилляций ШдГ в слабом и сильном магнитных полях, может быть объяснено существованием двух (или более) групп носителей, каждая из которых имеет свой собственный набор уровней Ландау. По аналогии с работой [16], можно предположить, что концентрации дираковских электронов на верхней  $N_s^{\text{top}}$  и нижней  $N_s^{\text{bot}}$  поверхностях различны. Это неудивительно, если принять во внимание эффекты экранирования затвора верхней по-

верхностью. Предположим, что плоские зоны в исследуемой системе образуются вблизи нулевого затворного напряжения и при этом концентрации  $N_s^{\text{top}}$  и  $N_s^{\text{bot}}$  равны. Схематическое изображение зонной диаграммы исследуемой структуры при этом затворном напряжении, а также при других величинах  $V_g$ , представлено на рис. 6. Однако при увеличении затворного напряжения концентрация  $N_s^{\text{top}}$  будет увеличиваться значительно быстрее, чем  $N_s^{\text{bot}}$ . Наиболее

просто оценить соотношение между скоростями заполнения  $\alpha = (dN_s^{\text{top}}/dV_g)/(dN_s^{\text{bot}}/dV_g)$  поверхностей в отсутствие объемных носителей, т.е. для  $2 \text{ В} \leq V_g \leq 4 \text{ В}$ . В этих условиях искомое соотношение дается формулой  $\alpha = 1 + (q^2 D d_{\text{HgTe}}/\epsilon_{\text{HgTe}} \epsilon_0)$ , где  $D$  — плотность состояний дираковских электронов на верхней поверхности, а  $d_{\text{HgTe}}$  и  $\epsilon_{\text{HgTe}}$  — толщина и диэлектрическая постоянная пленки теллурида ртути соответственно. Подставив типичные значения, можно получить

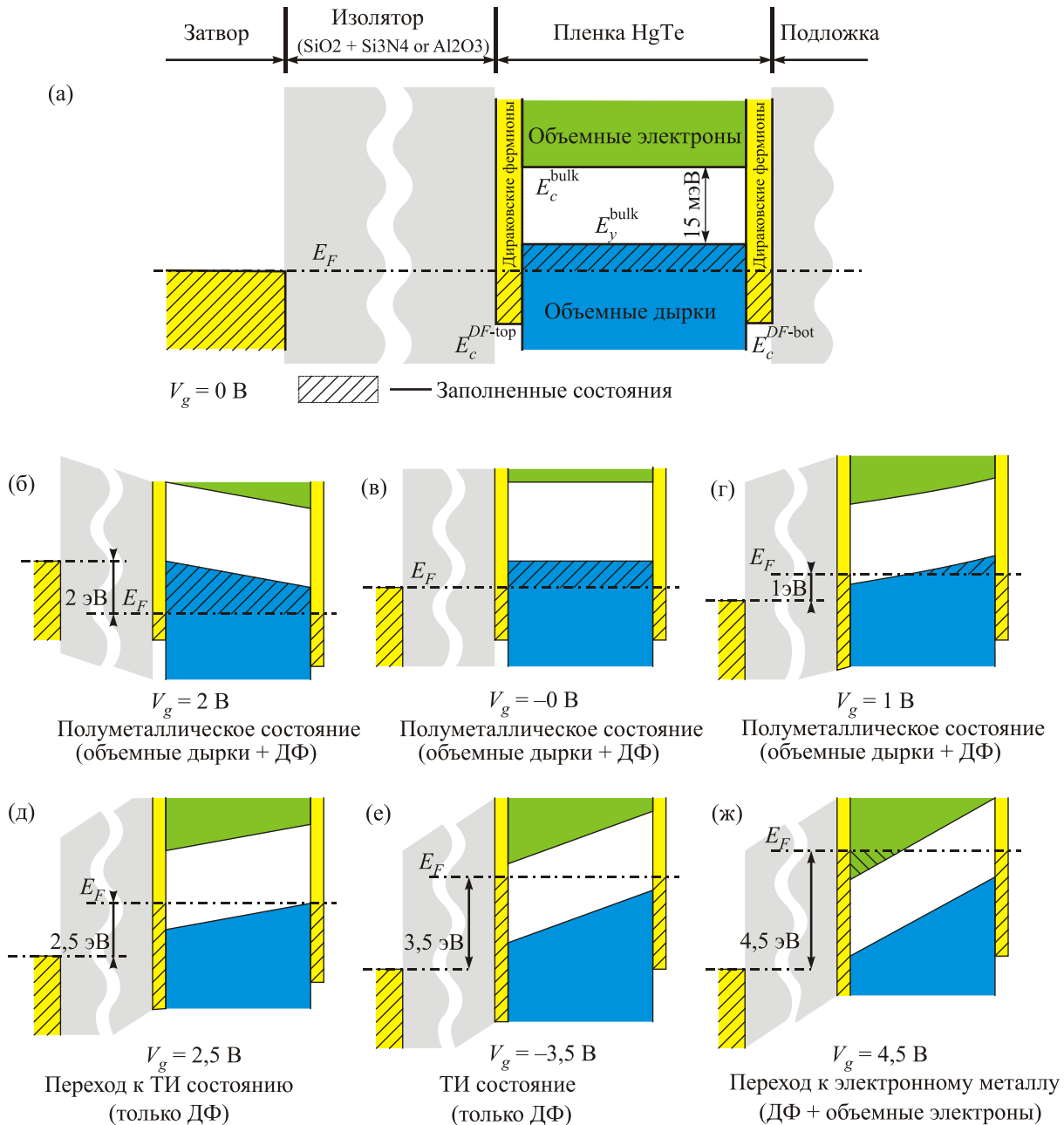


Рис. 6. Схематическое изображение зонной диаграммы исследуемой системы при различных затворных напряжениях (падение напряжения в диэлектрике изображено не в масштабе). Дираковские точки для обеих поверхностей, обозначенные как  $E_c^{DF\text{-top}}$  и  $E_c^{DF\text{-bot}}$ , расположены в валентной зоне. Плоские зоны образуются при нулевом затворном напряжении либо вблизи него. Приложенное затворное напряжение приводит к изгибу зон, при этом дальняя поверхность (bottom) частично экранируется ближней (top), а также объемными носителями. В диапазоне  $2 \text{ В} \leq V_g \leq 4 \text{ В}$  уровень Ферми находится в щели (д) и (е), в то время как при  $V_g < 2 \text{ В}$  в системе присутствуют объемные дырки (а)–(г), а при  $V_g > 4 \text{ В}$  — объемные электроны (ж).



$\alpha = 3 - 5$ . Таким образом, даже с учетом изначально равной концентрации, ожидается существенная асимметрия в концентрации электронов между поверхностями. Естественно предположить, что из двух одинаковых групп носителей группа с большей концентрацией будет обладать большей подвижностью и меньшим уширением уровней Ландау. Тогда уровни Ландау на верхней поверхности будут иметь меньшее уширение, и осцилляции ШдГ начнут формироваться для нее в меньших полях. В этом случае период осцилляций ШдГ в слабых полях дает концентрацию электронов только на верхней поверхности, в то время как в сильных полях квантуются обе группы носителей (к которым добавляются объемные электроны при  $V_g > 4$  В), и период осцилляций дает их общую концентрацию.

Определенная таким образом зависимость  $N_s^{\text{top}}$  представлена на рис. 5(г). Поскольку в диапазоне  $2 \text{ В} \leq V_g \leq 4 \text{ В}$  в системе присутствуют только поверхностные электроны, то в этом диапазоне верно соотношение  $N_s^{\text{Drude}} = N_s^{\text{SDH-high}} = N_s^{\text{top}} + N_s^{\text{bot}}$ , и можно определить  $N_s^{\text{bot}}$ . Как и ожидалось, экспериментально определенная скорость заполнения  $dN_s^{\text{bot}}/dV_g$  оказывается в три раза меньше  $dN_s^{\text{top}}/dV_g$ . Обратим внимание еще на одну особенность: резкий изгиб зависимости  $N_s^{\text{top}}(V_g)$  при  $V_g = 4$  В. Очевидно, что уменьшение наклона  $dN_s^{\text{top}}/dV_g$  при  $V_g > 4$  В может быть связано только с уменьшением доли плотности состояний поверхностных электронов в общую плотность состояний. Этот факт соответствует предложенной ранее карте границ зон, в которой уровень Ферми при этом затворном напряжении входит в зону проводимости.

Наконец, предположение о том, что низкополевая часть осцилляций ШдГ возникает за счет дираковских фермионов подтверждается фазой этих осцилляций, анализ которой для системы в состоянии топологического изолятора ( $V_g = 3$  В) представлен на рис. 5(в). Для высокополевой части зависимости выражение  $(1/B_{\text{min}})/\Delta_{1/B} = v^{\text{tot}}$  оказывается верным, где  $(1/B_{\text{min}})$  — положение минимумов в обратном магнитном поле;  $\Delta_{1/B}$  — период осцилляций в обратном поле, определяемый полной концентрацией, а  $v^{\text{tot}}$  представляет собой целое число, соответствующее полному фактору заполнения для всех видов электронов. Однако, если подогнать низкополевую часть зависимости  $N(1/B_{\text{min}})$  линейной зависимостью и продолжить ее до пересечения с вертикальной осью, то пересечение произойдет в точке 1,63. Полученная линейная зависимость описывается выражением  $(1/B_{\text{min}})/\Delta_{1/B} = v^{\text{top}} + 0,63$ , где  $v^{\text{top}}$  — фактор заполнения электронов на верхней поверхности (определенный с точностью до целого числа), а 0,63 — фазовый сдвиг осцилляций. Попытки подогнать низкополевую часть линейной зависимостью

без учета фазового сдвига (пунктирные прямые на рис. 5(в)) дают худший результат. Таким образом, на низкополевых осцилляциях наблюдается фазовый сдвиг величиной  $0,63 \pm 0,023$ , что близко к предсказанному значению 0,5 для дираковских фермионов [27].

### Заключение

В данной работе исследованы транспортные свойства высокоподвижной пленки толщиной 80 нм на основе напряженного теллурида ртути. Показано, что пленки такого типа являются трехмерным топологическим изолятором, а при помощи затворного напряжения можно менять положение уровня Ферми и тем самым последовательно пройти все объемные и поверхностные зоны. Анализ особенностей, возникающих как в классическом, так и в квантовом транспорте, позволил разделить вклад в проводимость всех основных типов носителей и определить их базовые параметры, такие как концентрация и подвижность. При анализе слабополевой части осцилляций ШдГ впервые удалось получить значение фазы осцилляций для отдельного дираковского конуса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты мол\_а №14-02-31631 и офи\_м №13-02-12148), РАН и МОН.

1. C.L. Kane and E.J. Mele, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 146802 (2005).
2. C.L. Kane and E.J. Mele, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 226801 (2005).
3. B.A. Bernevig and S.-C. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 106802 (2006).
4. B.A. Bernevig, T.L. Hughes, and S.-C. Zhang, *Science* **314**, 1757 (2006).
5. L. Fu and C.L. Kane, *Phys. Rev. B* **76**, 045302 (2007).
6. L. Fu, C.L. Kane, and E.J. Mele, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 106803 (2007).
7. D. Hsieh, D. Qian, L. Wray, Y. Xia, Y.S. Hor, R.J. Cava, and M.Z. Hasan, *Nature* **452**, 970 (2008).
8. Y. Xia, D. Qian, D. Hsieh, L. Wray, A. Pal, H. Lin, A. Bansil, D. Grauer, Y.S. Hor, R.J. Cava, and M.Z. Hasan, *Nature Phys.* **5**, 398 (2009).
9. M.Z. Hasan and C.L. Kane, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3045 (2010).
10. X.-L. Qi and S.-C. Zhang, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1057 (2011).
11. J.G. Checkelsky, Y.S. Hor, M.-H. Liu, D.-X. Qu, R.J. Cava, and N.P. Ong, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 246601 (2009).
12. A.A. Taskin and Y. Ando, *Phys. Rev. B* **80**, 085303 (2009).
13. D.-X. Qu, Y.S. Hor, J. Xiong, R.J. Cava, and N.P. Ong, *Science* **329**, 821 (2010).
14. D. Kim, S. Cho, N.P. Butch, P. Syers, K. Kirshenbaum, S. Adam, J. Paglione, and M.S. Fuhrer, *Nature Phys.* **8**, 459 (2012).
15. M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, *Science* **318**, 766 (2007).

16. C. Brune, C.X. Liu, E.G. Novik, E.M. Hankiewicz, H. Buhmann, Y.L. Chen, X.L. Qi, Z.X. Shen, S.C. Zhang, and L.W. Molenkamp, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 126803 (2011).
17. Е.Б. Олшанецкий, З.Д. Квон, С.С. Кобылкин, Д.А. Козлов, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, J.C. Portal, *Письма ЖЭТФ* **93**, 584 (2011).
18. O. Crauste, Y. Ohtsubo, P. Ballet, P.A.L. Delplace, D. Carpentier, C. Bouvier, T. Meunier, A. Taleb-Ibrahimi, and L. Lévy, *arXiv:1307.2008*.
19. A. Shuvaev, A. Pimenov, G.V. Astakhov, M. Muhlbauer, C. Brune, H. Buhmann, and L.W. Molenkamp, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 241902 (2013).
20. A.M. Shuvaev, G.V. Astakhov, G. Tkachov, C. Brune, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, and A. Pimenov, *Phys. Rev. B* **87**, 121104(R) (2013).
21. F.J. Blatt, *Physics of Electronic Conduction*, in: *Solids*, McGRAW-HILL BOOK COMPANY (1968).
22. Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, D.A. Kozlov, N.N. Mikhailov, and S.A. Dvoretiskii, *JETP Lett.* **87**, 502 (2008).
23. V.F. Gantmakher and Y.B. Levinson, *Carrier Scattering in Metals and Semiconductors*, North-Holland Physics Publishing, Amsterdam (1987).
24. E.B. Olshanetsky, Z.D. Kvon, M.V. Entin, L.I. Magarill, N.N. Mikhailov, I.O. Parm, and S.A. Dvoretisky, *JETP Lett.* **89**, 290 (2009).
25. E.E. Mendez, L. Esaki, and L.L. Chang, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2216 (1985).
26. S. Luryi, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 501 (1988).
27. A.A. Taskin and Y. Ando, *Phys. Rev. B* **84**, 035301 (2011).

### The three-dimensional topological insulator based on a strained HgTe film

D.A. Kozlov, Z.D. Kvon, M.L. Savchenko, D. Weiss, N.N. Mikhailov, and S.A. Dvoretiskii

We investigated the electron and hole transport in a three-dimensional topological insulator based on a high-mobility (up to  $4 \cdot 10^5$  cm<sup>2</sup>/V·s) strained 80 nm thick mercury telluride film. Owing to the presence of the gate the Fermi energy is turned from the valence band through the Dirac type surface states into the conduction band. The magnetotransport measurements allowed us to disentangle the contributions from conduction band electrons and holes as well as from Dirac electrons to conductivity.

PACS: **73.25.+i** Surface conductivity and carrier phen;  
**73.20.At** Surface states, band structure, electron density of states;  
**73.43.-f** Quantum Hall effects.

Keywords: three-dimensional topological insulator, mercury telluride, magnetotransport, quantum Hall effect.