

Ольшанецкий Евгений Борисович

**ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА ДВУМЕРНОГО ПОЛУМЕТАЛЛА И  
ДВУМЕРНОГО ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ИЗОЛЯТОРА В КВАНТОВЫХ  
ЯМАХ HgTe**

*специальность: 1.3.11 - физика полупроводников*

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Новосибирск – 2022

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук.

**Официальные оппоненты:**

Гринберг Яков Симхонович, доктор физико-математических наук, доцент, главный научный сотрудник кафедры прикладной и теоретической физики, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский государственный технический университет».

Германенко Александр Викторович, доктор физико-математических наук, доцент, проректор по науке, заведующий кафедрой физики конденсированного состояния и наноразмерных систем института естественных наук и математики, Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина»

Девятков Эдуард Валентинович, доктор физико-математических наук, доцент, заместитель директора, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук

**Ведущая организация:**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук

**Защита состоится «20» сентября 2022 года в 15 часов** на заседании диссертационного совета 24.1.134.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук по адресу: 630090, Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 13.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук.

<https://www.isp.nsc.ru/institut/dissertatsionnyj-совет/zasedaniya/olshanetskij-evgenij-borisovich>

Автореферат разослан «\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2022 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,  
доктор физико-математических наук

Погосов Артур Григорьевич

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Среди множества известных двумерных электронных систем квантовая яма (КЯ) HgTe занимает особое место. Это обусловлено тем, что вследствие релятивистских эффектов и спин-орбитального взаимодействия объемный HgTe обладает инвертированным энергетическим спектром. Последнее означает, что в отличие от хорошо известных полупроводниковых материалов с нормальным энергетическим спектром, где зона проводимости образована из атомных s-орбиталей, а валентная – из p-орбиталей, в HgTe наблюдается обратная ситуация. В результате размерного квантования энергетический спектр в квантовых ямах HgTe в зависимости от ее ширины может быть, как нормальным, так и инвертированным, с запрещенной зоной или бесщелевым. Таким образом, использование квантовых ям HgTe с различной толщиной позволяет реализовывать широкий спектр двумерных систем: обычный изолятор с нормальным зонным спектром, бесщелевую систему двумерных дираковских фермионов, двумерный топологический изолятор (2D ТИ) и двумерный полуметалл (2D ПМ).

ТИ представляют собой особый класс твердых тел, характеризующийся инвертированным зонным спектром и наличием запрещенной зоны для объемных электронных состояний [С1-С4]. Вблизи поверхности ТИ, являющейся его границей раздела с вакуумом или иными материалами с обычным зонным спектром, присутствуют бесщелевые электронные поверхностные состояния с линейным законом дисперсии. В условиях, когда уровень Ферми расположен в запрещенной для объемных состояний зоне ТИ, транспортные свойства системы определяются указанными поверхностными состояниями. Все вышесказанное справедливо для трехмерных ТИ, среди которых наиболее известны различные соединения бериллия [С5]. Следует, однако, отметить, что до сих пор исследование транспортных явлений в таких материалах было затруднено высокой концентрацией структурных дефектов и, как следствие, низким уровнем подвижности носителей, а также высоким уровнем объемной проводимости.

Исследование собственно транспортных свойств ТИ началось с теоретического предсказания в 2006 году [С6] возможности реализации 2D ТИ в КЯ HgTe с толщиной выше критической ( $d > d_c \approx 6.3$ ), которая вскоре была подтверждена экспериментально [С7]. В 2D ТИ вдоль периметра образца циркулирует пара бесщелевых краевых состояний с линейным законом дисперсии, распространяющихся в противоположные стороны и имеющих противоположную поляризацию по спину. Согласно теории указанные краевые состояния должны быть защищены от обратного упругого рассеяния вследствие симметрии относительно обращения времени. Однако связанное с этим утверждением ожидание баллистического бездиссипативного транспорта по краевым состояниям подтвердилось только в образцах субмикронных размеров, где, как показывают измерения, проводимость действительно квантуется в единицах  $e^2/h$ . Причина того, почему в образцах более крупных размеров наблюдается проводимость

существенно ниже ожидаемого баллистического значения до сих пор остается неясной. К моменту начала исследований, проведенных в данной диссертации, практически отсутствовала информация о таких важных свойствах 2D ТИ, как магнетоспоротивление в продольном и перпендикулярном магнитных полях, температурная зависимость сопротивления, зависимость свойств ТИ от изменений в спектре, обусловленных увеличением толщины КЯ. Настоящая диссертационная работа восполняет этот пробел.

При увеличении толщины КЯ HgTe более  $\approx 18$  нм, минимум зоны проводимости, расположенный в центре зоны Бриллюэна оказывается по энергии ниже боковых максимумов валентной зоны, т.е. имеет место не прямое перекрытие валентной зоны и зоны проводимости. Величина перекрытия (от нескольких мэВ до нескольких десятков мэВ) зависит от толщины ямы и ориентации ее поверхности. Если уровень Ферми расположен в области перекрытия зон, то в квантовой яме при низкой температуре будут присутствовать одновременно две вырожденные Ферми системы – двумерные дырки и двумерные электроны, т.е. реализуется новый тип двумерной электронной системы - двумерный полуметалл (2D ПМ). Следует отметить, что полуметаллические системы крайне редки в физике низкоразмерных систем. До сих пор в качестве единственного кандидата на эту роль рассматривался двумерный электронно-дырочный газ в двойной КЯ InAs/GaSb [C8]. Однако, в отличие от КЯ HgTe, в которой электроны и дырки сосуществуют в объеме одной КЯ, в InAs/GaSb они разделены границей гетероперехода. Не исключено к тому же, что вследствие обнаруженной недавно гибридизации спектра, электронно-дырочная система в InAs/GaSb не является полуметаллом в традиционном смысле слова [C9]. В то же время ожидается, что двумерная полуметаллическая система должна обладать рядом уникальных свойств. В частности большой интерес представляют следующие вопросы: взаимное рассеяние двумерных электронов и дырок в полуметалле, возможность образования экситонного изолятора при малых концентрациях электронов и дырок, квантовый эффект Холла в двухкомпонентной системе. Именно реализация двумерной электронно-дырочной системы в КЯ HgTe впервые дало возможность рассмотреть эти и другие вопросы.

**Цель работы** заключалась в установлении и исследовании основных особенностей электронного транспорта в двумерном топологическом изоляторе и двумерном полуметалле на основе квантовой ямы CdHgTe/HgTe/CdHgTe. Данная цель предусматривала в частности выполнение следующих конкретных задач:

1. Определение основных параметров 2D ПМ и в 2D ТИ, обусловленных той или иной толщиной квантовой ямы HgTe и ориентацией ее поверхности.
2. Изучение магнетопольных зависимостей сопротивления в 2D ПМ и в 2D ТИ для продольного и перпендикулярного направления поля. В последнем случае исследования проводились, как в слабых полях вблизи  $B=0$ , так и в режиме квантового эффекта Холла.
3. Изучение температурных зависимостей сопротивления 2D ПМ и в 2D ТИ.
4. Транспортные измерения в условиях гидростатического сжатия исследуемого образца.

**Объекты и методы исследования.** В качестве объектов исследования использовались образцы разнообразной топологии и размеров, изготовленные с помощью оптической литографии и плазмохимического травления на основе квантовых ям CdHgTe/HgTe/CdHgTe различной толщины и ориентации поверхности. Гетероструктуры изготавливались методом МЛЭ в ИФП СО РАН. Транспортные и магнетотранспортные измерения производились в температурном диапазоне от 50 мК до 100 К в магнитных полях до 15 Т с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования и при величинах измерительного тока через образец 1-10 нА, исключающих эффекты разогрева.

**Научная новизна работы** состоит в следующем:

1) Впервые экспериментально показано, что в квантовых ямах CdHgTe/HgTe/CdHgTe с различной ориентацией поверхности и толщиной  $\geq 18$  нм возможна реализация двумерного полуметалла, когда в объеме КЯ при низких температурах сосуществуют две вырожденные двумерные Ферми системы – электронная и дырочная. Необходимым условием наблюдения полуметалла является перекрытие зоны проводимости и валентной зоны. Проведены систематические расчеты энергетического спектра подобных ям, которые указывают, что важную роль в формировании указанного перекрытия зон играет такой фактор, как механическое растяжение пленки HgTe, вызванное небольшой разницей в величине постоянных решетки HgTe и CdTe.

2) Известно, что в однокомпонентной Ферми системе рассеяние носителей заряда друг на друге не приводит к изменению полного импульса системы и, таким образом, не сказывается на величине ее проводимости. Диссипация импульса, приобретенного подобной системой во внешнем поле, происходит только в результате взаимодействия с примесным потенциалом и фононами. В настоящей работе экспериментально обнаружен и исследован новый и уникальный для двухкомпонентной (электронно-дырочной) системы тип рассеяния – взаимное рассеяние электронов и дырок.

3) Как показали ранее исследования на графене, при определенных условиях и при нулевом факторе заполнения в биполярной системе может наблюдаться особая разновидность квантового эффекта Холла с нулевым фактором заполнения, характеризуемая наличием двух киральных токовых состояний, электронного и дырочного, циркулирующих вдоль периметра образца навстречу друг другу. В настоящей работе экспериментально доказана возможность наблюдения квантового эффекта Холла подобного типа в принципиально иной системе – двумерном полуметалле в КЯ HgTe.

4) Экспериментально обнаружен переход от двумерного топологического изолятора к бесщелевой металлической фазе, вызванный магнитным полем, приложенным параллельно плоскости квантовой ямы HgTe. Расчеты зонного спектра в КЯ HgTe, выполненные при различных значениях параллельного магнитного поля подтверждают выводы, сделанные на основе эксперимента.

5) Проведено подробное экспериментальное исследование различных аспектов локальной и нелокальной проводимости в двумерном топологическом изоляторе в КЯ HgTe в условиях диффузионного транспорта по краевым токовым состояниям. В образцах с сопротивлением  $\geq 100 h/e^2$  вместо ожидаемого в таком случае, согласно теории локализации Андерсона, экспоненциального роста сопротивления с понижением температуры в низкотемпературном пределе ( $T \leq 50$  mK) обнаружена слабая степенная зависимость сопротивления от температуры ( $R \propto T^{-\alpha}$ , где  $\alpha \leq 0.5$ ). Выявлена зависимость наклона положительного магнетосопротивления от отношения амплитуды флуктуационного потенциала к ширине запрещенной зоны в двумерном топологическом изоляторе.

б) Экспериментально исследованы два различных подхода к реализации экситонного изолятора на основе двумерного полуметалла в КЯ HgTe – приложение параллельного магнитного поля и использования всестороннего гидростатического сжатия. Предполагается, что оба подхода могут способствовать уменьшению перекрытия зоны проводимости и валентной зоны с целью получения необходимого для экситонного изолятора максимального увеличения отношения  $E_c/E_F$  (где  $E_c$  – энергия кулоновского взаимодействия электронов и дырок,  $E_F$  – кинетическая энергия электронов и дырок).

#### **Научная и практическая значимость работы.**

Важным практическим результатом настоящей работы следует считать открытие возможности реализации двумерного полуметалла в квантовых ямах HgTe. В отличие от двойной квантовой ямы InSb/GaSb, электронно-дырочная система в КЯ HgTe является настоящим полуметаллом, где электроны и дырки сосуществуют в одном объеме. Подобное обстоятельство делает ее особенно удобным объектом для исследования различных специфических для биполярной Ферми системы явлений. В частности, весьма интересной является возможность наблюдения экситонного изолятора в такой системе.

Полученные в работе экспериментальные данные стимулировали развитие теории сразу в некоторых направлениях физики низкоразмерных систем:

- Результаты исследования эффекта параллельного поля на свойства двумерного топологического изолятора послужили толчком для построения теории этого явления, основанной на расчете эффективного Гамильтониана и энергетического спектра данной системы: [O.E. Raichev, Phys.Rev.B85, 045310 (2012)];

- Результаты поиска состояния экситонного изолятора в КЯ HgTe в условиях гидростатического сжатия инициировали разработку теории электронно-дырочного транспорта в двумерном полуметалле в присутствии беспорядка: [Michael Knap, Jay D. Sau, Bertrand I. Halperin, and Eugene Demler, PRL 113, 186801 (2014)];

- Результаты исследования процессов рассеяния в электронно-дырочной системе в КЯ HgTe послужило стимулом для разработки теории межчастичного рассеяния в двумерной

биполярной Ферми системе: [M. V. Entin, L. I. Magarill, E. V. Olshanetsky, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, JETP 117, 933 (2013)].

Следует также отметить, что исследования КЯ HgTe в настоящей работе способствовали развитию и совершенствованию технологии роста подобных структур в ИФП СО РАН. Последнее обстоятельство немаловажно, учитывая тот факт, что к началу работы в мире существовало всего две лаборатории, где изготавливаются квантовые ямы HgTe пригодные для транспортных исследований: лаборатория в Physikalisches Institut and Rontgen Center for Complex Material Systems, Universitat Wurzburg, Am Hubland, Wurzburg, Germany и ИФП СО РАН, Новосибирск, Россия.

Наконец, заметим, что исследование транспорта в двумерном топологическом изоляторе является весьма актуальным ввиду возможности использования таких систем в спиновой электронике.

### **Положения, выносимые на защиту.**

1) В квантовых ямах CdHgTe/HgTe/CdHgTe с ориентацией поверхности (013), (112) и (100) и толщиной более 18 нм имеет место не прямое перекрытие находящегося в центре зоны Бриллюэна минимума зоны проводимости с боковыми максимумами валентной зоны. Величина перекрытия составляет ~10 мэВ для ям с ориентацией поверхности (013), 3-5 мэВ для ям (112) и 1-3 мэВ для ям (100). При низких температурах в случае, когда уровень Ферми находится в области перекрытия зон, реализуется ситуация, при которой в КЯ сосуществуют две вырожденные Ферми системы – электронная и дырочная (двумерный полуметалл).

2) Обнаружен и экспериментально исследован фактор взаимного рассеяния электронов и дырок в 2D полуметалле. Сравнение температурных зависимостей сопротивления с теорией позволяет сделать вывод о короткодействующем характере взаимодействия электронов и дырок в КЯ HgTe..

3) В 2D полуметалле в КЯ HgTe обнаружено состояние квантового эффекта Холла с нулевым фактором заполнения, обусловленное краевым транспортом особого рода, когда вдоль периметра образца навстречу друг другу циркулируют два киральных краевых токовых состояния - электронное и дырочное. Данное состояние характеризуется рядом особенностей в ТЗН: пиком продольного сопротивления  $\rho_{xx}$ , сильным нелокальным откликом и нулевым плато  $\sigma_{xy} = 0$ .

4) В диффузионных образцах 2D ТИ ( $R \geq h/e^2$ ) в слабом магнитном поле, перпендикулярном плоскости ямы, наблюдается линейное положительное МС. Результаты эксперимента качественно

подтверждают предсказание теории, согласно которому наклон линейного ПМС зависит от отношения амплитуды флуктуационного потенциала в яме к ширине запрещенной зоны.

5) Экспериментально обнаружен переход от состояния двумерного топологического изолятора к бесщелевой двумерной металлической фазе, индуцированный магнитным полем, приложенным параллельно плоскости КЯ. Расчеты зонного спектра в КЯ, выполненные при различных значениях параллельного магнитного поля, подтверждают выводы, сделанные на основе эксперимента.

б) В диффузионных образцах 2D ТИ ( $R \geq h/e^2$ ) в пределе низких температур наблюдается слабая степенная зависимость сопротивления от температуры  $R \propto T^{-\alpha}$ , где  $\alpha \leq 0.5$ . Данное наблюдение не согласуется с теорией локализации Андерсона, в соответствии с которой образцы 2ДТИ с  $R \geq h/e^2$  должны характеризоваться экспоненциальной температурной зависимостью сопротивления при  $T \rightarrow 0$ .

**Апробация работы.** Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях: VIII Российская конференция по физике полупроводников (Екатеринбург, 2007); 18th International Conference on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics and Nanotechnology (Sao-Pedro, Brasil, 2008); International Workshop «Mesoscopic and correlated electron systems – 5 (Chernogolovka, Russia 2009); IX Российская конференция по физике полупроводников (Новосибирск - Томск, 2009); 30th International Conference on the Physics of Semiconductors (Seoul, Korea 2010); 18-ый Международный симпозиум «Nanostructures: Physics and Technology» (С.Петербург-2010); X Российская конференция по физике полупроводников (Нижний Новгород, Россия 2011); XVI Международный симпозиум "Нанозифика и нанозлектроника" (Нижний Новгород, Россия 2012); 31th International Conference on the Physics of Semiconductors (Zurich, Switzerland 2012); XI Российская конференция по физике полупроводников (С.Петербург, 2013); 20th International Conference on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems (EP2DS) (Warsow, Poland 2013); 32th International Conference on the Physics of Semiconductors (Austin, USA 2014); XII Российская конференция по физике полупроводников (Ершово, 2015); 21th International Conference on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems (EP2DS) (Sendai, Japan 2015); XXI Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (Екатеринбург, 2016), а также на Конкурсах научных работ 2007 и 2014 года (первое место) и институтских семинарах ИФП СО РАН.

**Личный вклад автора.** Диссертационная работа является результатом исследований, проведенных автором в период с 2007 по 2017 гг. Основная часть результатов, представленных в диссертации, получена лично автором. В работах, опубликованных в соавторстве, автору принадлежат результаты, которые вошли в сформулированные защищаемые положения и выводы.

**Публикации.** По материалам диссертации опубликовано 20 печатных работ [A1-A20] в рецензируемых научных журналах. Список работ приведен в конце автореферата.

**Структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитируемой литературы. Объем диссертации составляет 262 машинописных страниц, в том числе 98 рисунков и список литературы из 174 наименований.

## КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** обосновывается актуальность темы, формируется цель исследования, научная новизна и практическая значимость полученных результатов, излагаются выносимые на защиту положения, дается краткая аннотация работы.

**Первая глава** является обзорной.

**§1.1** содержит общий обзор свойств объемного теллурида ртути – полупроводника с нулевой запрещенной зоной. Рассмотрено влияние релятивистских поправок на расположение зон в теллуриде ртути. Обсуждаются принципиальные отличия теллурида ртути - полупроводника с инверсной зонной структурой - от полупроводников с нормальной зонной структурой.

В **§1.2** дается общее определение топологического изолятора и обсуждаются основные свойства поверхностных состояний топологического изолятора.

В **§1.3** дается определение двумерного топологического изолятора. Рассмотрены особенности двух основных практических реализаций двумерного топологического изолятора – квантовой ямы CdHgTe/HgTe/CdHgTe и квантовой ямы InAs/GaSb.

В **§1.4** дается краткий обзор известных реализаций трехмерного топологического изолятора на основе соединений бериллия и квантовой ямы HgTe. Указывается на трудности, связанные с наличием объемных состояний при изучении транспортных свойств трехмерного топологического изолятора, обусловленных его поверхностными состояниями.

В **§1.5** дается определение понятию двумерный полуметалл и обсуждаются особенности его практической реализации в квантовых ямах CdHgTe/HgTe/CdHgTe и InAs/GaSb.

**Вторая глава** посвящена описанию экспериментальных образцов и экспериментальных методик, использовавшихся в работе.

**§2.1** содержит краткую информацию о технологии изготовления и послойной структуре квантовых ям HgTe, а также об особенностях литографии, плазмохимического травления,

нанесения металлического затвора, подзатворного диэлектрика и формирования омических контактов при изготовлении экспериментальных образцов на основе указанных квантовых ям.

На рис. 1а приведена послойная схема квантовой ямы HgTe, на рис. 1б – схематическое изображение экспериментальной структуры в разрезе. Как видно из рис.1б экспериментальные структуры представляли собой устройства, в которых изменением напряжения, прикладываемого к

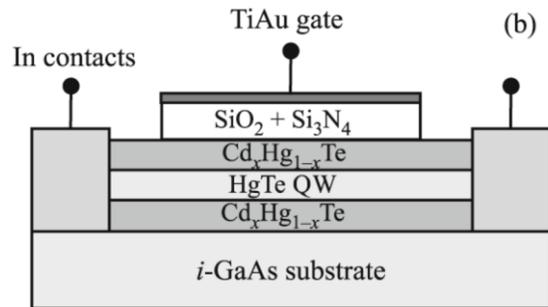
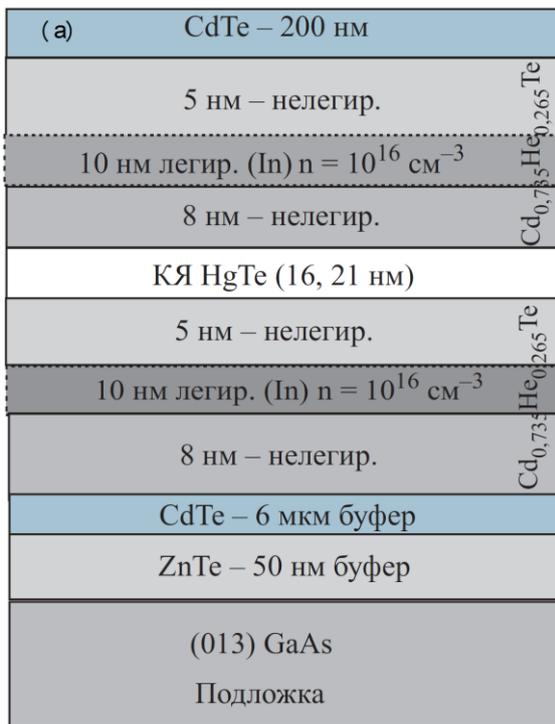


Рис.1 (а) Послойная структура квантовой ямы CdHgTe/HgTe/CdHgTe; (б) Схематическое изображение полевого транзистора на основе квантовой ямы CdHgTe/HgTe/CdHgTe.

металлическому затвору, можно было управлять концентрацией носителей и положением уровня Ферми в квантовой яме HgTe.

В §2.2 дано краткое описание измерительных методик, а также обсуждаются особенности локального и нелокального измерения сопротивления при наличии в двумерной системе баллистического или диффузионного транспорта по краевым токовым состояниям.

В третьей главе рассмотрены некоторые частные вопросы, касающиеся электронного транспорта в квантовых ямах HgTe различной толщины. В §3.1 исследуется применимость двух универсальных скейлинговых моделей для описания переходов между различными состояниями квантового эффекта Холла в высокоподвижном двумерном электронном газе (уровень Ферми расположен в зоне проводимости) в КЯ HgTe с инвертированным спектром, [A1]. §3.2 посвящен изучению аномального знакопеременного магнетосопротивления в двух различных системах – двумерный электронный газ в квантовых ямах HgTe, одна из которых имеет толщину меньше (нормальный спектр), а другая - больше критического значения (инверсный спектр), [A2].

Наконец, в §3.3 рассмотрены особенности магнетотранспорта в квазитрехмерной пленке HgTe толщиной 100 нм, [A3].

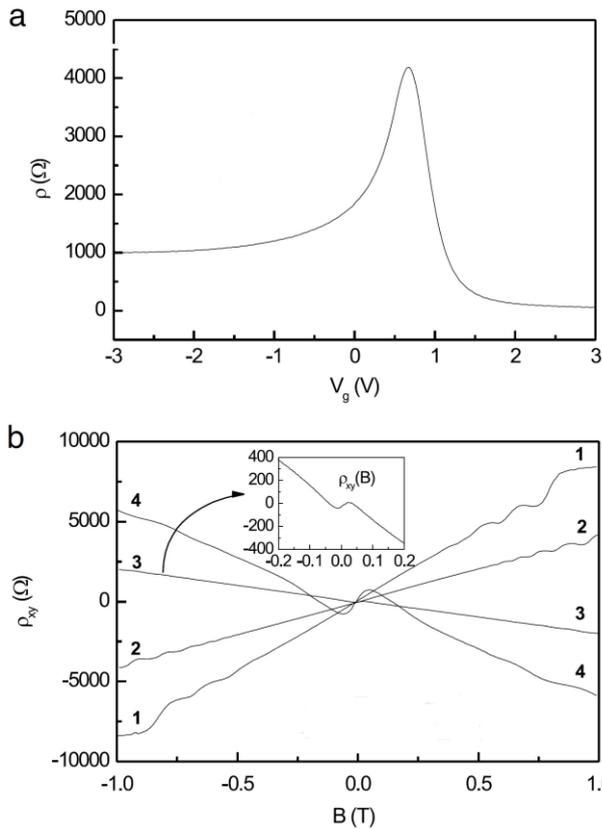


Рис.2 а – Зависимость сопротивления от затворного напряжения  $\rho(V_g)$  при  $T=0.2$  К и  $V=0$ ; б – холловское сопротивление, как функция магнитного поля  $\rho_{xy}(B)$  при  $T=0.2$  К: кривая 1 ( $V_g=+1.5$  В), кривая 2 ( $V_g=+2.5$  В), кривая 3 ( $V_g=-3$  В), кривая 4 ( $V_g=-0.5$  В).

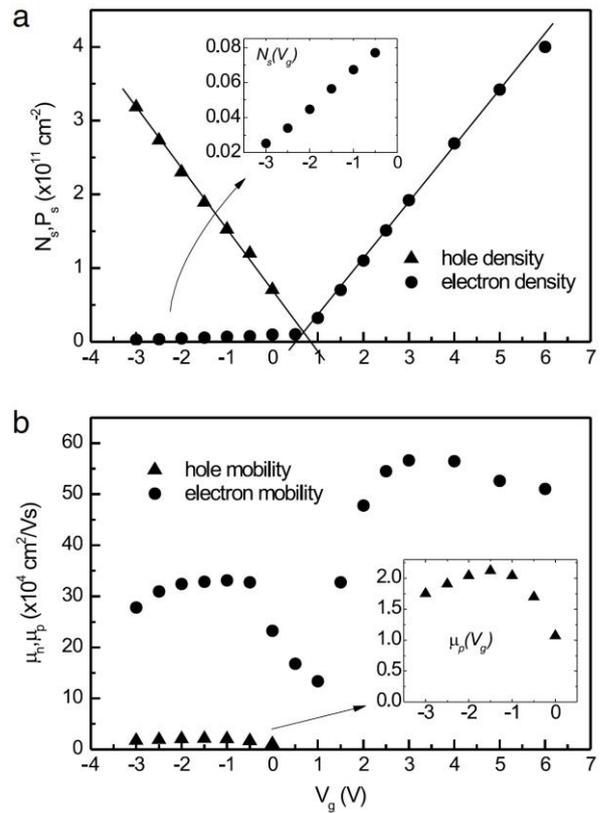


Рис. 3 а – Зависимость плотности электронов и дырок от затворного напряжения; б – зависимость подвижности электронов и дырок от затворного напряжения. (20 нм квантовая яма HgTe (100)).

**В четвертой главе** приводятся результаты экспериментального изучения свойств двумерного полуметалла на основе квантовой ямы HgTe.

**§4.1** посвящен описанию особенностей новой двумерной электронной системы - двумерного полуметалла, обнаруженного в квантовых ямах HgTe толщиной 18-21 нм с инвертированным зонным спектром и с различной ориентацией поверхности: (013), (112) и (100). Приводятся результаты магнетотранспортных экспериментов, позволяющих сделать однозначный вывод о существовании полуметаллического состояния в этих квантовых ямах. На основе указанных экспериментов определена величина перекрытия зоны проводимости и валентной зоны  $\Delta = (1-5)$  мэВ. Из сравнения экспериментально найденной  $\Delta$  с результатами теоретического расчета энергетического спектра сделан вывод о принципиальной роли деформационных

эффектов, обусловленных несоответствием постоянных решетки HgTe и CdTe, в формировании полуметаллического состояния в квантовых ямах HgTe.

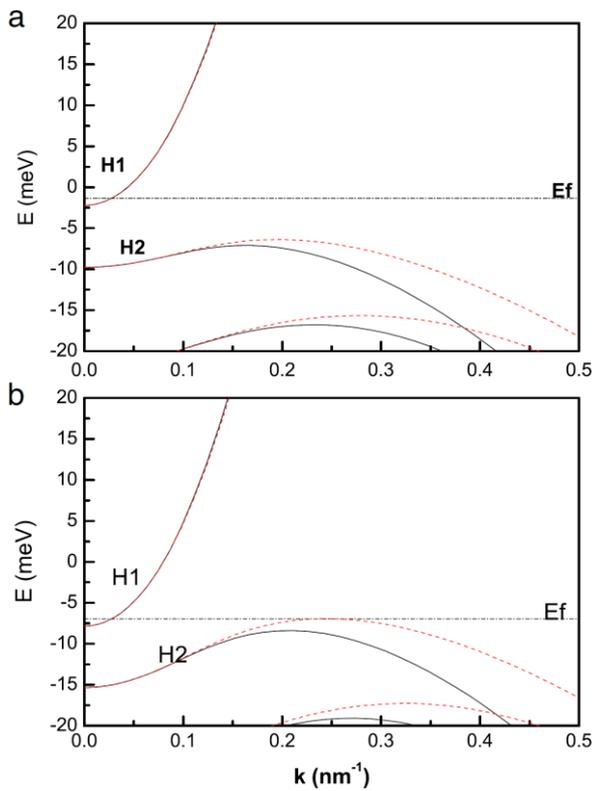


Рис.4 Расчет зонного спектра для 20 нм квантовой ямы HgTe (100) (уровни энергии расщеплены по спину в отсутствие магнитного поля). а – расчет без учета механической деформации,  $N_s=1.2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ; б – расчет с учетом 48.5% деформации пленки HgTe;  $N_s=1.2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$  и  $P_s=1.2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Для сплошных линий  $[k_x, k_y]=[1, 0]$ , для пунктирных -  $[k_x, k_y]=[1, 1]$ .

В качестве примера на Рис. 2а показана зависимость сопротивления от затворного напряжения для образца на основе 20 нм квантовой ямы HgTe с ориентацией поверхности (100). Кривая имеет максимум порядка 4.5 кОм при  $V_g=+0.67 \text{ В}$ . В области отрицательных смещений на затворе сопротивление образца плавно уменьшается и затем выходит на насыщение величиной порядка 1 кОм при  $V_g=-3 \text{ В}$ . Для положительных смещений справа от максимума наблюдается более резкое падение величины сопротивления, которое достигает значения порядка 100 Ом при затворном напряжении  $V_g=+3 \text{ В}$ . Качественно подобное поведение  $\rho(V_g)$  наблюдалось во всех указанных выше квантовых ямах HgTe, в которых было обнаружено состояние двумерного полуметалла [A4-A8]. Форма кривой  $\rho(V_g)$ , подобная той, что приведена на рис. 2а, определяется в таком случае соответствующими зависимостями концентрации и подвижности электронов и дырок от затворного напряжения.

Анализ зависимостей холловского сопротивления от магнитного поля на Рис. 2б, показывает, что переход от положительных смещений на затворе к отрицательным сопровождается переходом от двумерной электронной системы к преимущественно дырочной двумерной системе, о чем свидетельствует изменение знака общего наклона зависимостей. При этом в определенном диапазоне затворных напряжений в квантовой яме реализуется особое состояние, характеризующееся одновременным присутствием электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, двумерный полуметалл. Основным экспериментальным доказательством существования полуметалла является наблюдение характерной особенности - перегиба или смены знака наклона - в зависимостях  $\rho_{xy}(B)$  вблизи  $B=0$ , см. кривые 4 и 3 на Рис.2б. Интересно, что даже относительно очень малые значения концентрации электронов в преимущественно дырочной системе проявляются наличием перегиба на зависимости  $\rho_{xy}(B)$  (см. вставку на Рис.2б и кривая 3), подобным тому, что наблюдается при

сравнимых концентрациях электронов и дырок (кривая 4). Это обусловлено тем, что электроны обладают значительно более высокой подвижностью, чем дырки. Вообще, информация о концентрациях и подвижностях электронов и дырок может быть получена в результате анализа магнетопольных зависимостей  $\rho_{xy}(B)$  и  $\rho_{xx}(B)$  с использованием классической модели Друде для системы с двумя типами носителей с противоположным знаком заряда. Результаты такого анализа для 20 нм квантовой ямы HgTe (100) приведены на рис. 3.

На рис.3а представлены зависимости концентраций электронов и дырок от затворного напряжения. Зависимости являются линейными в соответствии с формулой плоского конденсатора. При затворных напряжениях  $V_g > +0.76$  В в квантовой яме определяется присутствие только электронов. При  $V_g \approx +0.76$  В квантовую яму начинают заполнять дырки, что сопровождается изменением наклона зависимости  $N_s(V_g)$ . При дальнейшем увеличении отрицательного смещения на затворе наблюдается линейное по  $V_g$  уменьшение концентрации электронов и увеличение концентрации дырок. При  $V_g \approx +0.76$  В концентрации электронов и дырок примерно равны  $N_s = P_s = 1.2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , что позволяет сделать оценку перекрытия валентной зоны и зоны проводимости:  $E_{\text{overlap}} = E_F^p + E_F^e \approx 1.5$  мэВ для данной квантовой ямы. Затворное напряжение, при котором концентрации электронов и дырок в КЯ равны, называется точкой зарядовой нейтральности (ТЗН), которая примерно совпадает с пиком кривой  $\rho(V_g)$  на Рис.2а.

Рис.3б показывает зависимость подвижности электронов и дырок от затворного напряжения. Электронная подвижность сперва возрастает с увеличением положительного смещения на затворе, проходит через максимум и затем слегка уменьшается. Аналогичным образом меняется подвижность дырок при увеличении отрицательного смещения. В целом подвижность дырок в 15-30 раз меньше подвижности электронов, что объясняется различием в величине эффективных масс этих типов носителей заряда. Рост подвижности с увеличением концентрации указывает на то, что примесное рассеяние является определяющим в КЯ HgTe при малых концентрациях носителей заряда. В то же время наличие максимума в подвижности свидетельствует о важности рассеяния на шероховатостях поверхности. Наконец, скачек подвижности электронов, наблюдаемый в диапазоне  $-1 \leq V_g \leq +1$  В совпадающий с началом заполнения КЯ дырками можно связывать с экранировкой дырками примесного потенциала для электронов.

И, наконец, несколько слов о важной роли, которую играют деформационные эффекты в формировании полуметаллического состояния в КЯ HgTe. На рис. 4аb приведен зонный спектр для 20 нм квантовой ямы HgTe (100) рассчитанный в приближении огибающей функции на основе восьмизонного  $k \cdot p$  Гамильтониана. Подробное описание модели можно найти в [С10]. Энергетический спектр  $E(k)$  на Рис.4а получен без учета несоответствия постоянных решетки HgTe ( $a=0.646$  нм) и CdTe ( $a=0.648$  нм). Видно, что в этом случае в спектре присутствует небольшая (около 4 мэВ) непрягая запрещенная зона, т.е. зона проводимости и валентная зона не

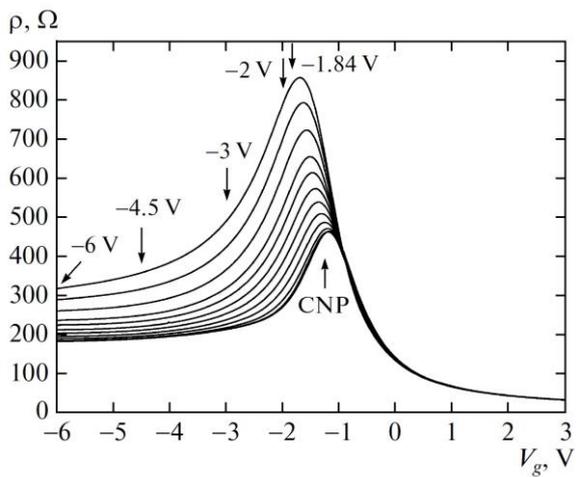


Рис.5. Зависимость сопротивления от затворного напряжения при  $V=0$  и различных температурах:  $T = 0.2, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.6, 4.1, 5, 6, 7$  К (снизу вверх). На рисунке отмечено затворное напряжение, соответствующее точке зарядовой нейтральности (CNP). 20.5 нм КЯ HgTe (013).

перекрываются. На рис. 4b спектр, напротив, рассчитан с учетом деформации пленки HgTe обусловленной указанным несоответствием постоянных решетки. И в данном случае наблюдается перекрытие потолка валентной зоны и дна зоны проводимости порядка 1 мэВ, что совпадает со значением этого перекрытия, определенным экспериментально. Причем, хорошее согласие с экспериментом получается, если допустить, что деформация HgTe составляет 48% от максимально возможной. Такое допущение представляется разумным, если учесть тот факт, что между слоями CdTe и HgTe в структуре присутствует слой CdHgTe, который приводит к определенной релаксации напряжения. Таким образом, можно утверждать, что в широких ямах CdHgTe/HgTe/CdHgTe с инверсным

спектром полуметаллическое состояние возникает благодаря механическому растяжению пленки HgTe, вызванному несоответствием решеток HgTe и CdTe, независимо от ориентации поверхности квантовой ямы.

В §4.2 рассмотрены процессы рассеяния в двумерной электронно-дырочной системе в квантовой яме HgTe. Хорошо известно, что в электронных системах с одним типом носителей заряда их взаимное рассеяние не влияет на проводимость, поскольку полный импульс системы носителей при этом сохраняется. Импульс, приобретаемый системой носителей заряда под влиянием внешнего поля диссипируется в такой системе только благодаря взаимодействию с фононами и примесями. В многокомпонентных системах, в которых присутствуют несколько типов носителей заряда ситуация иная. Отличаясь знаком заряда и величиной подвижности, под влиянием внешнего поля носители дрейфуют в противоположные стороны с разными скоростями. Рассеяние между носителями заряда разных типов в такой системе является дополнительным источником трения. Так, в полуметалле рассеяние электронов на дырках приводит к торможению, как электронной, так и дырочной подсистемы. При низких температурах электронно-дырочное рассеяние сосредоточено в интервале энергий  $kT$  вблизи уровня Ферми, что приводит к тому, что вероятность рассеяния и соответствующие поправки к проводимости  $\propto T^2$ .

На рисунке 5 представлена серия зависимостей  $\rho(V_g)$  в 20.5 нм КЯ HgTe (013) при нулевом магнитном поле в интервале температур  $T=0.19-7$  К. Каждая кривая  $\rho(V_g)$  имеет выраженный максимум. При самой низкой температуре  $T=0.19$  К положение этого максимума совпадает с затворным напряжением, при котором концентрации электронов и дырок равны (ТЗН). Важной особенностью температурной зависимости на рис.5 является ее явная асимметрия по отношению

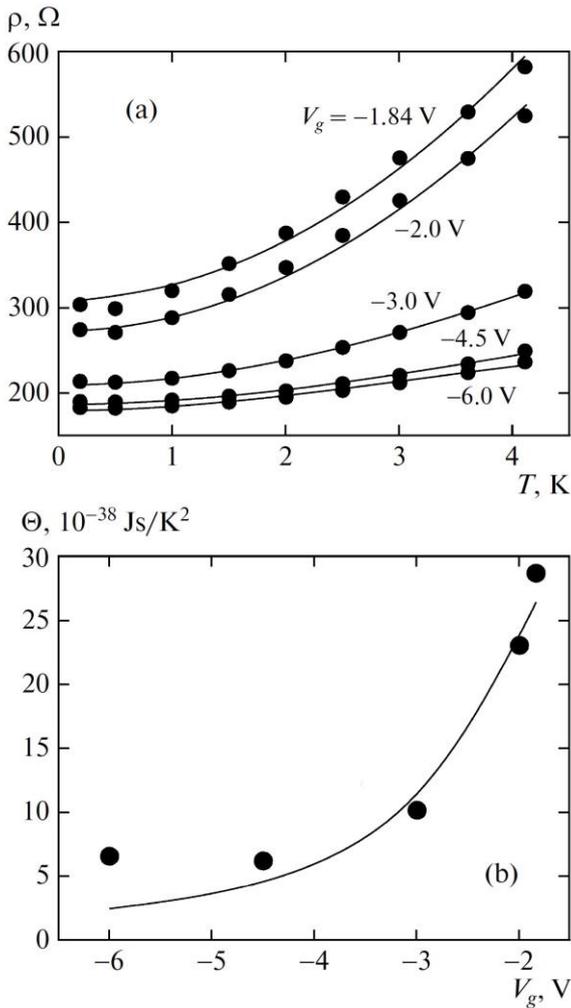


Рис.6 (а) Температурная зависимость  $\rho(T)$  полученная из рис.5 для  $V_g=1.84, 2, 3, -4.5, -6$  В в результате подгонки Eq.1; (б) функция  $\Theta(V_g)$ , полученная в результате подгонки данных на рис.5 с помощью Eq.(1).

к затворному напряжению. Видно, что при  $V_g \geq -1$  В, т.е. когда в КЯ обнаруживаются только электроны, зависимость сопротивления от температуры является незначительной. В то же время сильная температурная зависимость наблюдается при  $V_g \leq -1$  В, когда в квантовой яме реализуется состояние 2D ПМ: сопротивление возрастает в 1.5-3 раза при увеличении температуры от 0.2 до 7 К. Изменение сопротивления с температурой максимально в диапазоне  $-3 \text{ В} \leq V_g \leq -1$  В и уменьшается при увеличении отрицательного смещения на затворе. Также, по мере увеличения температуры, максимум кривых  $\rho(V_g)$  смещается примерно на 0.5 В в область отрицательных затворных напряжений. Описанное поведение двумерного полуметалла находит объяснение в рамках теории взаимного рассеяния электронов и дырок, краткое изложение которой приводится ниже.

Наличие электронно-дырочного рассеяния предполагает более сильную температурную зависимость сопротивления исследуемых образцов в той области затворных напряжений, где в КЯ одновременно присутствуют электроны и дырки ( $V_g \leq -1$  В) по сравнению с той, где присутствуют только электроны ( $V_g \geq -1$  В). Для анализа поведения системы при  $V_g \leq -1$  В можно воспользоваться

формулой, описывающей температурную зависимость сопротивления, обусловленного взаимным рассеянием носителей заряда разного знака Eq.(1) [A9-A10]:

$$\rho(T) = \rho_0 \frac{1 + (\eta/e)(N_s \mu_p + P_s \mu_n)}{1 + (\eta/e)(N_s - P_s)^2 \mu_n \mu_p / (N_s \mu_n + P_s \mu_p)} \text{ Eq.(1)}$$

где  $\rho_0$ ,  $N_s$ ,  $P_s$ ,  $\mu_n$  и  $\mu_p$  являются, соответственно, сопротивлением системы, концентрацией и подвижностью электронов и дырок в низкотемпературном пределе, когда фактор электронно-дырочного рассеяния является несущественным, а  $\eta$  представляет собой коэффициент взаимного трения электронов и дырок. Как уже было сказано, при фиксированной концентрации электронов и дырок независимо от конкретного механизма взаимодействия, вероятность электронно-

дырочного рассеяния меняется пропорционально квадрату температуры:  $\eta = \Theta T^2$ , где  $\Theta$  есть некоторая, независящая от температуры, функция концентрации электронов и дырок, вид которой определяется особенностями взаимодействия электронов и дырок.

На рис. 6а черными кружками представлены экспериментальные зависимости  $\rho(T)$ , определенные из кривых на рис.5 для значений затворных напряжений, указанных стрелками том же рисунке. Для всех указанных значений затворного напряжения зависимость сопротивления от температуры выходит на насыщение при  $T \leq 0.5$  К. Это позволяет использовать соответствующие этим температурам значения сопротивления концентрации и подвижности электронов и дырок в качестве фигурирующих в формуле Eq(1) величин  $\rho_0$ ,  $N_s$ ,  $P_s$ ,  $\mu_n$  и  $\mu_p$  при подгонке этой формулы к экспериментальным зависимостям на рис.6а. Для каждого значения затворного напряжения данные величины подвижности и концентрации были независимо определены из анализа магнетопольевых зависимостей  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  с помощью теории Друде для двухкомпонентной системы. Таким образом, процедура подгонки для каждого значения затворного напряжения зависела только от одного параметра -  $\Theta$  в выражении для коэффициента трения  $\eta$ . Результат этой подгонки представлен линиями на рис.6а. Подгонка проводилась для температурного диапазона 0.19-4.1 К т.к. было обнаружено, что при более высоких температурах Eq.(1) начинает расходиться с экспериментом, вероятно из-за появления в этой области дополнительных механизмов рассеяния, зависящих от температуры. На рис. 6б показана зависимость  $\Theta(V_g)$ , полученная в результате подгонки на рис.6а. Характер зависимости  $\Theta(V_g)$  позволяет получить непосредственную информацию о природе и механизме электронно-дырочного взаимодействия в исследуемой системе. В работах [A9-A10] проводится подробный анализ этой зависимости на основе изложенной там же теории этого взаимодействия. В результате данного анализа делается вывод о короткодействующем характере взаимодействия электронов и дырок в КЯ HgTe,

**§4.3** посвящен особенностям поведения электронно-дырочной системы в КЯ HgTe в условиях квантового эффекта Холла, [A11-A13]. Одним из наиболее значимых открытий в физике низкоразмерных систем является квантовый эффект Холла, основным экспериментальным проявлением которого является обращение в нуль продольного сопротивления  $\rho_{xx}=0$  и квантование холловского сопротивления  $\rho_{xy} = h/ve^2$ , при целочисленных факторах заполнения уровней Ландау  $\nu$ .

К недавним интересным наблюдениям в этой области относится аномальный КЭХ с  $\nu=0$  в дираковской точке в графене. Нулевой уровень Ландау в графене, который в слабых полях совпадает с дираковской точкой, образован наполовину из электронных и наполовину из дырочных состояний. В сильных магнитных полях спиновое вырождение нулевого уровня Ландау может быть снято и в дираковской точке образуется щель в спектре. В этих условиях реализуется аномальный КЭХ с  $\nu=0$ , при котором проводимость системы определяется парой краевых киральных токовых состояний, циркулирующих вдоль периметра образца навстречу друг другу,

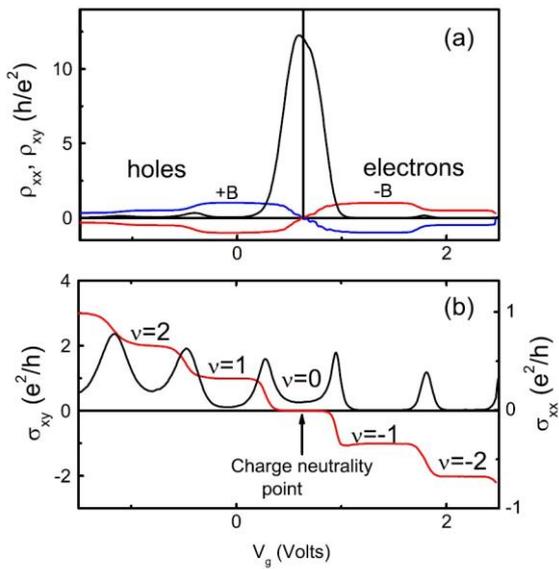


Рис.7 (а) Диагональная  $\rho_{xx}$  и холловская  $\rho_{xy}$  компоненты тензора сопротивления, как функции затворного напряжения при фиксированном магнитном поле  $B=2.8$  Т. Холловское сопротивление показано для различных знаков магнитного поля. (б) Диагональная  $\sigma_{xx}$  и холловская  $\sigma_{xy}$  компоненты тензора проводимости как функции затворного напряжения при фиксированном магнитном поле  $B=2.8$  Т.  $T=90$  мК. Стрелка обозначает точку зарядовой нейтральности  $n_s=n_p$ . 20.5 нм КЯ HgTe (013).

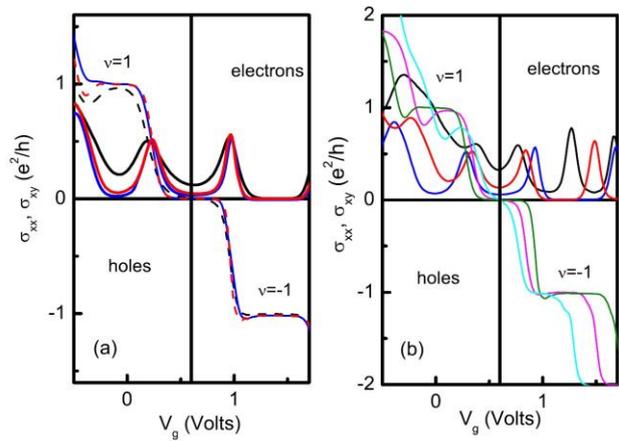


Рис.8 (а) Диагональная  $\sigma_{xx}$  (сплошные линии) и холловская  $\sigma_{xy}$  (пунктирные линии) компоненты тензора проводимости, как функции затворного напряжения при  $B=2.8$  Т и различных температурах  $T=850, 250, 90$  (мК); (б)  $\sigma_{xx}(V_g)$  и  $\sigma_{xy}(V_g)$  при различных значениях магнитного поля  $B=1.5, 2, 2.5$  Т,  $T=50$  мК. Вертикальная линия обозначает точку зарядовой нейтральности.

одно из которых является электронным, а другое дырочным. При прохождении уровня Ферми через дираковскую точку наблюдается пик продольного сопротивления  $\rho_{xx}$  и плавная смены знака холловского сопротивления  $\rho_{xy}$ . При этом проводимость  $\sigma_{xx}$  имеет выраженный минимум, в то время, как

недиагональная компонента выходит на плато  $\sigma_{xy}=0$ .

Поскольку само по себе описанное выше состояние аномального КЭХ при  $\nu=0$  не является следствием релятивистского закона дисперсии возбуждений в графене, то его реализация должна быть возможна и в других электронных системах, где сосуществуют двумерные электроны и дырки. В частности, подобной системой является двумерный полуметалл в квантовых ямах HgTe толщиной более 18 нм. В настоящей работе проведено экспериментальное исследование аномального КЭХ при  $\nu=0$  в данной двумерной электронно-дырочной системе. Подробно рассмотрено поведение компонент тензора проводимости и сопротивления в окрестности фактора заполнения  $\nu=0$ , исследованы нелокальные эффекты, изучены особенности КЭХ вблизи  $\nu=0$ , обусловленные асимметрией электронов и дырок в КЯ HgTe. Показано, что наблюдаемое поведение системы может быть объяснено существованием при  $\nu=0$  двух противоположно направленных краевых состояний – электронного и дырочного, циркулирующих вдоль периметра образа при наличии щели для объемных состояний в спектре подобно тому, что наблюдается в сильных магнитных полях вблизи дираковской точки в графене.

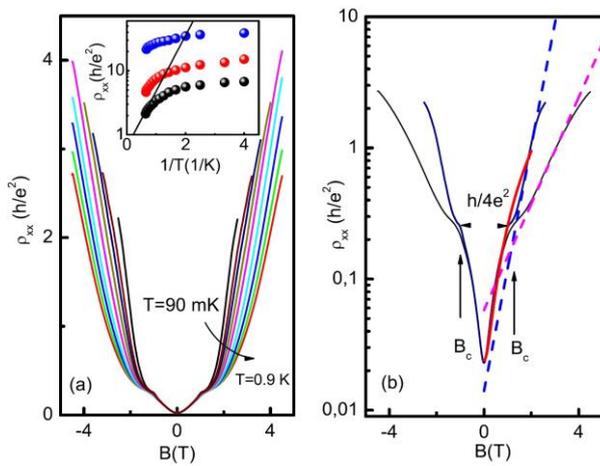


Рис.9 (а) Магнетосопротивление в т. з. н. при различных температурах. Вставка: сопротивление, как функция температуры при фиксированных значениях магнитного поля  $B=4, 6, 7$  Т (снизу вверх). Сплошная линия на вставке – подгонка активационной зависимости с энергией активации  $\Delta=0.3$  мэВ. (б) Магнетосопротивление в т.з.н. для двух температур (90 и 900 мК). Пунктирные линии – подгонка  $\rho \sim \exp(\Delta/2kT)$ , с учетом линейной зависимости  $\Delta$  от магнитного поля.

На рис.7а показаны продольная и холловская компоненты тензора сопротивления, как функции затворного напряжения при фиксированном магнитном поле. В зависимости холловского сопротивления наблюдаются выраженные плато  $\rho_{xy}=h/ve^2$ , соответствующие  $\nu=\pm 1, \pm 2$ , которые сопровождаются глубокими минимумами в  $\rho_{xx}$  на электронной и дырочной сторонах зависимости. Когда  $V_g$  проходит через точку зарядовой нейтральности, продольное сопротивление имеет максимум в то время, как  $\rho_{xy}$  плавно проходит через ноль от значения  $h/e^2$  ( $-h/e^2$ ) на электронной стороне до значения  $-h/e^2$  ( $h/e^2$ ) на дырочной. На рис.7б показана зависимость от затворного напряжения  $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{xy}$ , полученных из экспериментальных зависимостей  $\rho_{xy}$  и  $\rho_{xx}$  на рис.7а путем обращения тензора сопротивления. В зависимости недиагональной компоненты тензора проводимости наблюдаются обычные плато КЭХ  $\sigma_{xy}= \nu e^2/h$ , сопровождающиеся минимумами в  $\sigma_{xx}$ . Вследствие более низкой подвижности дырок плато  $\sigma_{xy}$  на дырочной стороне являются менее четкими, а минимумы  $\sigma_{xx}$  менее глубокими, чем на электронной стороне. Высота пиков  $\sigma_{xx}$  довольно близка к значению  $e^2/h$  для всех уровней Ландау, как и ожидается в обычном КЭХ. Но наиболее интересная особенность на рис.7 наблюдается в окрестности точки зарядовой нейтральности, соответствующей нулевому фактору заполнения  $\nu=0$ . Из рис.7б видно, что в окрестности точки зарядовой нейтральности  $\sigma_{xy}$  обращается в нуль на конечном интервале затворного напряжения, формируя, тем самым, нулевое плато КЭХ, в то время как  $\sigma_{xx}$  прописывает глубокий минимум. Выраженность как плато, так и минимума при  $\nu=0$  зависят от температуры и магнитного поля. Действительно, как видно из рис.8, все особенности КЭХ становятся более резкими с уменьшением температуры и повышением магнитного поля, особенно это касается плато и минимума на дырочной стороне зависимости слева от точки зарядовой нейтральности. Положение всех минимумов КЭХ, кроме того, что соответствует  $\nu=0$ , смещается при изменении магнитного поля вследствие изменения вырождения уровней Ландау.

Рассмотрим более подробно магнетосопротивление исследуемой системы в т.з.н. На рис.9а видно, что сопротивление  $\rho_{xx}$  в т.з.н. при различных температурах резко возрастает при увеличении магнитного поля. При этом все зависимости имеют особенность в виде ступеньки

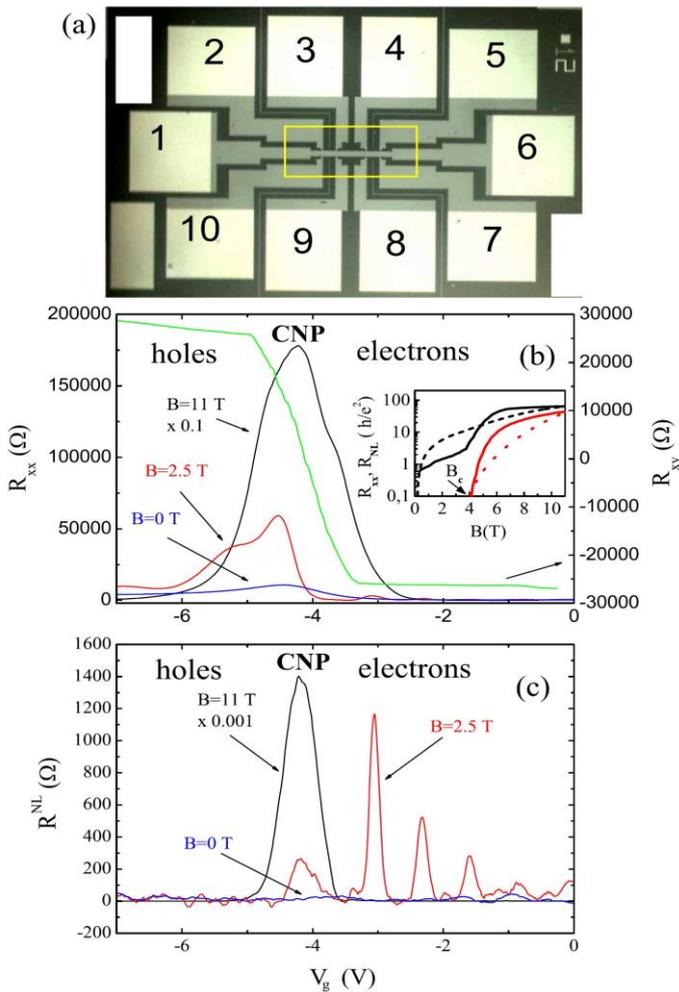


Рис.10 (а) Вид образца сверху. Периметр затвора обозначен прямоугольником. (b) Продольное  $R_{xx}$  ( $I=1,6$ ;  $V=3,4$ ) и холловское  $R_{xy}$  ( $I=1,6$ ;  $V=3,9$ ) сопротивления, как функции затворного напряжения при нулевом и нескольких ненулевых значениях магнитного поля,  $T=1.4$  К. Зависимость  $R_{xx}$  при  $B=11$  Т следует умножать на 10. (c) Нелокальное сопротивление  $R_{NL}$  ( $I=3,9$ ;  $V=8,4$ ) как функции затворного напряжения при нулевом и нескольких ненулевых значениях магнитного поля,  $T=1.4$  К. Зависимость  $R_{NL}$  при  $B=11$  Т следует умножать на 1000. Вставка: сплошные линии локальное (вверху) и нелокальное (внизу) магнетосопротивление в точке зарядовой нейтральности. Пунктирные линии – соответствующие зависимости полученные с помощью теоретической модели.

$\rho \sim h/4e^2$  при  $B_c \approx 1.4$  Т. Сопротивление слабо зависит от температуры при  $B < B_c$ , в то время как при  $B > B_c$  магнетосопротивление нарастает тем быстрее, чем ниже температура. Подобное поведение могло бы указывать на открытие щели в спектре при  $\nu=0$  при  $B > B_c$ , но как видно из вставки к рис.9а поведение  $\rho(T)$  не описывается активационной зависимостью  $\rho(T) \sim \exp(\Delta/2kT)$ , где  $\Delta$  - активационная щель.  $\rho(T)$  начинает довольно быстро отклоняться от экспоненциальной зависимости Аррениуса уже при относительно высоких температурах и практически выходит на насыщение в области низких температур и сильных магнитных полей. Таким образом, можно сделать вывод, что наблюдаемая зависимость  $\rho(T)$  не связана с переходом к диэлектрическому состоянию в т.з.н. в сильных магнитных полях. Отсутствие обычной щели в спектре при  $\nu=0$  подтверждается и другим наблюдением. Действительно, если предположить, что по мере увеличения магнитного поля два нижних уровня Ландау – один от валентной зоны, а другой – от зоны проводимости – сначала сближаются, пересекаются и, затем, расходятся, образуя щель, то величина этой щели должна описываться следующим выражением:  $\Delta = \hbar\omega_c^e/2 + \hbar\omega_c^p/2 - \Delta_0$ , где  $\omega_c^{e,p} = eB/m^{e,p}c$  - циклотронная частота электронов (дырок), а  $\Delta_0 \approx 5$  мэВ – перекрытие валентной зоны с зоной проводимости.

Принимая  $m^e=0.025m_0$ , а  $m^p=0.15m_0$ , получаем  $\Delta \geq 7.4$  мэВ при  $B \geq 3$  Т. На рис.9b приведено сравнение магнетосопротивления в т.з.н. с активационной зависимостью  $\rho \sim \exp(\Delta/2kT)$ , с учетом

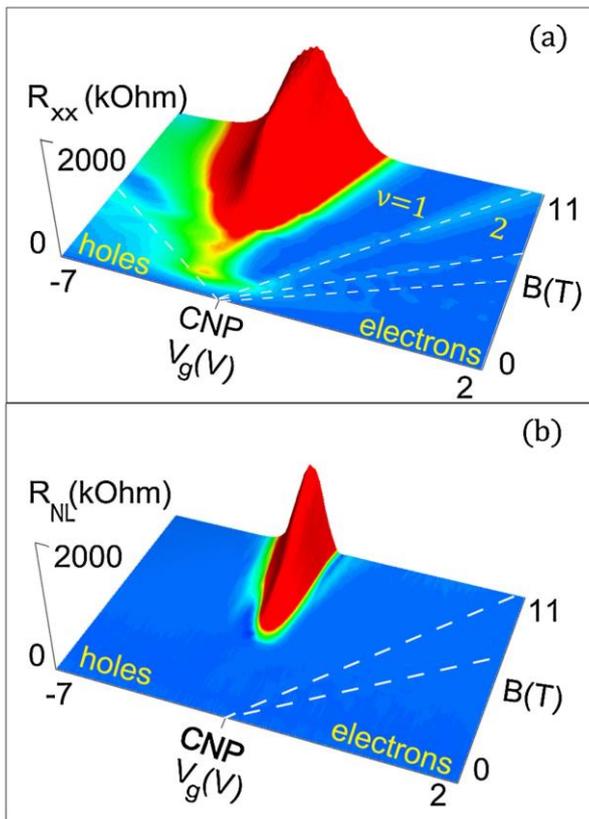


Рис.11 Локальное  $R_{xx}$  (a) и нелокальное (b) сопротивление, как функции затворного напряжения и магнитного поля,  $T=1.4$  К. Пунктирные линии обозначают изменения положения пиков сопротивления.

линейной зависимости  $\Delta$  от магнитного поля. Рост  $\rho(B)$  в целом качественно соответствует ожидаемой зависимости ширины щели от магнитного поля, но величина этой щели, определенная из эксперимента, оказывается более, чем в 30 раз меньше ожидаемой. Более того, наблюдается уменьшение щели с понижением температуры. Таким образом, вышеприведенные экспериментальные наблюдения не согласуются с предположением о существовании обычной щели в спектре двумерного полуметалла в т.з.н. в сильных магнитных полях.

Следует отметить, что решающая роль в определении природы состояния, которое реализуется в двумерном полуметалле в сильных магнитных полях в точке зарядовой нейтральности, принадлежит исследованиям нелокального транспорта в этой системе. Это связано с чувствительностью нелокальных транспортных измерений к наличию в системе краевых токовых состояний. В этом случае пропускание тока через некоторую пару контактов приводит к появлению

краевого тока вдоль всего периметра образца, что может быть обнаружено в результате измерения разности потенциалов с любой другой пары контактов удаленных от обычного диссипативного пути протекания тока, который существует в образце при наличии объемной проводимости.

На рис. 10 приведены результаты измерения локального и нелокального сопротивлений, как функции затворного напряжения при различных значениях магнитного поля. Затворное напряжение  $-4.2$  В приблизительно соответствует точке зарядовой нейтральности  $N_s=P_s$ . Пик  $R_{xx}$  (рис.10b) в ТЗН возрастает до  $1800$  кОм в поле  $11$  Т, в то время, как пики соответствующие более высоким уровням Ландау не превышают  $10$  кОм. Однако наиболее важным экспериментальным результатом является наблюдение значительного по величине нелокального отклика в т.з.н. исследуемой системы. На рис.10с приведены зависимости нелокального сопротивления  $R_{NL}$  от затворного напряжения при трех значениях магнитного поля, измеренные в конфигурации, когда ток пропускается между контактами 3 и 9, а напряжение измеряется с контактов 4 и 8. Видно, что пик  $R_{NL}$  в ТЗН вырастает от нуля при  $B=0$  до  $1400$  кОм при  $B=11$  Т, становясь, таким образом, сравнимым по величине с соответствующим пиком продольного сопротивления на рис.10b. Пики  $R_{NL}$  справа от ТЗН мало меняются по высоте в диапазоне магнитных полей от  $2.5$  до  $11$  Т и представляют собой хорошо известный нелокальный отклик в режиме обычного КЭХ для

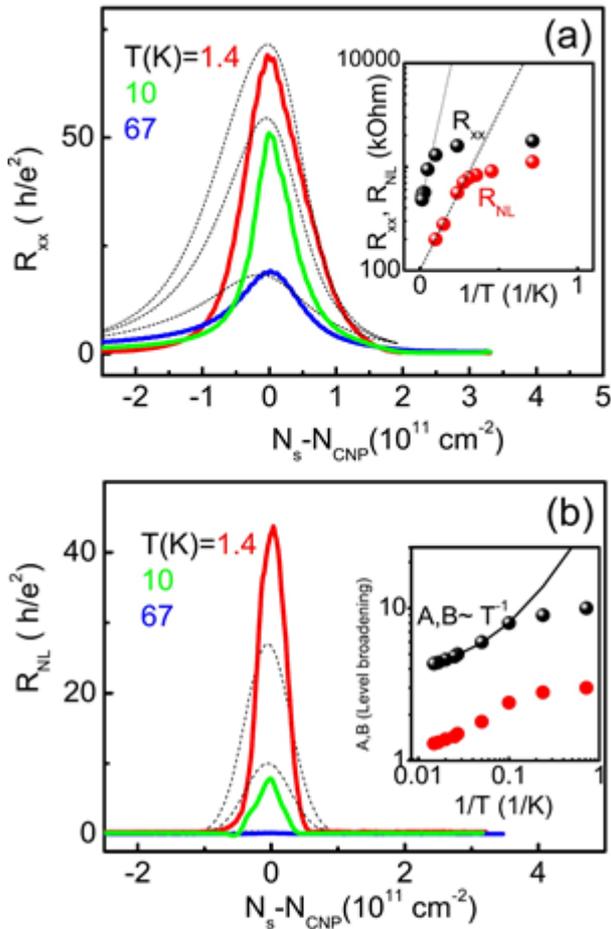


Рис.12 (а) Локальное сопротивление  $R_{xx}$  ( $I=1,6; V=3,4$ ), как функция плотности носителей заряда около ТЗН при различных температурах ( $T(K)=1.4, 10, 67$ ),  $V=11$  Т. Пунктирные линии – теоретическая модель. Вставка:  $R_{xx}$  и  $R_{NL}$  в ТЗН, как функции  $1/T$  при  $V=11$  Т. Пунктирные и точечные линии – подгонка зависимости Аррениуса с  $\Delta=32$  и  $14$  К соответственно. (b) – нелокальное сопротивление  $R_{NL}$ , ( $I=3,9; V=8,4$ ), как функция плотности носителей заряда около ТЗН при различных температурах ( $T(K)=1.4,$

температуры: пик  $R_{NL}$  в ТЗН полностью исчезает при температурах выше 60 К.

Хорошо известно, что нелокальный отклик в двумерной электронной системе можно ожидать в том случае, когда в ней присутствует краевой транспорт. При этом физика нелокальной проводимости по краевым токовым состояниям в двумерных электронных системах может быть весьма разнообразной, как это иллюстрирует рис.13. Например, в целочисленном КЭХ ток в системе переносится краевыми киральными токовыми состояниями, в то время как состояния в объеме образца являются локализованными. В этой ситуации транспорт в образце является бездиссипативным и нелокальный отклик равен нулю. В случае же, когда уровень Ферми

электронов в зоне проводимости [C12]. Отсутствие подобных пиков на дырочной стороне зависимости объясняется более низкой подвижностью дырок. Вставка на рис.10b показывает зависимость  $R_{xx}$  и  $R_{NL}$  в ТЗН от магнитного поля.

На рис. 11 локальное и нелокальное сопротивления показаны в плоскости координат затворное напряжение – магнитное поле. Важно отметить, что при измерении нелокального сопротивления в указанной выше конфигурации можно пренебречь классическим объемным вкладом в измеряемый нелокальный отклик. Более того, наблюдение нелокального отклика при другом выборе контактов, например, ( $I=3,9; V=5,6$ ) показало, что величина сигнала практически не зависит от выбора нелокальной конфигурации, в которой проводятся измерения.

На рис.12 приведены зависимости от температуры локального и нелокального сопротивлений в окрестности ТЗН и в присутствии магнитного поля 11 Т. Видно, что величина пиков как локального, так и нелокального сопротивления уменьшаются с повышением температуры. При этом характер температурной зависимости как в том, так и в другом случае не соответствует активационной зависимости  $\sim \exp(\Delta/kT)$ , где  $\Delta$  - энергия активации при температурах ниже 10К. Следует отметить, что нелокальное сопротивление оказывается более чувствительным к изменению

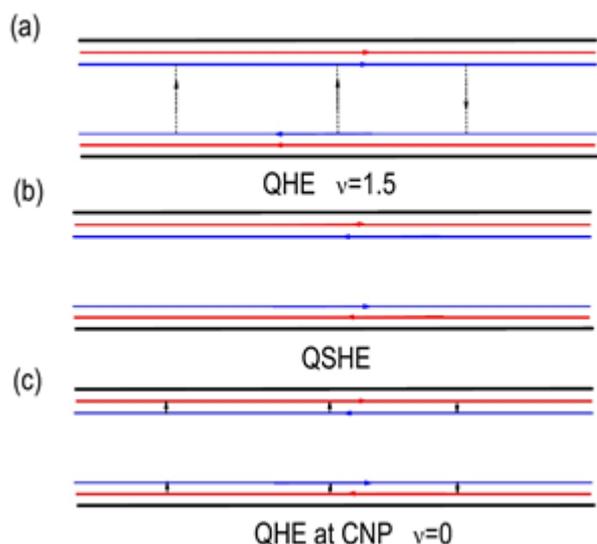


Рис.13 (а) Киральные краевые моды в обычном КЭХ при  $\nu=1.5$ . Нелокальность обусловлена обратным рассеянием состояний на верхнем уровне Ландау. (b) геликоидальные краевые моды в двумерном топологическом изоляторе при  $B=0$ . (c) противоположно направленные киральные краевые моды в электронно-дырочной системе (КЭХ в точке зарядовой нейтральности в графене или двумерном полуметалле в КЯ HgTe.) Стрелки

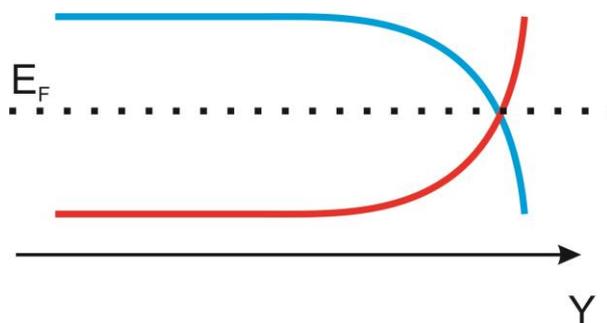


Рис.14 Предполагаемая структура уровней Ландау: дырочноподобный (вверху) и электронноподобный (внизу). Показан изгиб уровней Ландау у края образца в соответствии с электростатическим потенциалом на границе. Пунктирная линия – уровень Ферми в ТЗН. Пересечение уровня Ферми с уровнями Ландау приводит к формированию у границы образца двух краевых состояний – электронного и дырочного, бегущих в противоположные стороны.

проходит через центр верхнего уровня Ландау, обратное рассеяние становится возможным и появляется ненулевой нелокальный отклик, рис.13а. Именно это и наблюдается в поведении нелокального сопротивления справа от ТЗН, когда система является обычным двумерным металлом с одним типом носителей заряда – электронами, рис.10с. Подобная нелокальность в режиме КЭХ в системе с одним типом носителей заряда в настоящее время хорошо изучена. Другой известный пример системы с нелокальным откликом – двумерный топологический изолятор, в котором нелокальность, связанная с переносом тока по геликоидальным краевым состояниям, наблюдается в нулевом магнитном поле, рис.13b. Однако нелокальный сигнал, наблюдаемый в ТЗН в нашей электронно-дырочной системе не соответствует ни одному из вышеприведенных примеров, а напоминает, скорее, ситуацию вблизи дираковской точки в графене в условиях КЭХ с нулевым фактором заполнения, рис.13с.

Действительно также, как и в графене, в двумерном полуметалле в КЯ HgTe в т.з.н. в системе одновременно присутствуют и электроны и дырки. Сильное магнитное поле вызывает квантование Ландау, как электронов, так и дырок. Результаты эксперимента позволяют утверждать, что в сильных магнитных полях в точке зарядовой нейтральности самый верхний уровень Ландау для дырок оказывается выше по энергии самого нижнего уровня Ландау для

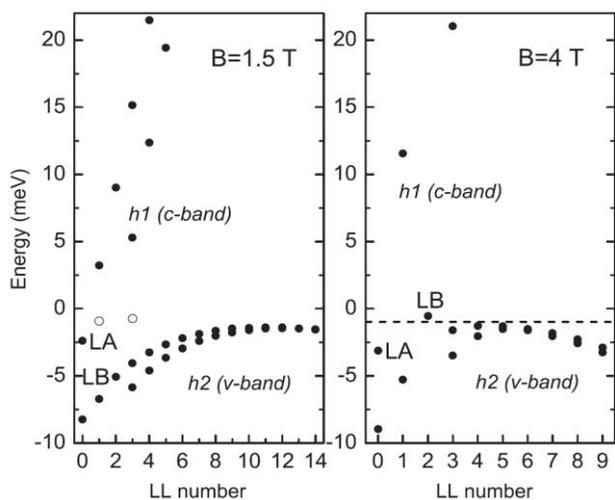


Рис.15а Расчет уровней Ландау для 20 нм симметричной КЯ  $\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}/\text{HgTe}$  при  $B=1.5$  Т и  $B=4$  Т. Показаны только уровни, соответствующие основным подзонам размерного квантования. Уровни, обозначенные, как LA (самый нижний в зоне проводимости) и LB (уровень  $n=2$  в валентной зоне) пересекаются при 2.8 Т. Начиная с  $B \approx 3.6$  Т уровень LB становится самым верхним в валентной зоне. Пустые окружности обозначают позицию следующих после LA уровней в зоне проводимости при  $B=0.3$ Т. Пунктирная линия на правой панели обозначает положение уровня Ферми, соответствующего наблюдению плато  $\sigma_{xy}=0$  в ТЗН.

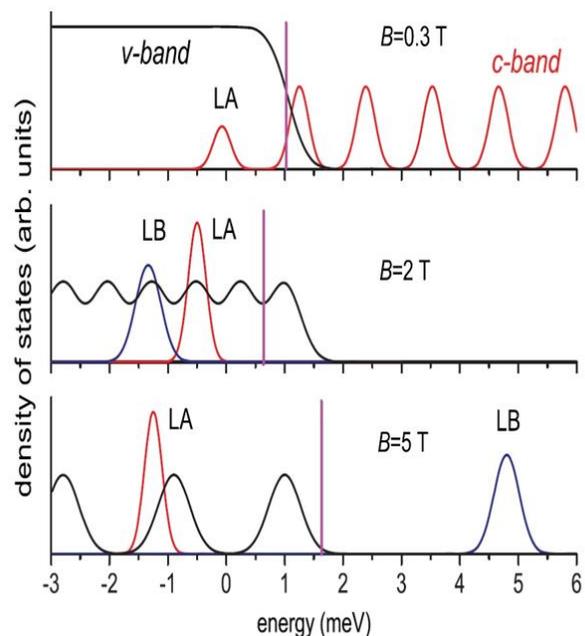


Рис.15b Плотность состояний и положение уровня Ферми (прямая вертикальная линия) в квантовых ямах  $\text{HgTe}$  с 2D ПМ в слабом, промежуточном и сильном магнитных полях (сверху вниз). Уровень LB валентной зоны показан отдельно.

электронов, как показано на рис.14. В этом случае пересечение уровня Ферми с уровнями Ландау приводит к появлению в щели для объемных состояний двух краевых киральных токовых состояний – электронного и дырочного, циркулирующих вдоль периметра образца в противоположные в противоположные стороны, как показано на рис. 13с. Таким образом, ситуация, которая реализуется в двумерном полуметалле в т.з.н. становится аналогичной той, что имеет место в дираковской точке в графене в режиме аномального КЭХ с нулевым фактором заполнения и поэтому может быть описана в рамках специальной модели, учитывающей как рассеяние между парой краевых киральных состояний, так и между краевыми состояниями и объемом образца. Применение данной модели дает удовлетворительное описание экспериментальных результатов, как показано пунктирными линиями на рис.10 и 12.

Вывод о присутствии двух противоположно направленных краевых киральных токовых состояний в двумерном полуметалле на основе КЯ  $\text{HgTe}$  в сильных магнитных полях подтверждается также специально проведенным расчетом спектра системы в присутствии магнитного поля с использованием гамильтониана Кейна, рис.15а,б. С увеличением магнитного поля нижний уровень Ландау зоны проводимости LA опускается ниже по энергии, чем верхний уровень Ландау валентной зоны LB. В результате возникает ситуация, схематически

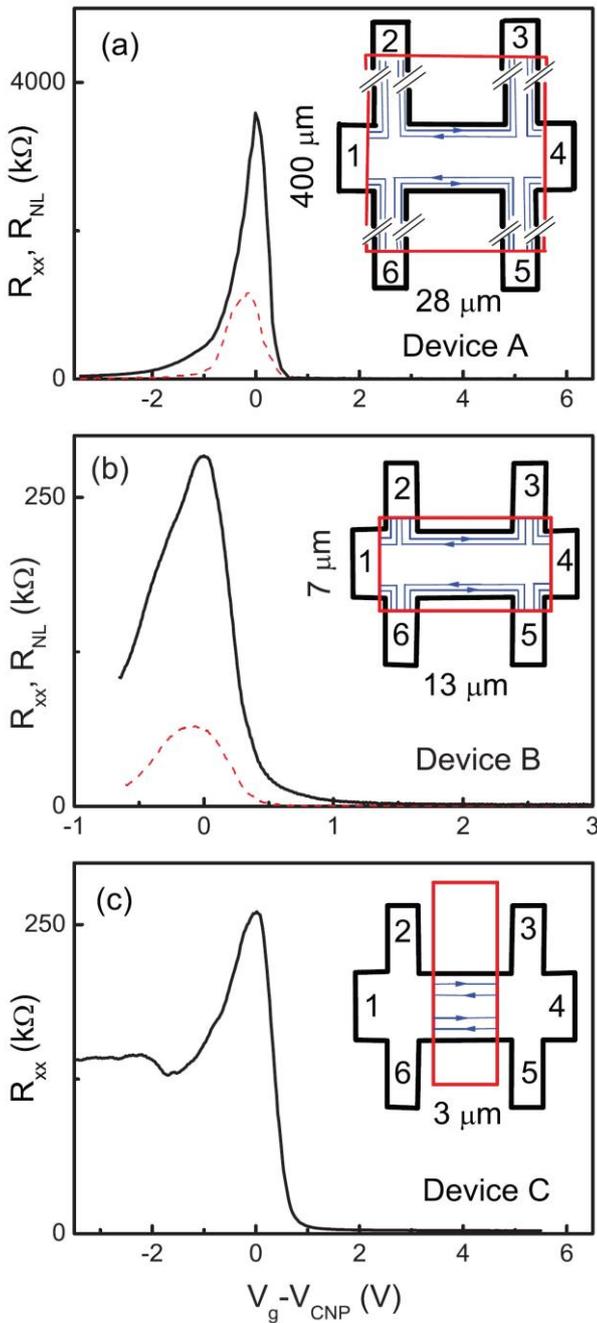


Рис.16 4-точечное локальное  $R_{I=1,4;V=2,3}$  (сплошные линии) и нелокальное  $R_{I=6,2;V=5,3}$  (пунктир) сопротивление, как функция затворного напряжения при  $T=4.2\text{K}$  и  $V=0$  для образцов А, В, С.

изображенная на рис.14. Если уровень Ферми расположен так, как указано пунктиром на рис.15а, то перенос тока в системе осуществляется по двум краевым киральным токовым состояниям, циркулирующим вдоль края образца в противоположных направлениях, что и приводит к наблюдению ряда особенностей в электронном транспорте, о которых говорилось выше: нелокальному отклику и нулевому плато  $\sigma_{xy}=0$  в ТЗН. Расчет спектра на рис.15 позволил также объяснить ряд особенностей эволюции зависимостей  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  при небольших отклонениях от ТЗН.

Наконец, в §4.4 приводятся результаты экспериментального исследования практической эффективности двух различных методов реализации состояния экситонного диэлектрика на основе двумерного полуметалла в КЯ HgTe с равными концентрациями электронов и дырок. Основной задачей каждого из этих методов является уменьшение перекрытия валентной зоны и зоны проводимости в полуметалле с целью увеличения отношения кулоновской энергии взаимодействия электронов и дырок к кинетической энергии этих частиц. В одном из этих методов достижению этой цели служит всестороннее гидростатическое сжатие образца, [A14], в другом – приложение параллельного магнитного поля, [A15].

**Пятая глава** посвящена свойствам двумерного топологического изолятора на основе квантовой ямы HgTe.

В §5.1 обсуждаются результаты исследования индуцированного продольным магнитным полем фазового перехода от двумерного топологического изолятора к бесщелевой металлической системе в КЯ HgTe, [A16]. В качестве экспериментальных образцов были использованы холловские мостики различных конфигураций и размеров, изготовленные на основе 8 нм КЯ HgTe и снабженные электростатическим затвором. Данная КЯ в отсутствие магнитного поля является двумерным топологическим изолятором с щелью в спектре для объемных состояний и

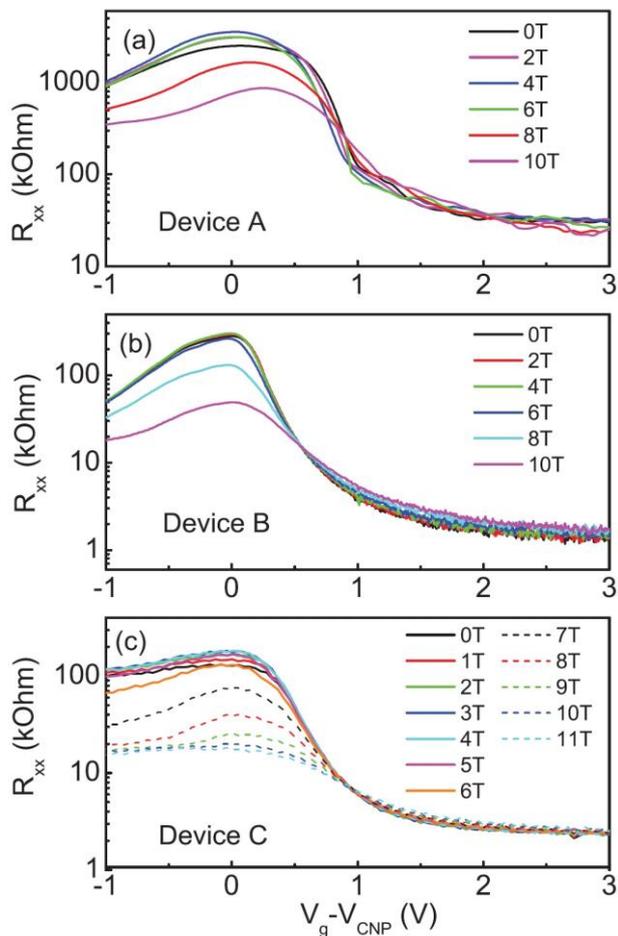


Рис.17 Локальное сопротивление  $R_{I=1,4;V=2,3}$  в различных экспериментальных структурах, как функция затворного напряжения при различных значениях параллельного магнитного поля,  $T=4.2\text{K}$ .

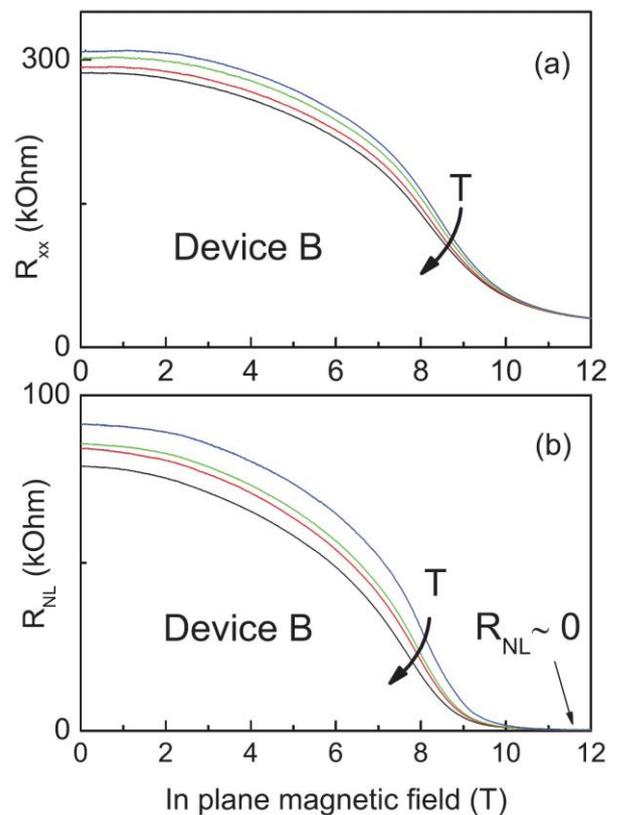


Рис.18 (а) Локальное сопротивление  $R_{I=1,4;V=3,5}$  в ТЗН ( $V_g = -2.43\text{V}$ ), как функция продольного магнитного поля при  $T(\text{K})=1.5, 2.5, 3.5, 4.2$ ; (б) Нелокальное сопротивление  $R_{I=2,6;V=5,3}$  в ТЗН ( $V_g = -2.4\text{V}$ ), как функция продольного магнитного поля при  $T(\text{K})=1.5, 3, 3.6, 4.2$ ; Нелокальное сопротивление полностью зануляется при  $B=12\text{T}$ .

двумя бесщелевыми краевыми модами с противоположной ориентацией по спину, циркулирующими вдоль границы образца навстречу друг другу.

На рис. 16 приведены экспериментальные зависимости локального и нелокального сопротивления от затворного напряжения в отсутствие магнитного поля. Во всех исследованных образцах наблюдается пик локального сопротивления, причем положение этого пика совпадает со сменой знака холловского сопротивления. Таким образом, изменение затворного напряжения приводит к изменению типа проводимости системы, что соответствует переходу уровня Ферми из зоны проводимости в валентную зону через запрещенную зону. При этом соответствующее пику затворное напряжение совпадает с положением уровня Ферми в середине запрещенной зоны. В нелокальном сопротивлении также наблюдается пик, ширина, высота и положение которого по затворному напряжению достаточно близки к соответствующим значениям для пика локального сопротивления. Наличие подобного нелокального отклика является характерной особенностью двумерного топологического изолятора, и обусловлено бесщелевыми краевыми состояниями в

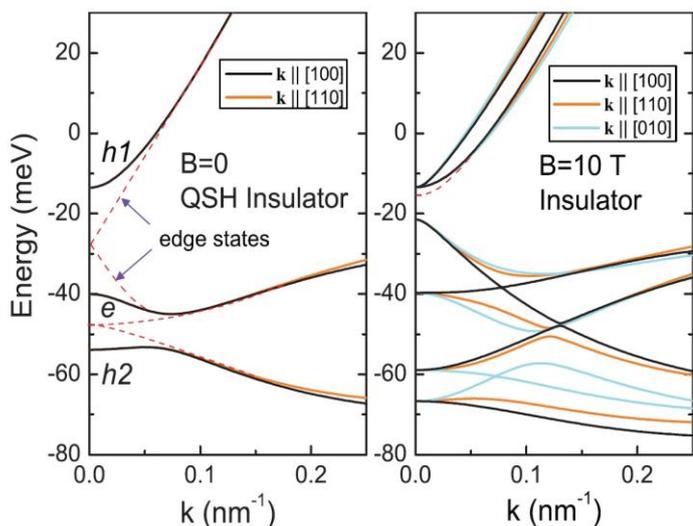


Рис.19 Спектр 8нм КЯ  $\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}/\text{HgTe}$  (001) в параллельном поле  $B=0$  и  $B=10$  Т. Краевые состояния обозначены пунктиром.

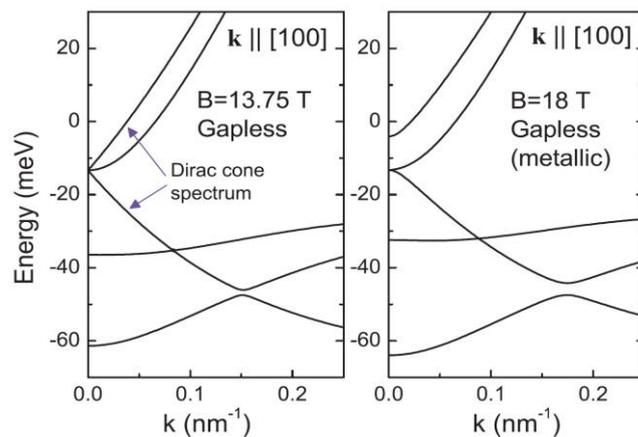


Рис.20 Спектр 8нм КЯ  $\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}/\text{HgTe}$  (001) в параллельном поле  $B=13.75$  (критическое) и  $B=18$  Т. Краевые состояния обозначены пунктиром. При значениях поля выше критического, спектр является бесщелевым.

системе. Высота пиков как локального, так и нелокального сопротивлений снижается при уменьшении размеров образца, но остается существенно выше расчетных значений для баллистического транспорта по краевым состояниям, что указывает на наличие некоторого механизма рассеяния этих состояний в системе.

Рассмотрим влияние магнитного поля, приложенного параллельно плоскости ямы. Ожидается, что такое поле должно, с одной стороны приводить к расщеплению уровней энергии по спину, а с другой, - к перемешиванию двумерных подзон размерного квантования из-за конечной ширины волновых функций электронных состояний поперек КЯ. Рис.17 показывает изменение зависимости локального сопротивления от затворного напряжения при различных значениях параллельного магнитного поля для трех образцов. Видно, что в области затворных напряжений, когда уровень Ферми находится в запрещенной зоне, высота пика локального сопротивления во всех образцах быстро и монотонно уменьшается в магнитных полях выше 5 Т. При положительных смещениях на затворе уровень Ферми расположен в зоне проводимости, и система является обычным двумерным электронным металлом. Влияние поля на сопротивление в этой области затворных напряжений является незначительным. На рис.18 приведены магнетопольные зависимости локального и нелокального сопротивления для одного из образцов вблизи точки зарядовой нейтральности в небольшом диапазоне температур. Видно, что с увеличением поля наблюдается монотонное уменьшение величины как локального, так и нелокального сопротивления. При этом в высоких магнитных полях локальное сопротивление выходит на насыщение, в то время как нелокальное сопротивление полностью зануляется в магнитных полях  $B \geq 12$  Т. Одним из возможных объяснений наблюдаемого поведения могло бы быть то, что параллельное магнитное поле приводит к появлению проводящих состояний в

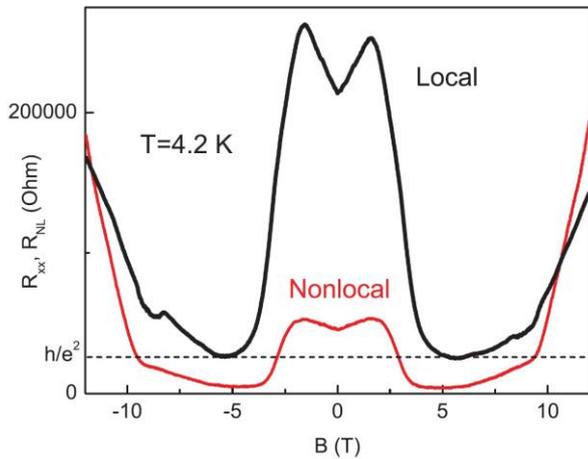


Рис.21 Локальное  $R_{xx}$  (вверху) и нелокальное  $R_{NL}=R_I=2,6; V=3,5$  (внизу) сопротивления в зависимости от магнитного поля вблизи ТЗН,  $T=4.2$  К. 8 нм КЯ HgTe.

объеме образца. Данное предположение подтверждается проведенными в настоящей работе теоретическими расчетами энергетического спектра исследуемых квантовых ям в присутствии параллельного магнитного поля рис.19-20. На рис.19 видно, что в отсутствие магнитного поля КЯ имеет инверсный спектр с запрещенной зоной, в которой присутствуют бесщелевые краевые моды, что соответствует состоянию

двумерного топологического изолятора. Однако, уже в поле 10 Т ширина запрещенной зоны резко уменьшается, а краевые состояния сильно модифицируются и перестают быть бесщелевыми. Наконец, в критическом поле 13.75 Т спектр становится полностью бесщелевым, рис.20. Начиная с этого поля при любом положении уровня Ферми в объеме образца всегда присутствуют проводящие состояния, что и приводит к наблюдаемому в эксперименте уменьшению значения локального и полному подавлению нелокального сопротивления. Расчеты спектра на рис.19-20 выполнены без учета беспорядка в системе, поэтому величина критического поля несколько отличается от экспериментального. Учет беспорядка позволяет получить критическое поле и расчетные зависимости локального и нелокального сопротивлений от затворного напряжения и магнитного поля близкие к тем, что наблюдаются экспериментально.

В §5.2 рассматривается влияние слабого магнитного поля нормального к поверхности квантовой ямы на свойства двумерного топологического изолятора, [A17]. Этот вопрос имеет непосредственное отношение к утверждению теории, согласно которому краевые состояния в

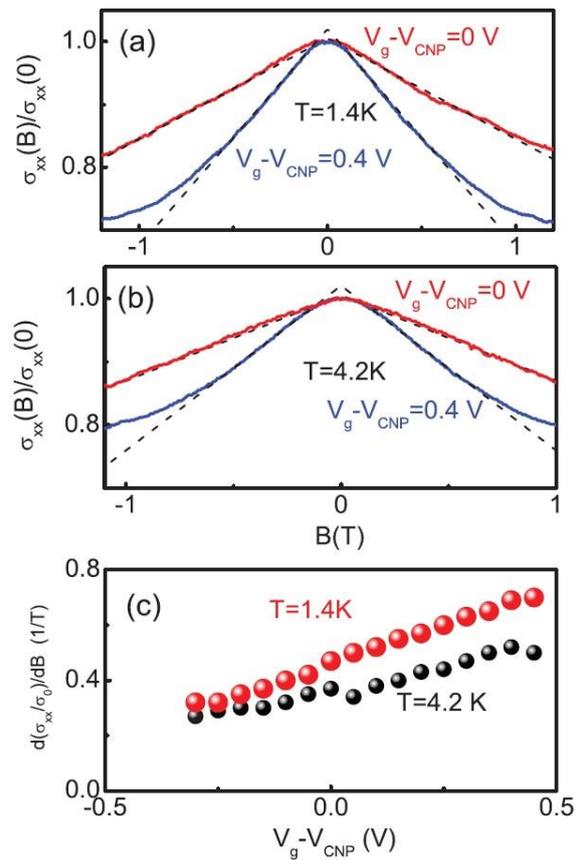


Рис. 22 Относительная магнетопроводимость для двух значений затворного напряжения  $V_g$  и двух температур: (а)  $T = 1.4$  К и (б)  $T = 4.2$  К. Пунктирные линии - функции  $\sigma_{xx}(B)/\sigma_{xx}(0) = -\alpha|B|$ . (с) Параметр  $\alpha \approx d\sigma_{xx}(B)/\sigma_{xx}(0)/dB$  как функция напряжения на затворе для двух температур:  $T = 1.4$  К и  $T = 4.2$  К.

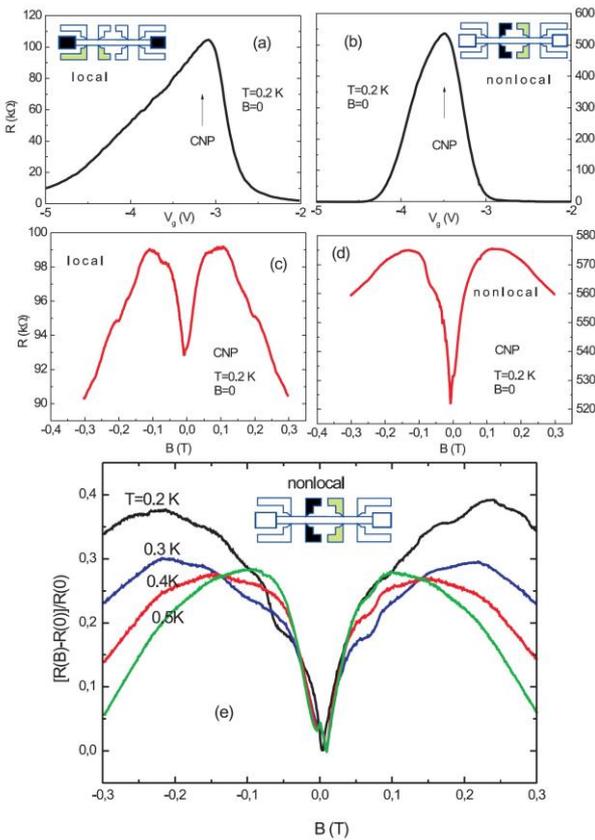


Рис.23 Сопротивление, как функция затворного напряжения в макроскопическом образце на основе 14 нм КЯ HgTe (112) в локальной – (а) и нелокальной (б) конфигурациях в нулевом магнитном поле. Стрелками указана точка зарядовой нейтральности. Магнетосопротивление, измеренное в ТЗН в локальной – (с) и нелокальной - (д) конфигурациях (показанных на рис. (а) и (б) соответственно); (е) – температурная зависимость относительного МС в ТЗН в нелокальной конфигурации.

баллистические значения порядка кванта сопротивления  $h/e^2$ . Конкретный механизм рассеяния, приводящий к столь значительному росту сопротивления, равно как и причины по которым заявленная теорией TRS защита краевых состояний от обратного рассеяния оказывается столь неэффективной, остаются в настоящее время неясными и продолжают исследоваться.

В настоящей работе низкополевое МС было исследовано в диффузионных образцах 2D ТИ изготовленных на основе КЯ HgTe толщиной 8 и 14 нм. Обе эти ямы представляют собой 2D ТИ, но при этом отличаются некоторыми особенностями зонной структуры и шириной запрещенной зоны. Последнее обстоятельство позволило провести сравнение полученных экспериментальных данных с существующими теоретическими моделями. Наконец, в образцах малых размеров, изготовленных на основе ямы 14 нм получены первые результаты по МС в режиме квазibalлистического транспорта в 2D ТИ.

двумерном топологическом изоляторе защищены от обратного рассеяния вследствие симметрии относительно обращения времени (TRS). В самом начале экспериментального исследования свойств двумерных топологических изоляторов с этим утверждением теории было связано ожидание, что транспорт по краевым токовым состояниям в двумерном топологическом изоляторе будет устойчиво баллистическим и бездиссипативным и в некотором отношении подобным тому, что наблюдается в режиме квантового эффекта Холла. Далее, известно, что даже слабое магнитное поле нарушает TRS, а значит и топологическую защиту краевых состояний 2D ТИ от обратного рассеяния, что должно приводит к росту сопротивления от исходных баллистических значений. Однако, уже самые первые результаты транспортных исследований показали, что баллистический транспорт в 2D ТИ даже в нулевом поле есть явление достаточно сложно достижимое, которое наблюдается только в образцах с размерами порядка микрона. А в образцах размером всего несколько десятков микрон величина локального и нелокального сопротивления току по краевым состояниям может в десятки и даже сотню раз превышает предсказываемые теорией

На рис.21 приведены зависимости локального и нелокального сопротивлений от магнитного поля вблизи точки зарядовой нейтральности в образце 2D ТИ на основе 8 нм КЯ HgTe. Как в том, так и в другом случае вблизи  $B=0$  наблюдается характерное V-образное положительное магнетосопротивление (ПМС). В полях выше 2 Т система переходит в режим квантового эффекта Холла.

Анализ полученного V-образного магнетосопротивления показывает, что оно с хорошей точностью описывается линейной зависимостью  $\sim \alpha|B|$ , где коэффициент  $\alpha$  слабо зависит от температуры в диапазоне 1.4-4.2 К и от положения уровня Ферми вблизи точки зарядовой нейтральности, Рис.22.

Существующие численные модели, описывающие поведение 2D ТИ в слабом магнитном поле, также предсказывают линейное положительное МС (ПМС). Однако, несмотря на это, данные модели нельзя считать вполне удовлетворительными, поскольку для наблюдения такого положительного МС они постулируют необходимость беспорядка, который, однако, в рамках этих теорий в отсутствие магнитного поля не должен приводить к отклонению сопротивления образца от баллистического значения. Т.е. по сути эти модели предсказывают линейное МС в баллистических 2D ТИ, а не в диффузионных, где оно в реальности наблюдается, как в рассматриваемом случае. Тем не менее, одна из этих моделей дает интересное предсказание, которое может быть проверено экспериментально. А именно, согласно этой модели, наклон ПМС  $\alpha$  в формуле  $\Delta R \sim \alpha|B|$  зависит от отношения амплитуды беспорядка  $W$  к ширине запрещенной зоны  $E_c$ . При этом величина  $\alpha$  для ситуации  $W < E_c$  может быть в 10-100 раз меньше, чем при  $W > E_c$ , что объясняется аналогией с эффектом 2D антилокализации в первом случае и с 1D антилокализацией во втором. Данное предсказание модели качественно подтверждается экспериментальными результатами, полученными в настоящей работе. На рис. 23 приведены результаты измерения МС в ТЗН в локальной и нелокальной конфигурациях измерения сопротивления для образцов, изготовленных на основе 14 нм КЯ HgTe с ориентацией поверхности (112). По сравнению с системой на основе 8 нм КЯ HgTe (013) обсуждавшейся выше, 14 нм квантовая яма обладает несколько более сложным вариантом инверсного спектра, но при этом остается 2D топологическим изолятором, как подтверждают исследования, проведенные в настоящей работе. Однако, для обсуждаемой в настоящем параграфе темы важным является то обстоятельство, что в отличие от 8 нм КЯ, в которой ширина запрещенной зоны составляет порядка 30 мэВ, в яме толщиной 14 нм она существенно меньше  $\approx 2$  мэВ. При этом, как видно из рис.23 в ней также, как и 8 нм КЯ, наблюдается квазилинейное положительное МС в слабых магнитных полях, наклон которого, однако, в 14 нм КЯ приблизительно на порядок больше, чем в 8 нм КЯ. Если допустить, что амплитуда случайного потенциала в этих двух ямах имеет приблизительно одну и ту же величину, то наблюдаемое различие в величине наклона ПМС

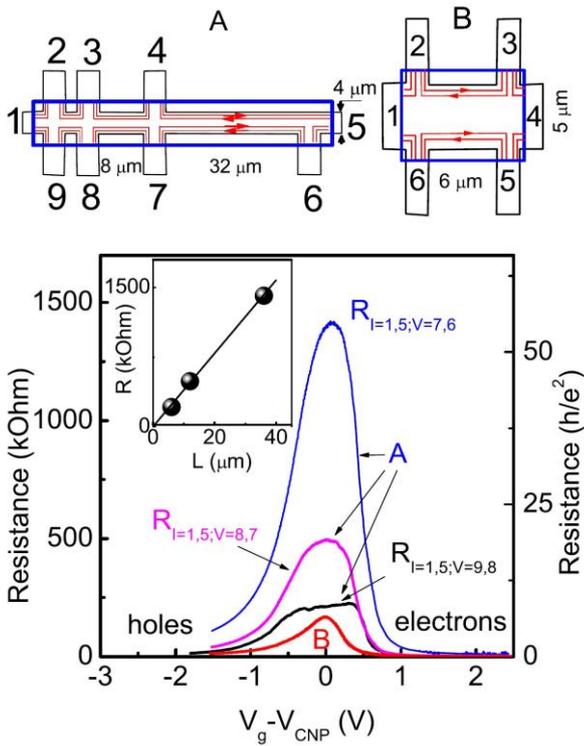


Рис. 24 (а) – Локальное сопротивление  $R_{\text{local}}$ , измеренное между различными парами контактов в образцах А и В, как функция затворного напряжения,  $T=4.2$  К,  $I=10^{-9}$  А,  $V=0$ . На вставке показана зависимость величины измеряемого сопротивления от расстояния между потенциометрическими контактами  $L$ . Вверху приведены схематические изображения образцов, периметр затвора отмечен прямоугольником. 8 нм КЯ HgTe (013).

сопротивление образцов 2D ТИ размером несколько десятков микрон и выше значительно превышает баллистические значения, предсказываемые теорией. В настоящее время в качестве возможной причины подобного поведения рассматривается несколько механизмов, из которых наиболее вероятным считается взаимодействие краевых состояний с металлическими «лужами» - областями с металлической проводимостью, возникающими вследствие вызванного флуктуационным потенциалом локального пересечения уровня Ферми с дном зоны проводимости или потолком валентной зоны. При этом каждый из рассматриваемых механизмов рассеяния краевых состояний в диффузионных образцах 2D ТИ предполагает определенную зависимость сопротивления от температуры. В то же время, несмотря на значительное количество теоретических моделей и предсказаний к началу настоящей работы вопрос о температурной зависимости сопротивления в длинных образцах 2D ТИ был практически не исследован экспериментально.

В работе проведено экспериментальное исследование температурной зависимости сопротивления в нулевом магнитном поле в различных образцах 2D ТИ, изготовленных на основе

может быть обусловлено тем, что в 14 нм КЯ реализуется условие  $W > E_c$ , в то время, как в 8 нм КЯ –  $W < E_c$ .

Важным результатом настоящей работы является наблюдение МС в 2D ТИ в квазибаллистическом режиме в микромостиках на основе 14 нм КЯ HgTe (112). Обнаруженное МС качественно похоже на то, что наблюдается в диффузионном режиме в макроскопических образцах на основе такой же КЯ (см. рис.23), однако, в отличие от последнего может значительно меняться от образца к образцу, а также зависит от выбора контактов при измерении сопротивления. Это позволяет сделать вывод о важной роли мезоскопических эффектов в данном режиме транспорта 2D ТИ.

В §5.3 обсуждается вопрос о температурной зависимости сопротивления в 2D ТИ в диффузионном режиме, [A18]. В предыдущем параграфе было указано, что в настоящее время отсутствует ясное понимание причины, по которой TRS защита краевых состояний от обратного рассеяния оказывается неэффективной и

двух типов КЯ HgTe: толщиной 8 нм (013) и толщиной 14 нм (112). Важной особенностью исследованных образцов было то, что при всех различиях в размере, их сопротивление в десятки, раз превышало величину кванта сопротивления  $h/2e^2$ .

На рис. 24 приведены типичные результаты четырехточечных измерений сопротивления образцов 2D ТИ, как функции затворного напряжения. Полученные зависимости имеют форму пика, высота которого превышает квант сопротивления  $h/2e^2$ , задающего порядок величины баллистического сопротивления 2D ТИ, предсказываемый теорией. Максимум пика соответствует точке зарядовой нейтральности, когда уровень Ферми находится в середине запрещенной зоны. Как видно на вставке, высота пика линейно зависит от расстояния между потенциометрическими контактами, с которых измеряется сопротивление. Это наблюдение свидетельствует о том, что измеряемая величина сопротивления набирается вдоль всей длины краевого состояния между контактами, а не формируется, к примеру, в результате отражения краевых состояний на границе области покрытой затвором.

На рис.25 приведены зависимости от температуры сопротивления, измеренного в точке зарядовой нейтральности с различных пар потенциометрических контактов в образце А. Данный рисунок иллюстрирует все основные особенности, обнаруженные при подобных измерениях и в других исследованных в настоящей работе структурах. Слева на рис.25 приведена температурная зависимость сопротивления в диапазоне температуры  $\approx 4.5-50$  К. Видно, что при  $T > 25$ К

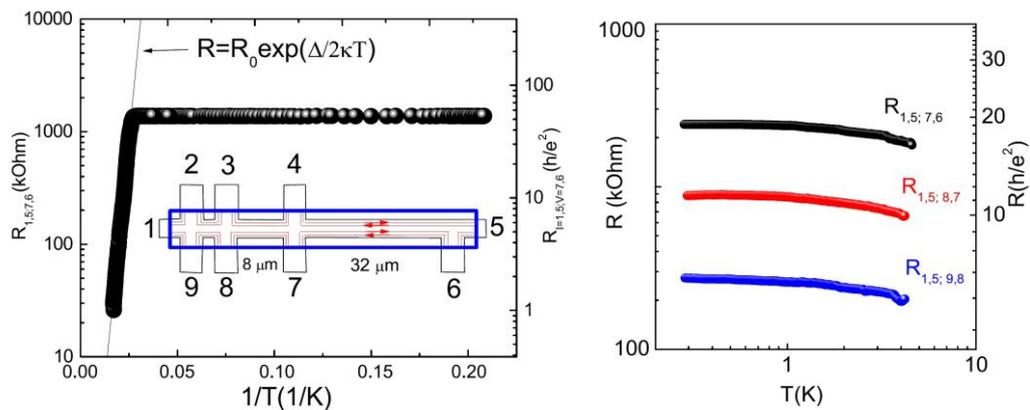


Рис.25 (слева): Сопротивление  $R_{I=1.5; V=5,6}$  в образце А, измеренное в точке зарядовой нейтральности, как функция обратной температуры в диапазоне 4.5-50 К. Прямая линия – подгонка зависимости Аррениуса. (справа): Сопротивление, измеренное с разных пар контактов в образце А в ТЗН, как функция  $T$  в диапазоне 0.3-4 К.

зависимость хорошо описывается активационным законом Аррениуса с энергией активации  $\Delta$  близкой по величине к ширине запрещенной зоны в данной КЯ. Однако, при температурах ниже 20 К наблюдается резкий переход к слабой степенной температурной зависимости ( $R \sim T^{-\alpha}$ , где  $\alpha \leq 0.5$ ), которая сохраняется и в области низких температур (см. рис.25 справа). Подобная слабая

зависимость сопротивления от температуры в нижнем температурном диапазоне в структурах с уровнем сопротивления в десятки  $h/2e^2$  является весьма странной, поскольку с т.з. теории локализации Андерсона данные структуры находятся в режиме сильной локализации и должны демонстрировать экспоненциальный рост сопротивления с понижением температуры.

Очевидно должна существовать какая-то связь между наблюдаемой температурной зависимостью сопротивления в 2D ТИ и конкретным механизмом, ответственным за рассеяние краевых состояний, приводящее к тому, что сопротивление структур оказывается существенно выше ожидаемого баллистического значения. Однако, все рассматриваемые на сегодняшний день возможные механизмы рассеяния, включая и металлические «лужи» не могут объяснить наблюдаемую экспериментально температурную зависимость сопротивления 2D ТИ в диффузионном режиме.

**В заключении** формулируются основные результаты и выводы настоящей работы.

1. В полевых структурах, изготовленных на основе квантовых ям CdHgTe/HgTe/CdHgTe толщиной 18-20 нм и ориентацией (013), (112) и (100), с помощью напряжения, подаваемого на затвор, можно управлять положением уровня Ферми. Характер магнетопольных зависимостей продольного и холловского сопротивлений, измеренных в таких структурах в слабых магнитных полях, указывает на то, что в определенном диапазоне затворных напряжений при низких температурах в КЯ одновременно присутствуют двумерные электронная и дырочная вырожденные Ферми системы, т.е. реализуется двумерный полуметалл. Из анализа зависимости концентрации электронов и дырок от затворного напряжения следует, что причиной наблюдаемого полуметаллического состояния является не прямое перекрытие дна зоны проводимости, находящегося в центре зоны Бриллюэна, с боковыми максимумами валентной зоны. Величина перекрытия зон зависит от ориентации поверхности ямы и составляет порядка 1-10 мэВ. Численные расчеты энергетического спектра указанных ям показывают, что данное перекрытие является следствием механического растяжения пленки HgTe, вызванного небольшим несоответствием постоянных решетки HgTe и CdTe,

2. Температурная зависимость сопротивления двумерного полуметалла на основе квантовой ямы HgTe свидетельствует о наличии дополнительного фактора рассеяния носителей заряда по сравнению с традиционными однокомпонентными металлическими системами. В двумерном полуметалле электроны и дырки обладают разной эффективной массой и ускоряются приложенным электрическим полем в противоположных направлениях. В отличие от однокомпонентных систем, где рассеяния носителей заряда друг на друге не меняет их полный импульс и не сказывается на сопротивлении системы, взаимное рассеяние электронов на дырках в полуметалле приводит к уменьшению подвижности обеих подсистем. Анализ полученных в настоящей работе результатов с теорией электронно-дырочного рассеяния в полуметалле приводит к выводу о короткодействующем характере взаимодействия электронов и дырок в КЯ HgTe.

3. Обнаружено, что наряду с графеном, двумерный полуметалл в квантовой яме HgTe в точке зарядовой нейтральности является системой, в которой реализуется особая разновидность квантового эффекта Холла, когда вдоль периметра образца навстречу друг другу циркулируют два киральных краевых токовых состояния – электронное и дырочное. Возможность данного состояния обусловлена тем, что в сильном магнитном поле в КЯ HgTe верхний дырочный уровень Ландау валентной зоны оказывается выше по энергии нижнего электронного уровня Ландау зоны проводимости. В описываемой ситуации возможно обратное рассеяние краевых токовых состояний в отсутствие объемной проводимости, что является важным отличием от обычного квантового эффекта Холла. В эксперименте данное состояние характеризуется пиком продольного сопротивления  $\rho_{xx}$  и значительным по величине нелокальным откликом, который является важным признаком присутствия краевого транспорта. В тензоре проводимости при этом наблюдается характерное нулевое плато  $\sigma_{xy}=0$  и минимум  $\sigma_{xx}$ .

4. Согласно теории, краевые токовые состояния в двумерном топологическом изоляторе защищены от обратного рассеяния симметрией относительно обращения времени. Слабое магнитное поле нарушает эту симметрию и, т.о. должно приводить к наблюдению положительного МС. В настоящей работе эффект слабого перпендикулярного магнитного поля исследован в двух типах КЯ HgTe: толщиной 8 нм и ориентацией поверхности (013) и толщиной 14 нм и ориентацией (112). Обе КЯ представляют собой 2D ТИ, но имеют различную ширину запрещенной зоны (~30 мэВ и ~2 мэВ, соответственно) и структуру зонного спектра. В обоих случаях вблизи  $B=0$  обнаружено линейное положительное магнетосопротивление, однако наклон этого МС и диапазон магнитных полей, в которых оно наблюдается сильно различаются в этих двух ямах. Сравнительный анализ полученных данных качественно подтверждает вывод одной из существующих теоретических моделей, согласно которой наклон линейного ПМС в 2D ТИ зависит от отношения амплитуды случайного потенциала в яме к ширине запрещенной зоны.

5. Исследовано влияние параллельного магнитного поля на транспортные свойства 8 нм КЯ HgTe, являющейся 2D ТИ. В отсутствие магнитного поля локальное и нелокальное сопротивление образца, как функции затворного напряжения, ведут себя похожим образом, что свидетельствует о краевом характере транспорта. С увеличением поля наблюдается монотонное уменьшение величины как локального, так и нелокального сопротивления. При этом локальное сопротивление выходит на насыщение, в то время как нелокальное сопротивление полностью зануляется в магнитных полях  $B > 12$  Т.. Анализ полученных экспериментальных результатов и проведенные теоретические расчеты позволяют сделать вывод о том, что параллельное магнитное поле индуцирует фазовый переход от 2D ТИ к бесщелевой двумерной металлической фазе. Подробно исследована влияние случайного потенциала на транспортные свойства КЯ HgTe в присутствии параллельного магнитного поля.

6. Исследована температурная зависимость сопротивления 2D ТИ на основе 8 нм КЯ HgTe в диффузионном режиме. В этом режиме сопротивление образца, обусловленное электронным

транспортом по краевым токовым состояниям, может в несколько десятков раз превышать величину  $h/2e^2$ , ожидаемую в случае баллистического транспорта. Конкретный механизм рассеяния, приводящий к столь высокому значению сопротивления в диффузионном режиме 2D ТИ, остается невыясненным. С точки зрения теории локализации Андерсона для образцов с таким уровнем сопротивления выполняются условия сильной локализации, что означает, что при низких температурах должен наблюдаться экспоненциальный рост сопротивления. Вопреки этому ожиданию в исследованных структурах наблюдается слабая степенная зависимость сопротивления от температуры  $\propto T^{-\alpha}$ , где  $\alpha \leq 0.5$ .

**Основное содержание диссертации опубликовано в следующих работах:**

[A1] Quantum Hall liquid-insulator and plateau-to-plateau transitions in a high mobility 2DEG in a HgTe quantum well, E.B. Olshanetsky, S.Sassine, Z.D.Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, J.C. Portal, A.L. Aseev, Письма в ЖЭТФ, Т.84, №10, С. 661-665 (2006).

[A2] Слабая антилокализация в квантовых ямах на основе HgTe вблизи топологического перехода, Е.Б. Ольшанецкий, З.Д. Квон, Г.М. Гусев, Н.Н.Михайлов, С.А.Дворецкий, Дж.С. Портал, Письма в ЖЭТФ, Т.91, №7, С.375-378 (2010).

[A3] Квантовый эффект Холла в квазитрехмерной пленке HgTe, Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, С. С. Кобылкин, Д. А. Козлов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, J. C. Portal, Письма в ЖЭТФ, Т.93, №7, С.584, (2011).

[A4] Двумерные электронные системы в квантовых ямах на основе HgTe, З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Н.Н. Михайлов, Д.А. Козлов, Физика низких температур, Т. 35, №1, С.10-20 (2009).

[A5] Двумерный полуметалл в квантовых ямах на основе HgTe, З.Д.Квон, Е.Б.Ольшанецкий, Д.А.Козлов, Е.Г.Новик, Н.Н.Михайлов, С.А.Дворецкий, Физика низких температур, Т. 37, №3, С. 258-268 (2011).

[A6] Двумерная электронно-дырочная система в квантовой яме на основе HgTe, З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ, Т.87, №9, С. 588 (2008).

[A7] Two-dimensional electron-hole system in HgTe-based quantum wells with surface orientation (112), Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, E. G. Novik, D. A. Kozlov, N. N. Mikhailov, I. O. Parm, and S. A. Dvoretzky, Phys. Rev. B, V. 83, P.193304 (2011).

[A8] Two-dimensional semimetal in HgTe-based quantum wells with surface orientation (100), E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, E.G. Novik, I.O Parm , S. A. Dvoretzky, Solid State Communications, V.152, P.265–267 (2012).

[A9] Процессы рассеяния в двумерном полуметалле, Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, М. В. Энтин, Л. И. Магарилл, Н. Н. Михайлов, И. О. Парм, С. А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ, Т.89, №6, С.338, (2009).

[A10] The Effect of Electron–Hole Scattering on Transport Properties of a 2D Semimetal in the HgTe Quantum Well, M. V. Entin, L. I. Magarill, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, ЖЭТФ, Т. 117, № 5, С. 933–943 (2013).

[A11] Quantum Hall Effect near the Charge Neutrality Point in a Two-Dimensional Electron-Hole System, G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and J. C. Portal, Phys.Rev.Lett., V.104, P.166401, (2010).

[A12] Nonlocal transport near charge neutrality point in a two-dimensional electron-hole system, G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, A. D. Levin, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, Phys. Rev. Lett, V. 108, № 22, P. 226804 (2012).

[A13] Unconventional Hall effect near charge neutrality point in a two-dimensional electron-hole system, O. Raichev, G. Gusev, E. Olshanetsky, Z. Kvon, N. Mikhailov, S. Dvoretzky, J. Portal, PHYS REV B, V. 86, №15, P. 155320 (2012).

[A14] Индуцированный продольным магнитным полем переход двумерный полуметалл – диэлектрик в квантовых ямах на основе HgTe, Е.Б.Ольшанецкий, З.Д.Квон, Г.М.Гусев, Н.Н.Михайлов, С.А.Дворецкий, Письма в ЖЭТФ, Т. 96, С. 268, (2012).

[A15] Metal–Insulator Transition in a HgTe Quantum Well Under Hydrostatic Pressure, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, Ya. A. Gerasimenko, V. A. Prudkoglyad, V. M. Pudalov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, Письма в ЖЭТФ, Т. 98, № 12, С. 947, (2013).

[A16] Transition from insulating to metallic phase induced by in-plane magnetic field in HgTe quantum wells, G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, O. E. Raichev, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, Physical Review B, V/88, P.195305, (2013).

[A17] Linear magnetoresistance in HgTe quantum wells, G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, Physical Review B, V. 87, P.081311(R), (2013).

[A18] Temperature dependence of the resistance of a two-dimensional topological insulator in a HgTe quantum well, G. M. Gusev, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, A. D. Levin, Y. Krupko, J. C. Portal, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, Physical Review B, V.89, P.125305, (2014).

[A19] Persistence of a Two-Dimensional Topological Insulator State in Wide HgTe Quantum Wells, E.B. Olshanetsky, Z.D. Kvon, G.M. Gusev, A.D. Levin, O.E. Raichev, N.N. Mikhailov, and S.A. Dvoretzky, Phys.Rev.Lett. V. 114, P. 126802, (2015).

[A20] Low field magnetoresistance in a 2D topological insulator based on wide HgTe quantum well, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, G. M. Gusev, N. N. Mikhailov and S. A. Dvoretzky, J. Phys.: Condens. Matter V. 28, P.345801, (2016).

### **Цитированная литература**

[C1] M. Z. Hasan, C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. 82, 2045 (2010); X-L. Qi, S-C. Zhang, Rev. Mod. Phys. 83, 1057 (2011).

[C2] X-L. Qi, S-C. Zhang, Phys. Today 63(1), 33 (2010).

[C3] J. E. Moore and L. Balents, Phys. Rev. B 75 121306 (2007).

[C4] J. E. Moore, Nature (London) 464, 194 (2010).

- [C5] H. Zhang, C.-X. Liu, X.-L. Qi, X. Dai, Z. Fang, and S.-C. Zhang, *Nature Phys.* 5, 438 (2009); Y. Xia, D. Qian, D. Hsieh, L. Wray, A. Pal, H. Lin, A. Bansil, D. Grauer, Y. Hor, R. Cava, and M. Z. Hasan, *Nature Phys.* 5, 398 (2009); Y. L. Chen et al., *Science* 325, 178 (2009).
- [C6] B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S. C. Zhang, *Science* 314, 1757 (2006).
- [C7] M. König, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, *Science* 318, 766 (2007).
- [C8] E.E. Mendez, L. Esaki, L.L. Chang, *Phys.Rev. Lett.* 55, 2216 (1985); K. Suzuki, K. Takashina, S. Miyashita, Y. Hirayama, *Phys.Rev.Lett.* 93, 016803 (2004).
- [C9] M. Alttarelli, *Phys.Rev.B* 28, 842 (1983); M.J. Yang, C.H. Yang, B.R. Bennet, B.V. Shanabrook, *Phys.Rev.Lett.* 78, 4613 (1997); Y. Naveh, B. Laikhtman, *Appl.Phys.Lett.* 66, 1980 (1995); T.P. Marlow, L.J. Cooper, D.D. Arnone, et al, *Phys.Rev.Lett.* 82, 2362 (1999).
- [C10] E.G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, L.W. Molenkamp, et al., *Phys. Rev. B* 72 (2005) 035321.
- [C11] D. A. Abanin, K. S. Novoselov, U. Zeitler, P.A. Lee, A. K. Geim, and L. S. Levitov, *Phys. Rev. Lett.* 98, 196806 (2007).
- [C12] P. L. McEuen, A. Szafer, C.A. Richter, B.W. Alphenaar, J. K. Jain, A. D. Stone, R. G. Wheeler, and R. N. Sacks, *Phys. Rev. Lett.* 64, 2062 (1990).