

На правах рукописи



Савченко Максим Леонидович

**МАГНЕТОТРАНСПОРТ И КВАНТОВАЯ ЕМКОСТЬ
ДИРАКОВСКИХ ФЕРМИОНОВ В СТРУКТУРАХ
НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРИДА РТУТИ**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Новосибирск – 2019 год

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

Научный руководитель: Козлов Дмитрий Андреевич,
кандидат физико-математических наук

Официальные оппоненты: Миньков Григорий Максович,
доктор физико-математических наук,
Уральский федеральный университет имени
первого Президента России Б.Н. Ельцина,
старший научный сотрудник
Кунцевич Александр Юрьевич,
кандидат физико-математических наук, доцент,
Физический институт имени П.Н.Лебедева
Российской академии наук,
высококвалифицированный старший
научный сотрудник

Ведущая организация: Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Российской академии наук

Защита состоится «24» декабря 2019 г. в 16:30 на заседании диссертационного совета Д 003.037.01, созданного на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук по адресу: 630090, г. Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, д. 13.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте 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/savchenko-maksim-leonidovich>.

Автореферат разослан «_____» _____ 2019 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
д.ф.-м.н.

Погосов Артур Григорьевич

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования. Квантовые ямы и тонкие пленки теллурида ртути привлекают значительное внимание исследователей физики конденсированного состояния по причине реализации в них целого ряда необычных систем. Это дираковские фермионы в так называемых квантовых ямах HgTe критической толщины, когда $d = d_c \approx 6.5$ нм [1–7]; двумерный топологический изолятор при $d > d_c$ [1, 5, 8–10]; при толщинах $d \approx 20$ нм структура становится двумерным полуметаллом [11–17]; напряженные пленки HgTe при бóльших толщинах, когда $d \gtrsim 70$ нм, являются трехмерными топологическими изоляторами [18–24]. Разнообразие систем, получаемых на основе квантовых ям и пленок HgTe, является следствием нетипичного для большинства полупроводников «инверсного» зонного спектра HgTe. В этом материале благодаря сильному спин-орбитальному взаимодействию и другим следствиям релятивистских эффектов обычно формирующая зону проводимости ветвь Γ_6 находится глубоко в валентной зоне, в то время как термы Γ_8 определяют ближайшие к уровню Ферми заполненную и пустую зоны.

Объемный теллурид ртути интенсивно изучался задолго до открытия в нем дираковских фермионов и нетривиальных топологических фаз: был хорошо известен закон дисперсии HgTe, изучен вопрос модификации спектра при изменении температуры, давления или при добавлении примеси кадмия в материал; были рассчитаны уровни Ландау такой системы и исследованы ее основные магнитные свойства (см., например, обзор 1976 года [25]). Далее в теоретических работах 80-х годов двадцатого века было предсказано [26–28], что «инверсия» порядка энергетических зон HgTe приводит к образованию поверхностных состояний между HgTe и системой с прямым спектром — в области пересечения термов Γ_6 и Γ_8 неизбежно появляются двумерные проводящие состояния с линейным законом дисперсии. Существование таких состояний впервые было подтверждено с помощью туннельной спектроскопии [29], также было продемонстрировано их невырожденность по спину. Однако, детальное изучение свойств поверхностных состояний такого типа, а также свойств квантовых ям на основе HgTe началось только во второй декаде двадцатого века. Усиление внимания к различным структурам на основе HgTe обусловлено, с одной стороны, предсказанием перечисленных выше топологических фаз, а с другой стороны, значительным прогрессом в молекулярно-лучевой эпитаксии $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Так появились все необходимые условия для изучения тонких физических эффектов в новых необычных системах.

Экспериментальное исследование свойств бесщелевых однодолинных двумерных дираковских фермионов в квантовых ямах HgTe критической толщины в транспортном отклике [2] и в условиях циклотронного резонанса в фотопроводимости [3] и фототоке [4] позволили показать, что спектр системы представляет собой дираковский конус в центре зоны Бриллюэна, причем электронная часть спектра характеризуется линейным законом дисперсии $E = \hbar k v_{\text{DF}}$, точка касания электронного и дырочного конусов называется точкой Дирака (*Dirac point*, DP); \hbar – приведенная постоянная Планка, v_{DF} – скорость дираковских фермионов.

Двумерные состояния с линейным и квазилинейным законом дисперсии также реализуются на поверхностях трехмерного топологического изолятора [30]. В отличие от классических граничных состояний Тамма, в топологическом изоляторе наличие поверхностных состояний и их основные свойства не зависят от конкретной природы и качества границы материала, а сами поверхностные состояния делокализованы. Более того, на каждой двумерной поверхности отсутствует спиновое вырождение: конус с противоположным направлением спина находится на противоположной поверхности образца, а направление спина носителей оказывается жестко связано с направлением импульса.

В работах [18–20] показано, что выращенная на подложке CdTe пленка HgTe толщиной $d = 70 - 80$ нм есть трехмерный топологический изолятор с непрямой объемной запрещенной зоной $E_g \approx 15$ мэВ. При расположении уровня Ферми в щели спектра электрический ток проводят только дираковские поверхностные электроны. Смещение положения уровня Ферми в объемные зоны приводит к появлению тривиальных носителей.

Данная работа посвящена исследованию магнетотранспорта и квантовой емкости дираковских фермионов в квантовых ямах и пленках HgTe и $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \ll 1$) различной толщины. В квантовых ямах критической толщины изучены плотность состояний системы безмассовых частиц, влияние особенностей спектра и беспорядка реальной структуры на зависимость плотности состояний от энергии. В трехмерном топологическом изоляторе на основе напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм обнаружено аномальное магнетосопротивление, по результатам анализа которого показано, что оно обусловлено эффектом слабой антилокализации. Наконец, изучены транспортные и емкостные свойства пленки HgTe толщиной 200 нм, и продемонстрирована возможность идентификации невырожденных по спину поверхностных состояний трехмерного топологического изолятора с близкой к нулю запрещенной зоной.

Целью работы является выявление и объяснение обусловленных наличием дираковских состояний особенностей магнетотранспорта и квантовой емкости в структурах на основе HgTe толщиной близкой к критической, соответствующей переходу от прямого спектра к инвертированному, и толщиной более 70 нм, при которой происходит формирование двумерных топологических поверхностных состояний.

Основные задачи работы:

1. Измерение и анализ магнетотранспортного отклика и квантовой емкости с получением зависимости плотности состояний дираковских фермионов от энергии в квантовых ямах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \ll 1$) толщиной близкой к критической, при которой происходит переход от прямого спектра к инвертированному и реализуется бесщелевая система двумерных однодолинных дираковских фермионов;
2. Исследование аномального магнетосопротивления трехмерного топологического изолятора на основе напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм и установление механизмов, ответственных за его возникновение;
3. Измерение магнетотранспортного и емкостного отклика пленки HgTe толщиной 200 нм с целью определения величины запрещенной зоны и идентификации вклада поверхностных дираковских электронов.

Методология и методы исследования. В работе проводились низкотемпературные ($T = 0.18 - 15$ К) измерения магнетосопротивления и емкости оснащенных затвором мезоструктур на основе квантовых ям и пленок HgTe. Использовалась стандартная схема фазочувствительного детектирования в диапазоне частот 2–680 Гц, ток через образцы равнялся 1–100 нА.

Научная новизна и практическая значимость:

1. Впервые была экспериментально определена зависимость плотности состояний дираковских фермионов от положения уровня Ферми в квантовой яме HgTe критической толщины. Подтверждено, что замена части атомов ртути на атомы кадмия в такой системе приводит к увеличению значения критической толщины с сохранением основных особенностей дираковских фермионов в магнетотранспортном отклике. Это открывает путь для дальнейшего улучшения качества таких систем.
2. Установлено, что аномальное магнетосопротивление напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм, которая является трехмерным топологическим изолятором, вызвано эффектом слабой антилокализации.

3. Установлено, что пленка HgTe толщиной 200 нм обладает невырожденными по спину поверхностными электронами и вырожденными объемными носителями заряда. Данный вывод сделан по результатам совместного анализа магнетотранспорта и квантовой емкости структуры. Такой подход может быть использован для получения информации о свойствах проводящих поверхностных состояний других систем, которые не обладают объемной запрещенной зоной.

Положения, выносимые на защиту:

1. Замена части атомов ртути на атомы кадмия в квантовой яме HgTe приводит к увеличению значения критической толщины, при которой происходит переход от прямого к инвертированному спектру и реализуется система однодолинных двумерных дираковских фермионов.
2. Плотность состояний носителей заряда в квантовой яме HgTe критической толщины 6.6 нм зависит от положения уровня Ферми относительно точки Дирака. В зоне проводимости плотность состояний прямо пропорциональна энергии электронов, что соответствует представлениям об идеальных двумерных дираковских фермионах. Вблизи точки Дирака находится минимум плотности состояний, величина которого определяется дисперсией пространственных флуктуаций встроенного заряда и расщеплением спиновых конусов. В валентной зоне происходит резкий рост плотности состояний системы вследствие наличия хвоста плотности состояний тяжелых дырок.
3. Аномальное магнетосопротивление трехмерного топологического изолятора на основе напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм вызвано эффектом слабой антилокализации, что приводит к положительной поправке к проводимости при всех положениях уровня Ферми: в валентной зоне, объемной щели энергетического спектра и зоне проводимости.
4. Пленка HgTe толщиной 200 нм, превышающей толщину псевдоморфного роста HgTe на подложке CdTe, обладает близкой к нулю непрямой запрещенной зоной и топологически устойчивыми поверхностными состояниями.

Степень достоверности и апробация результатов. Достоверность изложенных в работе результатов подтверждается использованием стандартных методик получения экспериментальных данных, воспроизводимостью на различных образцах и согласием с теоретическими моделями.

Основные результаты работы докладывались на следующих научных школах и конференциях: «International Conference on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems (EP2DS)», Япония (2015); «Российская конференция по физике полупроводников», Звенигород (2015); «Recent Developments in 2D systems», Япония (2016); «International Conference on the Physics of Semiconductors (IPCS)», Китай (2016); «SpinTech», Япония (2017); «Российская конференция по физике полупроводников», Екатеринбург, (2017); «Quantum Condensed-matter Physics», Черноголовка (2017); «Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников», Екатеринбург (2018); «International Conference on the Physics of Semiconductors», Франция (2018).

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 6 статьях, опубликованных в рецензируемых периодических журналах, список которых приведен в заключении, и докладывались автором на 9 российских и международных конференциях.

Личный вклад автора в представляемую работу заключался в проведении низкотемпературных магнетотранспортных и емкостных измерений, обработке полученных результатов, проведении моделирования, интерпретации полученных результатов, написании статей, публичном представлении результатов.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, первой главы, посвященной обзору литературы, далее описаны экспериментальные образцы и методика проведения измерений, после чего три главы посвящены результатам. Заключение, список сокращений и обозначений и библиография замыкают текст диссертации. Общий объем диссертации составляет 120 страниц, включая 35 рисунков и библиографию из 123 наименований.

Содержание работы

Во введении обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, приводится обзор основной научной литературы по изучаемым проблемам, формулируются выносимые на защиту положения.

Первая глава посвящена обзору литературы по теме диссертации. В первой половине главы идет речь об основных свойствах квантовых ям и пленок HgTe, в которых возможна реализация двумерных дираковских фермионов. Во-первых, это квантовые ямы HgTe критической толщины, в которых реализуется система однодолинных двумерных дираковских фермионов. В обзоре особое внимание уделено возможным отклонениям их спектра от идеального, которые возникают в расчетах и неизбежны в реальных структурах. Во-вторых, это напряженные пленки HgTe толщиной более 70 нм, которые являются трехмерными топологическими изоляторами и обладают невырожденными по спину поверхностными состояниями с близким к линейному закону дисперсии. Наиболее подробно рассматриваются продемонстрированные и предсказываемые особенности транспортных свойств носителей заряда в напряженной пленке HgTe толщиной 80 нм. А также представлены соображения относительно существования нетривиальных поверхностных состояний в объемном HgTe.

Вторая часть главы посвящена теории магнетотранспорта двумерного электронного газа. Описан классический магнетотранспорт с одним и несколькими типами носителей, природа и общие свойства осцилляций Шубникова — де Гааза. Также приведено качественное описание эффекта слабой локализации и антилокализации в двумерном случае при различных соотношениях между временем релаксации импульса, временем сбоя фазы и временем спиновой релаксации. Обсуждаются экспериментальные результаты по изучению эффекта слабой антилокализации в трехмерных топологических изоляторах; отдельное внимание уделено тому, как влияет наличие нескольких групп носителей заряда в данных системах на величину поправки к проводимости (амплитуду эффекта). Рассматривается влияние спектра дираковских поверхностных состояний пленок HgTe на аномальное магнетосопротивление таких систем. Приведены формулы, которые описывают слабую локализацию и антилокализацию и использовались при подгонке соответствующих экспериментальных данных в диссертации.

Вторая глава посвящена исследуемым образцам, условиям проведения измерений, а также в ней представлен принцип работы рефрижератора растворения, с помощью которого осуществлялось охлаждение образцов.

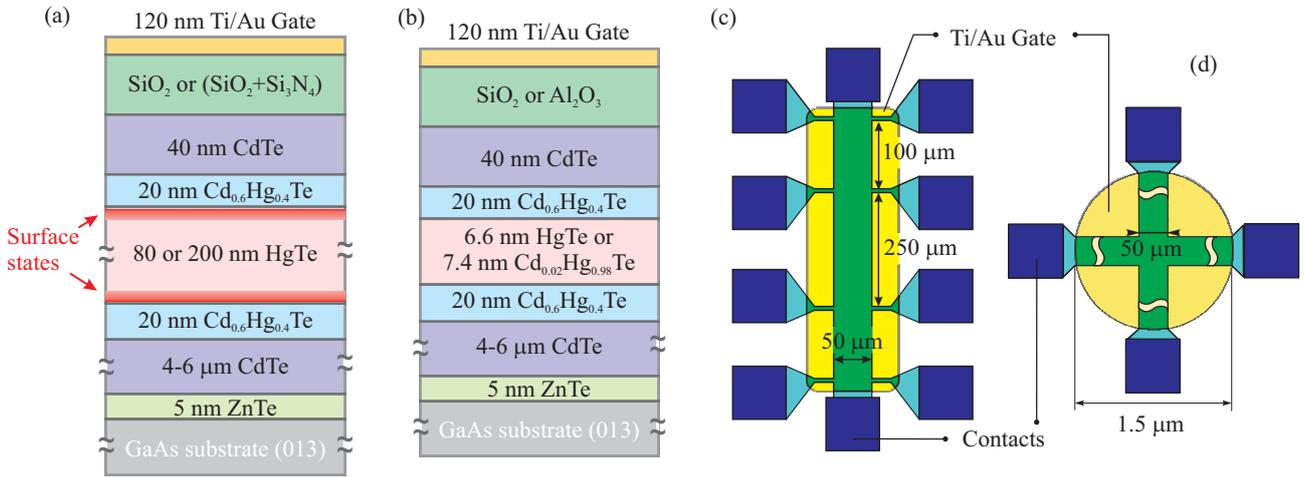


Рис. 1. (а) Схематический разрез исследуемых структур с пленками HgTe толщиной 80 и 200 нм. Ярко красным качественно отмечена область локализации дираковских поверхностных состояний. (б) Схематический разрез исследуемых квантовых ям HgTe толщиной 6.6 и Cd_{0.02}Hg_{0.98}Te толщиной 7.4 нм. Изучаемые структуры отличаются составом и толщиной активного слоя, а также типом подзатворного диэлектрика. (с), (д) Схематический вид и характерные размеры используемого холловского мостика и образца крестовой геометрии.

В рамках диссертационной работы изучались квантовые ямы и пленки на основе HgTe без и с примесью кадмия, выращенные с помощью технологии молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке нелегированного GaAs (013) (детали роста в работах [13,31,32]). Поперечный разрез исследуемых структур представлен на рис. 1 (а) и (б), где каждый из буферных слоев имеет простой физический смысл. Тонкий ZnTe используется перед основным буферным слоем CdTe для концентрации дислокаций, связанных с большой (15%) разницей постоянных решеток GaAs и CdTe. Нижний CdTe имеет толщину 4–6 μm и необходим, чтобы задать постоянную решетки ($a_{\text{CdTe}} = 0.648$ нм) для всех последующих Te-содержащих слоев (в случае пленки 200 нм HgTe происходит ее частичная релаксация к собственной постоянной решетки $a_{\text{HgTe}} = 0.646$ нм). Верхний CdTe используется для исключения деградации квантовой ямы (которая, в основном, связана с выходом ртути из системы). Слои Cd_{0.6}Hg_{0.4}Te представляют собой барьеры, в состав которых добавлены атомы Hg с целью улучшения качества гетерограниц [19]. Изучаемые в работе структуры имеют разные характеристики активного слоя, расположенного между барьерами Cd_{0.6}Hg_{0.4}Te: номинальная¹ толщина HgTe равняется 6.6, 80 и 200 нм, толщина структуры с квантовой ямой Cd_{0.02}Hg_{0.98}Te составляет 7.4 нм.

Мезоструктуры изготавливались с помощью стандартной фотолитографии и химического травления. В большинстве случаев использовались снаб-

¹ Здесь и далее всегда будет идти речь о номинальной толщине HgTe или Hg_{1-x}Cd_xTe.

женные металлическим затвором десятиконтактные холловские мостики размером $50 \times 450 \mu\text{м}$ (рис. 1 (с)). Измерения слабой антилокализации дополнительно проводились на четырехконтактных мезоструктурах в форме креста с расстоянием между противоположными контактными площадками 1.5 мм и шириной каналов $50 \mu\text{м}$, полностью покрытые затвором (рис. 1 (d)).

Измерения изготовленных таким образом структур проводились при температурах 0.18 – 15 К в перпендикулярных магнитных полях до 12 Тл с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования. Диапазон частот магнетотранспортных измерений составлял 2 – 312 Гц, меньшие частоты использовались в случае больших магнитных полей с целью исключения емкостного вклада подводящих проводов в измеряемый сигнал, большие частоты использовались при исследовании аномального магнетосопротивления с целью уменьшения влияния шумов. Ток через образцы равнялся 1 – 100 нА (в зависимости от сопротивления и температуры), дополнительно проверялось отсутствие эффектов разогрева. На холловских мостиках измерения проводились четырехточечным методом, их сравнение с двухточечными измерениями на крестообразном образце позволили исключить влияние контактного сопротивления.

Для проведения емкостных измерений на затвор помимо постоянного напряжения V_g подавалось значительно меньшее по амплитуде переменное напряжение V_{ac} (типичное значение $V_{ac} = 20 \text{ мВ}$). Протекающий через образец переменный ток детектировался амперметром. Измеряемая в такой схеме между металлическим затвором и двумерной электронной системой емкость C может быть представлена в виде соединенных последовательно геометрической C_g и квантовой $C_q = Ae^2D$ емкостей, где A – подзатворная площадь образца [33]. Геометрическая емкость определяет падение напряжения в диэлектрических слоях образца, конечная величина квантовой емкости приводит к изменению значения электрохимического потенциала в квантовой яме. Таким образом появляется возможность прямого измерения термодинамической плотности состояний D . Частота переменного сигнала во время емкостных измерений находилась в диапазоне 2 – 680 Гц, контролировалось, что ее величина не влияет на значение измеряемой емкости.

Охлаждение изучаемых образцов проводилось при помощи рефрижератора растворения, принцип работы которого основан на замкнутом цикле растворения жидкого He^3 в сверхтекучем He^4 . В конце главы по методике эксперимента приводится описание схемы работы установок такого типа.

Представление и анализ полученных в рамках работы экспериментальных данных начинается с третьей главы, которая посвящена емкости кван-

товой ямы HgTe толщиной 6.6 нм с дираковскими фермионами и магнетотранспорту и емкости квантовой ямы $\text{Hg}_{0.98}\text{Cd}_{0.02}\text{Te}$ толщиной 7.4 нм (рис. 2).

Анализ магнетотранспортного отклика $\text{Hg}_{0.98}\text{Cd}_{0.02}\text{Te}$ позволяет заключить, что при замене части атомов ртути на атомы кадмия в квантовой яме HgTe и сохранении условия критической толщины в ней воспроизводятся основные особенности проявления дираковских фермионов в измеряемых сигналах. А именно, зависимость $\rho_{xx}(V_g^{\text{eff}})$ (рис. 2 (а)) имеет типичную для квантовых ям HgTe критической толщины форму с единственным максимумом вблизи точки зарядовой нейтральности со значением $\rho_{xx}^{\text{max}} = 13.3 \text{ k}\Omega \approx 0.5 e^2/h$. На рис. 2 (с) продемонстрировано, как в квантующем магнитном поле ($B = 3 \text{ Тл}$) наблюдается несколько электронных плато холловского сопротивления, которые соответствуют факторам заполнения ν от 1 до 3 и значительно более широкое дырочное плато с $\nu = -1$. Асимметрия между электронной и дырочной стороной напряжений на затворе явным образом проявляется при $B = 1 \text{ Тл}$, когда при положительных V_g^{eff} наблюдается только намек на плато, в то время как в дырочной стороне $\rho_{xy} = -h/e^2$ в широком диапазоне напряжений на затворе. Аналогичная асимметрия между дираковскими дырками и электронами наблюдалась в обычных квантовых ямах HgTe критической толщины и была объяснена существованием боковых долин тяжелых дырок, расположенных ниже дираковской точки при энергии $E_{\text{hh}} \approx -30 \text{ мэВ}$ [34]. Соответствие представленных зависимостей удельного и холловского сопротивлений квантовой ямы $\text{Hg}_{0.98}\text{Cd}_{0.02}\text{Te}$ поведению $\rho_{xx}(V_g)$ и $\rho_{xy}(V_g)$ дираковских фермионов в обычной квантовой яме HgTe критической толщины [34] означает, что изучаемая система может быть описана аналогичным законом дисперсии. Этот результат соответствует теоретическим предсказаниям относительно изменения свойств квантовых ям HgTe при добавлении кадмия [35] и может быть использован для дальнейшего увеличения значения критической толщины квантовой ямы HgTe, при котором происходит переход от обычного спектра к инвертированному.

Одной из задач данной работы является изучение плотности состояний системы дираковских фермионов в квантовых ямах HgTe и HgCdTe критической толщины. Для этого был измерен емкостной отклик обоих видов структур. Его анализ проводился с использованием модели, учитывающей характерные черты реального спектра дираковских фермионов в квантовых ямах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \ll 1$) критической толщины и влияние флуктуационного потенциала. В этом случае плотность состояний квазичастиц есть линейная функция энергии только вдали от точки Дирака, однако вблизи нее плотность состояний не падает до нуля, а вместо этого наблюдается ее насыщение. Количественный анализ влияния неоднородностей проводился с по-

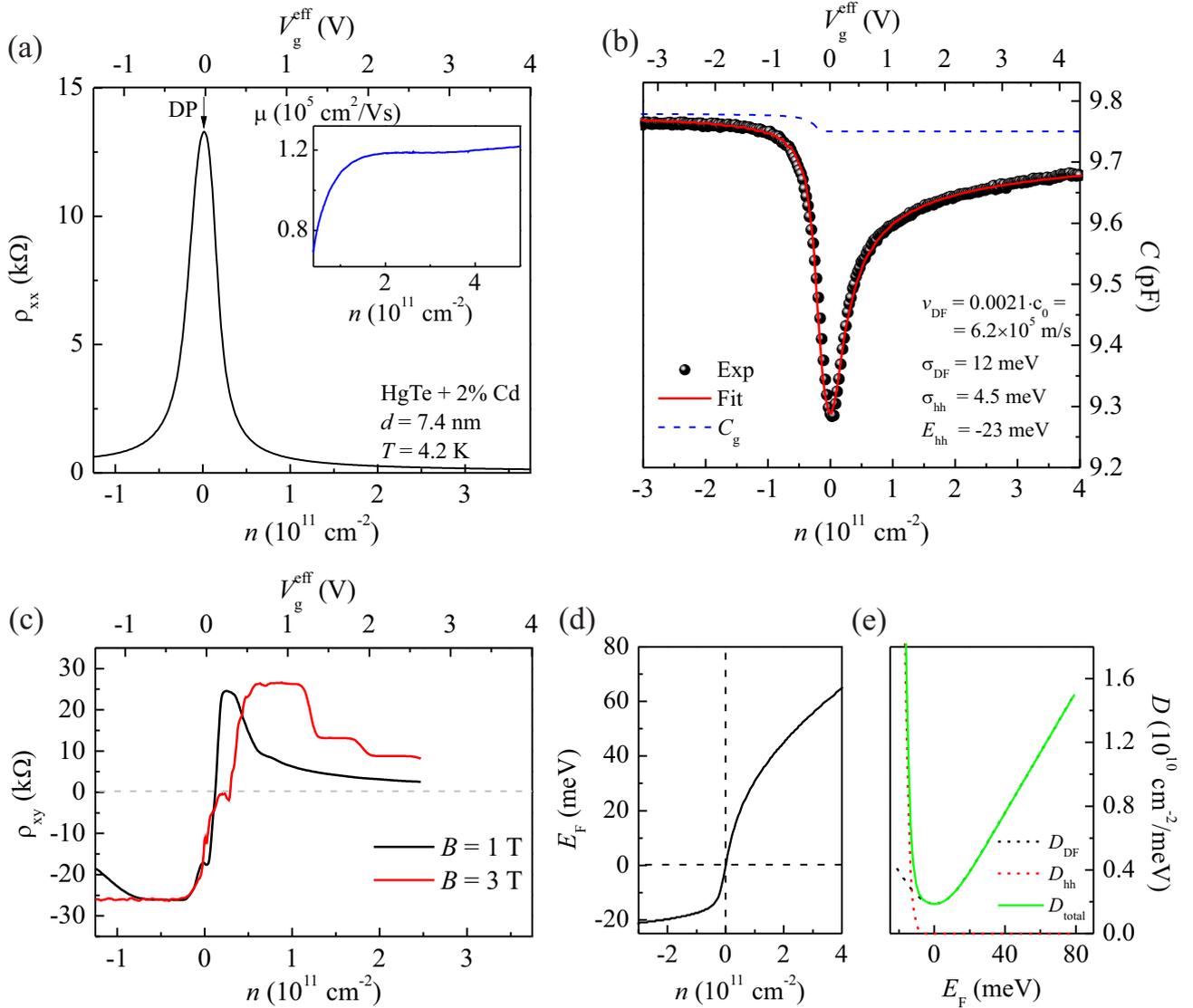


Рис. 2. Магнетотранспорт, квантовая емкость и анализ зависимости емкости от концентрации для квантовой ямы на основе HgTe толщиной 7.4 нм с 2% примесью кадмия. (а) Зависимость удельного сопротивления ρ_{xx} от концентрации носителей заряда (нижняя ось) и эффективного значения напряжения на затворе $V_g^{\text{eff}} = V_g - V_g^{\text{DP}}$ (верхняя ось). Вставка – зависимость подвижности электронов от концентрации. (б) Зависимость емкости C от концентрации носителей (нижняя ось) и V_g^{eff} (верхняя ось). Символы – экспериментальные данные, сплошная красная линия – подгоночная кривая (см. текст), пунктирная синяя линия – геометрическая емкость. (в) Зависимость холловского сопротивления ρ_{xy} от n и V_g^{eff} при $B = 1$ (черный цвет) и 3 Тл (красный цвет). (д) и (е) Зависимости энергии Ферми от концентрации носителей и плотности состояний (полной D_{total} и парциальных D_{DF} , D_{hh} для дираковских фермионов и тяжелых дырок, соответственно) от энергии Ферми. Графики на панелях (д) и (е) построены по параметрам, извлеченным в ходе подгонки $C(n)$.

мощью введения плотности вероятности отклонения локального положения уровня Ферми от его среднего значения. Плотность вероятности описывалась распределением Гаусса $\rho(\Delta) = \exp(-\Delta^2/2\sigma^2)/\sqrt{2\pi}\sigma$, где Δ – отклонение от средней энергии, σ – характерная неоднородность, $\int_{-\infty}^{\infty} \rho(\Delta)d\Delta = 1$. В этом случае полная плотность состояний определяется выражением

$$D(E) = \int_{-\infty}^{\infty} D_0(E - \Delta)\rho(\Delta)d\Delta,$$

где $D_0 = |E_F|/(\pi\hbar^2v_{DF}^2)$ есть плотность состояний идеальной системы дираковских фермионов, которая линейно зависит от энергии Ферми.

Такой подход позволил подтвердить линейность закона дисперсии дираковских электронов при $E_F > 30$ (20) мэВ с соответствующей скоростью $v_{DF} = 8.0$ (6.2) $\times 10^5$ м/с для квантовых ям HgTe и Hg_{0.98}Cd_{0.02}Te, соответственно. При меньших энергиях наблюдается отклонение от линейного закона, свидетельствующее о сильном влиянии на плотность состояний беспорядка, связанного с флуктуациями встроенного заряда. При отрицательных энергиях (то есть в условиях, когда уровень Ферми находится в валентной зоне) наблюдается резкий рост плотности состояний, связанный с хвостом плотности состояний долин тяжелых дырок.

В четвертой главе проводится анализ аномального магнетосопротивления напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм, которая является трехмерным топологическим изолятором с непрямой объемной запрещенной зоной около 15 мэВ [18–20]. В этой системе проводят электрический ток невырожденные по спину дираковские состояния с верхней (ближней к затвору) и нижней (дальней от затвора) поверхностей и, при расположении уровня Ферми в одной из объемных зон, объемные электроны или дырки. Вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия в HgTe ожидается положительная по знаку поправка к проводимости $\delta\sigma \sim e^2/h$, то есть эффект слабой антилокализации.

В начале главы проводится характеристика изучаемых систем, то есть определение зависимости концентрации и подвижности носителей заряда от напряжения на затворе, определяется диапазон V_g , который соответствует положению уровня Ферми в объемной запрещенной зоне. Далее проводится анализ обнаруженного слабополевого аномального магнетосопротивления при различных температурах (рис. 3 (а) и (b)) и напряжениях на затворе (рис. 3 (с)), в результате чего делается заключение, что аномальное магнетосопротивление трехмерного топологического изолятора на основе напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм обусловлено эффектом слабой антилокализации при всех положениях уровня Ферми: в валентной зоне, объемной щели энергетического спектра и зоне проводимости изучаемой системы.

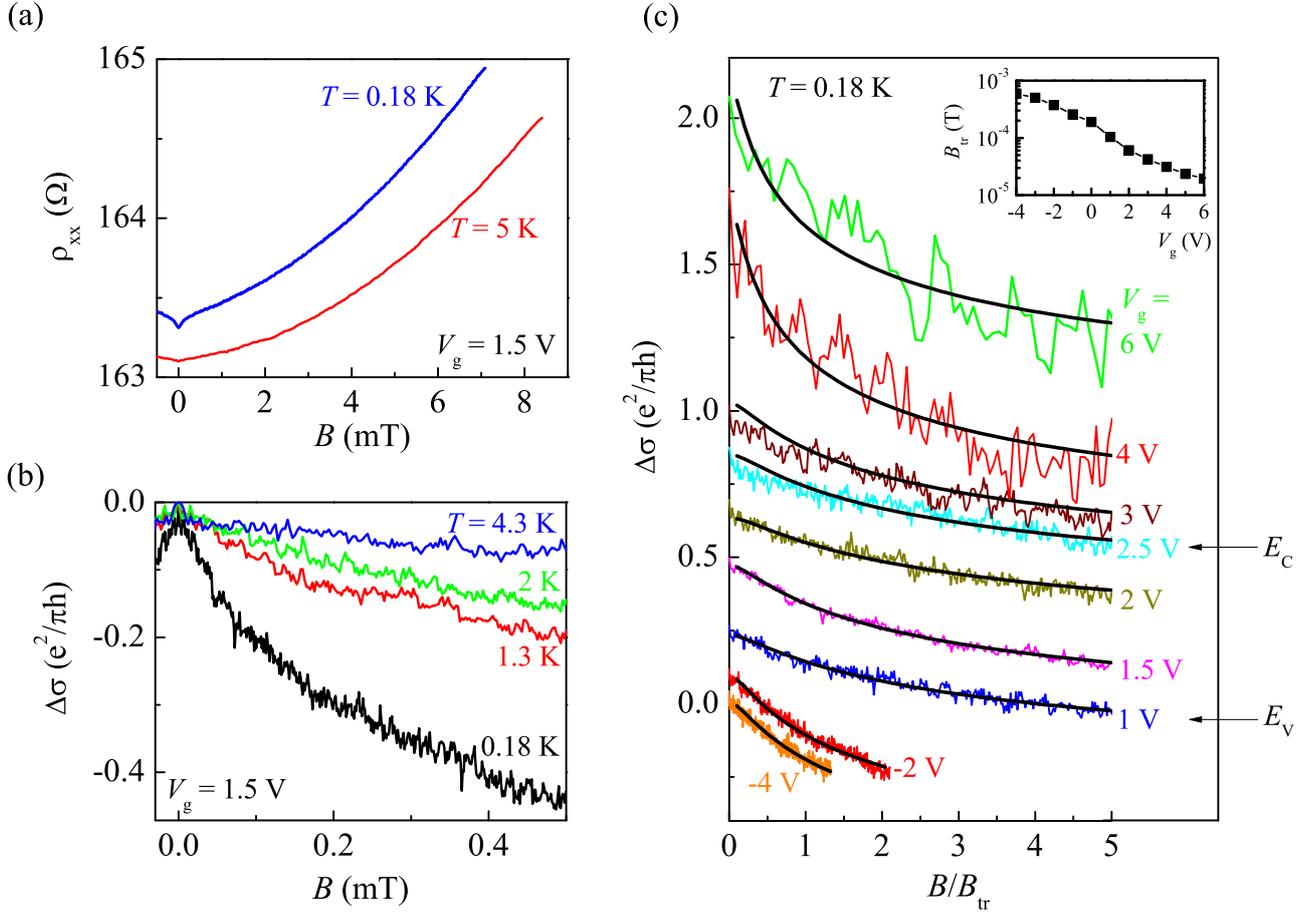


Рис. 3. (а) Измеренные в широком диапазоне магнитных полей (относительно проявления аномального магнетосопротивления) зависимости $\rho_{xx}(B)$ при $V_g = 1.5$ В и температурах $T = 0.18$ и 5 К. При более низкой температуре вблизи нулевого магнитного поля наблюдается особенность. (б) Зависимость обусловленной аномальным магнетосопротивлением поправки к проводимости $\Delta\sigma(B) = 1/\rho_{xx}(B) - 1/\rho_{xx}(B = 0)$ от магнитного поля при $V_g = 1.5$ В и различных температурах. (с) Экспериментальные и теоретические (гладкие черные линии) зависимости $\Delta\sigma(B/B_{tr})$, измеренные при температуре $T = 0.18$ К в диапазоне магнитных полей до 0.1 – 1 мТл и затворных напряжений V_g от -4 до 6 В. Магнитное поле B для каждого V_g нормировано на соответствующее B_{tr} . Кривые сдвинуты по вертикали для удобства восприятия. На каждую экспериментальную кривую наложена теоретическая зависимость, соответствующая наилучшей подгонке теорией [36]. Стрелки с обозначениями E_V и E_C указывают на кривые, измеренные при затворных напряжениях, соответствующих потолку валентной зоны и дну зоны проводимости, соответственно. На *вставке* изображена в логарифмическом масштабе затворная зависимость B_{tr} .

Пятая глава посвящена изучению пленки HgTe, толщина которой равняется 200 нм, что превышает толщину псевдоморфного роста теллурида ртути на подложке CdTe. По этой причине можно ожидать, что в такой системе, в отличие от более тонкой 80 нм пленки, напряжение решетки частично снято, поэтому она имеет близкую к нулю энергетическую щель. Несмотря на существенное уменьшение или даже отсутствие запрещенной зоны, 200 нм пленка должна обладать невырожденными по спину дираковскими поверхностными состояниями с линейным или квазилинейным спектром благодаря инверсному зонному спектру HgTe.

Для характеристики системы были объединены магнетотранспортные измерения и емкостная спектроскопия. Подгонка классического магнетотранспорта моделью Друде позволила получить затворные зависимости концентрации и подвижности электронов и дырок. В зоне проводимости подробный анализ осцилляций Шубникова – де Гааза в проводимости и емкости позволил выделить три группы электронов, идентифицировав их как электроны на верхней n_{top} и нижней n_{bot} поверхностях и объемные n_{bulk} электроны (рис. 4). Получено, что величина непрямой объемной запрещенной зоны составляет около 3 мэВ. Эта величина сравнима с характерным масштабом беспорядка в толстых пленках HgTe, составляющего величину около 1 мэВ [19]. По этой причине, а также при сравнении величины щели с запрещенной зоной напряженной 80 нм пленки HgTe, которая равняется 15 мэВ [19–21], был сделан следующий вывод: частично релаксированная пленка HgTe толщиной 200 нм является трехмерным топологическим изолятором с близкой к нулю щелью, которая, тем не менее, обладает невырожденными по спину поверхностными состояниями.

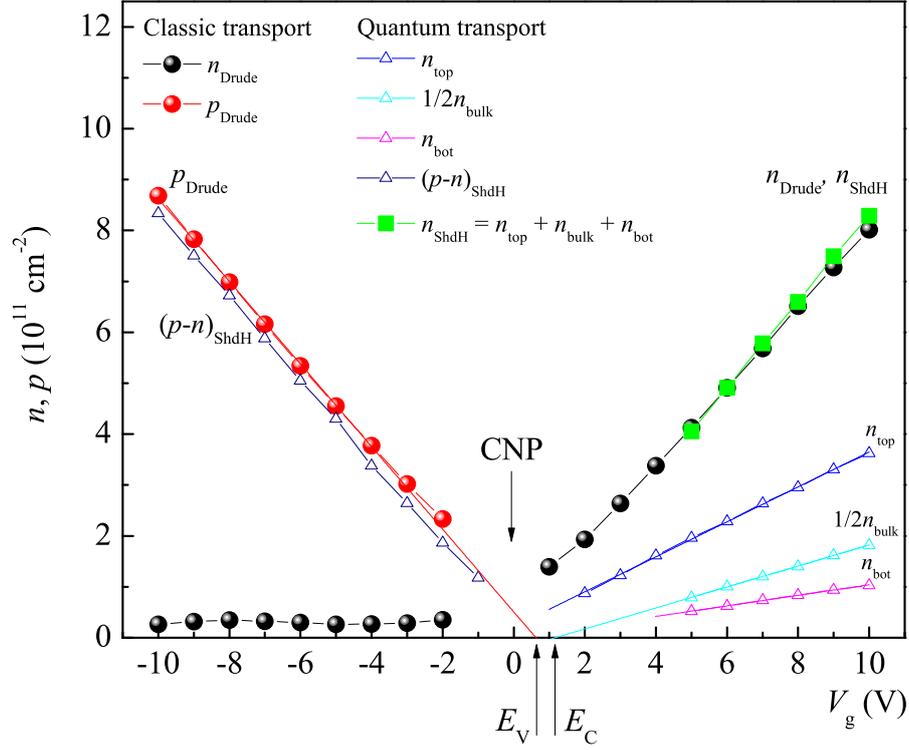


Рис. 4. Зависимости концентраций от напряжения на затворе, которые были получены при анализе классического транспорта на основе модели Друде и осцилляций Шубникова – де Гааза для пленки HgTe толщиной 200 нм. Затворные зависимости полной электронной концентрации n_{Drude} и дырочной концентрации p_{Drude} представлены в виде черных и красных сфер, соответственно. Из осцилляций Шубникова – де Гааза получены: разностная концентрация $(p - n)_{\text{ShdH}}$ для дырочной стороны и парциальные концентрации n_{top} , n_{bulk} и n_{bot} для электронной стороны. В соответствии с экспериментальным Фурье-спектром показана зависимость $1/2 n_{\text{bulk}}$. Зелеными квадратами представлена полная электронная концентрация $n_{\text{ShdH}} = n_{\text{top}} + n_{\text{bulk}} + n_{\text{bot}}$.

В **заклЮчении** приведены основные результаты и выводы работы, которые состоят в следующем:

1. На основе проведенных магнетотранспортных и емкостных измерений квантовой ямы $\text{Hg}_{0.98}\text{Cd}_{0.02}\text{Te}$ толщиной 7.4 нм установлено, что замена части атомов ртути на атомы кадмия в квантовой яме HgTe приводит к увеличению критической толщины, при которой происходит переход от обычного к инвертированному спектру и реализуется бесщелевая система двумерных однодолинных дираковских фермионов.
2. Установлено, что плотность состояний дираковских электронов линейно зависит от энергии при $E_F > 30$ (20) мэВ с соответствующей скоростью $v_{\text{DF}} = 8.0$ (6.2) $\times 10^5$ м/с для квантовых ям HgTe и $\text{Hg}_{0.98}\text{Cd}_{0.02}\text{Te}$, соответственно. Получено, что в точке Дирака обоих типов систем плотность состояний достигает своего минимума, составляющего 2×10^9 $\text{см}^{-2}/\text{мэВ}$, что соответствует минимальной концентрации дираковских фермионов 5×10^{10} см^{-2} .
3. Обнаружено аномальное магнетосопротивление трехмерного топологического изолятора на основе напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм. Установлено, что оно вызвано эффектом слабой антилокализации, что приводит к положительной поправке к проводимости при всех положениях уровня Ферми: в валентной зоне, объемной щели энергетического спектра и зоне проводимости.
4. Совместный анализ классического и квантового магнетотранспорта и квантовой емкости пленки HgTe толщиной 200 нм, превышающей толщину псевдоморфного роста HgTe на подложке CdTe , позволил установить, что система обладает запрещенной зоной величиной около 3 мэВ (что сравнимо с характерным масштабом беспорядка в толстых пленках HgTe) и невырожденными по спину поверхностными состояниями, характерными для трехмерных топологических изоляторов.

Публикации автора по теме диссертации

1. **M.L. Savchenko**, D.A. Kozlov, N.N. Vasilev, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, A.V. Kolesnikov, Topological surface states in thick partially relaxed HgTe films, Phys. Rev. B **99**, 195423 (2019).
2. Д.А. Козлов, D. Bauer, J. Ziegler, R. Fischer, **М.Л. Савченко**, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, D. Weiss, Квантовая емкость трехмер-

ного топологического изолятора на основе HgTe, Физика Низких Температур **43**, 537 (2017).

3. D.A. Kozlov, D. Bauer, J. Ziegler, R. Fischer, **M.L. Savchenko**, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, D. Weiss, Probing quantum capacitance in a 3D topological insulator, Phys. Rev. Lett. **116**, 166802 (2016).
4. Д.А. Козлов, **М.Л. Савченко**, J. Ziegler, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, D. Weiss, Емкостная спектроскопия системы бесщелевых дираковских фермионов в HgTe квантовой яме, Письма в ЖЭТФ **104**, 865 (2016).
5. **М.Л. Савченко**, Д.А. Козлов, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, Слабая антилокализация в трехмерном топологическом изоляторе на основе высокоподвижной пленки HgTe, Письма в ЖЭТФ **104**, 311 (2016).
6. Д.А. Козлов, З.Д. Квон, **М.Л. Савченко**, D. Weiss, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, Трехмерный топологический изолятор на основе напряженной пленки HgTe, Физика Низких Температур **41**, 109 (2015).

Список литературы

- [1] *Bernevig, B. A.* Quantum spin hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells / B. A. Bernevig, T. L. Hughes, S. Zhang // *Science (80-.)*. — 2006. — Vol. 314. — P. 1757.
- [2] Single valley Dirac fermions in zero-gap HgTe quantum wells / B. Buttner, C. X. Liu, Grigory Tkachov et al. // *Nat. Phys.* — 2011. — feb. — Vol. 7. — P. 418.
- [3] Cyclotron Resonance of Dirac Fermions in HgTe Quantum Wells / Z. D. Kvon, S. N. Danilov, D. A. Kozlov et al. // *JETP Lett.* — 2011. — feb. — Vol. 94, no. 11. — Pp. 816–819.
- [4] Giant photocurrents in a Dirac fermion system at cyclotron resonance / P. Olbrich, C. Zoth, P. Vierling et al. // *Phys. Rev. B.* — 2013. — jun. — Vol. 87, no. 23. — P. 235439.
- [5] Quantum oscillations of photocurrents in HgTe quantum wells with Dirac and parabolic dispersions / C. Zoth, P. Olbrich, P. Vierling et al. // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Vol. 90. — P. 205415.
- [6] Cyclotron resonance of single-valley Dirac fermions in nearly gapless HgTe quantum wells / J. Ludwig, Yu B. Vasilyev, N. N. Mikhailov et al. // *Phys. Rev. B.* — 2014. — jun. — Vol. 89, no. 24. — P. 241406.
- [7] Weak localization of Dirac fermions in HgTe quantum wells / D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky // *JETP Lett.* — 2012. — feb. — Vol. 96, no. 11. — P. 815.
- [8] Quantum Spin Hall Insulator State in HgTe Quantum Wells / Markus Konig, S. Wiedmann, Christoph Brune et al. // *Science (80-.)*. — 2007. — nov. — Vol. 318. — P. 766.
- [9] Nonlocal Transport in the Quantum Spin Hall State / A. Roth, C. Brune, H. Buhmann et al. // *Science (80-.)*. — 2009. — jul. — Vol. 325, no. 5938. — Pp. 294–297.
- [10] 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 et al. // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Vol. 89. — P. 125305.
- [11] Two-dimensional electron-hole system in a HgTe-based quantum well / Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, D. A. Kozlov et al. // *JETP Lett.* — 2008. — jul. — Vol. 87, no. 9. — Pp. 502–505.

- [12] Cyclotron resonance photoconductivity of a two-dimensional electron gas in HgTe quantum wells / Ze-Don Kvon, Sergey N. Danilov, Nikolay N. Mikhailov et al. // *Phys. E.* — 2008. — apr. — Vol. 40. — P. 1885.
- [13] Двумерные электронные системы в квантовых ямах на основе HgTe / Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, N. N. Mikhailov, D. A. Kozlov // *Low Temp. Phys.* — 2009. — Vol. 35, no. 1. — P. 10.
- [14] Scattering processes in a two-dimensional semimetal / E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, M. V. Entin et al. // *JETP Lett.* — 2009. — may. — Vol. 89, no. 6. — Pp. 290–293.
- [15] Surface states in a HgTe quantum well and scattering by surface roughness / A. A. Dobretsova, L. S. Braginskii, M. V. Entin et al. // *JETP Lett.* — 2015. — Vol. 101. — P. 330.
- [16] Терагерцовая циклотронная фотопроводимость в сильно разбалансированной двумерной электронно-дырочной системе / M. L. Savchenko, Z. D. Kvon, S. Candussio et al. // *JETP Lett.* — 2018. — Vol. 108, no. 4. — P. 247.
- [17] Andreev reflection at the edge of a two-dimensional semimetal / A. Kononov, S. V. Egorov, Z. D. Kvon et al. // *Phys. Rev. B.* — 2016. — jan. — Vol. 93, no. 4. — P. 041303.
- [18] Quantum Hall Effect from the Topological Surface States of Strained Bulk HgTe / Christoph Brune, C. X. Liu, E. G. Novik et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — mar. — Vol. 106. — P. 126803.
- [19] Transport properties of a 3D topological insulator based on a strained high-mobility HgTe film / D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 112. — P. 196801.
- [20] Cyclotron Resonance Assisted Photocurrents in Surface States of a 3D Topological Insulator Based on a Strained High Mobility HgTe Film / K. M. Dantscher, D. A. Kozlov, P. Olbrich et al. // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Vol. 92. — P. 165314.
- [21] Probing quantum capacitance in a 3D topological insulator / D. A. Kozlov, D. Bauer, J. Ziegler et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Vol. 116. — P. 166802.
- [22] Observation of the universal magnetoelectric effect in a 3D topological insulator / V. Dziom, A. Shuvaev, A. Pimenov et al. // *Nat. Commun.* — 2017. — may. — Vol. 8, no. May. — P. 15197.

- [23] Ballistic geometric resistance resonances in a single surface of a topological insulator / Hubert Maier, Johannes Ziegler, Ralf Fischer et al. // *Nat. Commun.* — 2017. — dec. — Vol. 8. — P. 2023.
- [24] Probing spin helical surface states in topological HgTe nanowires / Johannes Ziegler, Raphael Kozlovsky, Cosimo Gorini et al. // *Phys. Rev. B.* — 2018. — jan. — Vol. 97, no. 3. — P. 035157.
- [25] *Berchenko, N.N.* Mercury telluride—a zero-gap semiconductor / N.N. Berchenko, M.V. Pashkovskii // *Physics-Uspekh.* — 1976. — Vol. 119, no. 6. — P. 223.
- [26] *Dyakonov, M. I.* Поверхностные состояния в бесщелевом полупроводнике / M. I. Dyakonov, Alexander V. Khaetskii // *JETP Lett.* — 1981. — Vol. 33. — P. 115.
- [27] *Dyakonov, M. I.* Размерное квантование дырок в полупроводнике со сложной валентной зоной и носителей в бесщелевом полупроводнике / M. I. Dyakonov, A. V. Khaetsky // *JETP.* — 1982. — Vol. 82, no. 5. — Pp. 1584–1590.
- [28] *Volkov, B. A.* Безмассовые двумерные электроны в инверсионном контакте / B. A. Volkov, O. A. Pankratov // *JETP Lett.* — 1985. — Vol. 42. — P. 145.
- [29] Туннельная спектроскопия двумерных состояний в бесщелевом р-HgCdTe / G. M. Minkov, O. E. Rut, V. A. Larionova, A. V. Germanenko // *JETP.* — 1994. — Vol. 105. — P. 719.
- [30] *Ando, Yoichi.* Topological insulator materials / Yoichi Ando // *J. Phys. Soc. Japan.* — 2013. — Vol. 82. — P. 102001.
- [31] Growth of Hg_{1-x}Cd_xTe nanostructures by molecular beam epitaxy with ellipsometric control / N.N. Mikhailov, R.N. Smirnov, S.A. Dvoretzky et al. // *Int. J. Nanotechnol.* — 2006. — Vol. 3, no. 1. — P. 120.
- [32] Growth of HgTe Quantum Wells for IR to THz Detectors / S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Yu. Sidorov et al. // *J. Electron. Mater.* — 2010. — jul. — Vol. 39, no. 7. — Pp. 918–923.
- [33] *Ihn, Thomas.* Semiconductor Nanostructures: Quantum States and Electronic Transport / Thomas Ihn. — 2010.

- [34] Quantum Hall Effect in a System of Gapless Dirac Fermions in HgTe Quantum Wells / D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky // *JETP Lett.* — 2014. — Vol. 100. — P. 724.
- [35] *Zholudev, M. S.* Терагерцовая спектроскопия квантовых ям Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te / M. S. Zholudev // *Ph.D thesis.* — 2013.
- [36] *Golub, L. E.* Weak antilocalization in high-mobility two-dimensional systems / L. E. Golub // *Phys. Rev. B.* — 2005. — jun. — Vol. 71, no. 23. — P. 235310.