

На правах рукописи



Добрецова Алёна Александровна

**Электронный транспорт в HgTe квантовых ямах с
линейным и параболическим законом дисперсии**

01.04.10 – физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Новосибирск – 2019

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

- Научный руководитель:** **Квон Зе Дон**
доктор физико - математических наук, профессор
- Официальные оппоненты:** **Гринберг Яков Симхонович**
доктор физико - математических наук, доцент, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Новосибирский государственный технический университет, главный научный сотрудник
- Миньков Григорий Максович**
доктор физико - математических наук, Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, старший научный сотрудник
- Ведущая организация:** Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова**»

Защита состоится «24» декабря 2019 г. в 15.00 часов на заседании диссертационного совета Д 003.037.01 на базе *Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук*, расположенного по адресу: 30090, г. Новосибирск, *проспект академика Лаврентьева, 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/obrazovanie/dissertatsionnyj-sovets/zasedaniya/dobretsova-aljona-aleksandrovna>.

Автореферат разослан «_____» _____ 2019 г.

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

Погосов Артур Григорьевич

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования. Уже более десяти лет изучение свойств квантовых ям на основе бесщелевого полупроводника HgTe является одним из наиболее актуальных направлений фундаментальных исследований в физике низкоразмерных электронных систем. Отличие HgTe от традиционных полупроводников заключается в большом атомном номере Hg. В связи с этим вклад релятивистских поправок в формирование спектра HgTe оказывается крайне существенным. Он приводит к тому, что у HgTe реализуется инвертированный порядок зон, когда электроно – подобная зона Γ_6 с полным моментом $J = 1/2$ лежит ниже по энергии, чем зоны легких и тяжелых дырок Γ_8 с $J = 3/2$. Зонай проводимости HgTe является зона легких дырок, в связи с чем спин – орбитальное взаимодействие в ней имеет значительно большую величину в сравнении с зонами проводимости Γ_6 традиционных полупроводников.

Размерное квантование инвертированного спектра HgTe также носит необычный характер. В зависимости от ширины HgTe квантовой ямы [1, 2], ее спектр может быть прямым [3, 4, 5], бесщелевым и линейным [6, 7], инвертированным [3, 4, 5, 8], полуметаллическим [9, 10]. Реализованные в HgTe ямах однодолинные бесщелевые дираковские фермионы, двумерный топологический изолятор, двумерный полуметалл являются новыми электронными системами с необычными свойствами. Они открывают возможности для поиска эффектов, не известных ранее или предсказанных теоретически, но не наблюдаемых экспериментально.

Стоит отметить ключевую роль достижений молекулярной лучевой эпитаксии (МЛЭ) соединений A_2B_6 , благодаря которой сравнительно недавно стало возможным экспериментальное исследование HgTe квантовых ям. В настоящее время МЛЭ A_2B_6 позволяет выращивать HgTe квантовые ямы с подвижностью электронного газа до $\mu = 10^6$ см²/Вс.

В данной работе представлено исследование подвижности и определяющих ее механизмов рассеяния однодолинных дираковских электронов, которые реализуются в HgTe ямах с толщиной, близкой к критической $d_c \approx 6.5$ нм, соответствующей переходу от прямого спектра к инвертированному. Подвижность дираковских электронов в HgTe квантовых ямах с ориентацией (001) исследовалась ранее в работе [11]. При этом в литературе до работы соискателя наблюдалось отсутствие исследований, посвященных электронной подвижности в ямах с ориентацией (013), обладающих более высоким качеством [12].

В диссертационной работе также изучена подвижность и определяющие ее механизмы рассеяния электронов основной подзоны проводимости широкой, 18 – 22 нм, HgTe квантовой ямы. Указанная яма обладает полуметаллическим спектром: потолок боковой долины валентной зоны лежит выше дна зоны проводимости [9, 10]. Перекрывание валентной зоны и зоны проводимости вызвано напряжением слоя HgTe из-за 0.3 % разности постоянных решетки HgTe и CdTe, где последний выступает в качестве барьеров квантовой ямы. До работы соискателя исследования механизмов рассеяния, определяющих подвижность электронов,

были ограничены изучением системы в полуметаллическом состоянии, когда в яме одновременно присутствуют электроны и дырки [9, 13]. В настоящей работе подвижность электронов исследована в ситуации, когда уровень Ферми лежит выше потолка валентной зоны.

В работе детально исследовано поведение электронов основной подзоны проводимости широкой, 20 – 22 нм, HgTe квантовой ямы в перпендикулярном магнитном поле. Вследствие инвертированного спектра в зоне проводимости данных ям присутствует сильное спин - орбитальное взаимодействие. Оно приводит к возникновению спинового расщепления Рашбы в квантовой яме с асимметричным профилем. Расщепление Рашбы в 14 и 20 нм HgTe квантовых ямах исследовалось в работах [14, 15]. К тому времени экспериментально не было подтверждено существование предсказанных теоретически [16, 17, 18] проводящих поверхностных состояний в трехмерном HgTe и широких квантовых ямах (ширина $d > 70$ нм) на его основе [19, 20]. Приведенные свойства позволяют по иному интерпретировать полученные результаты и расширить понимание наблюдаемых эффектов. В литературе также существует ряд работ [21, 22, 23, 24], посвященных исследованию зеемановского расщепления зоны проводимости в 16 и 20 нм HgTe квантовых ямах. В них обнаружено уменьшение эффективного g - фактора с ростом электронной концентрации. Указанное поведение g - фактора не нашло исчерпывающего объяснения.

Цель данной работы состоит в определении механизмов рассеяния электронов в HgTe квантовых ямах с толщиной, близкой к критической, соответствующей переходу от прямого спектра к инвертированному, и в широкой, 18 – 22 нм, HgTe квантовой яме при низкой температуре; а также объяснение особенностей спинового расщепления зоны проводимости широкой, 20 – 22 нм, HgTe квантовой ямы, связанных с эффектами спин - орбитального взаимодействия.

Основные задачи работы:

1. Исследование подвижности дираковских электронов при низкой температуре в HgTe квантовых ямах с ориентацией (013) и толщиной 6.3 – 7.0 нм. Развитие теории рассеяния дираковских электронов на примесях и флуктуациях ширины ямы с учетом особенностей их спектра.
2. Исследование подвижности электронов при низкой температуре в широких, 18 – 22 нм, HgTe квантовых ямах, когда уровень Ферми расположен выше потолка валентной зоны.
3. Исследование осцилляций Шубникова – де Гааза в широких, 20 – 22 нм, HgTe квантовых ямах, снабженных затвором.
4. Расчет и анализ волновых функций и спектра зоны проводимости широкой HgTe квантовой ямы с учетом эффектов спин-орбитального взаимодействия в присутствии и без магнитного поля.

Научная новизна. В рамках данной работы впервые экспериментально наблюдалось немонотонное поведение подвижности электронов как функции концентрации при рассеянии на флуктуациях толщины ямы. Оно было обнаруже-

но при исследовании подвижности дираковских электронов в области больших концентраций. Выявлен новый механизм рассеяния дираковских электронов на флуктуациях щели в спектре.

Установлена важная роль пространственной трансформации волновой функции электрона с ростом кинетической энергии в поверхностную в 18 – 22 нм HgTe квантовой яме – широкой для квантовой ямы и узкой для трехмерного топологического изолятора (HgTe яма толщиной более 70 нм). Данная трансформация влияет как на электронное рассеяние, так и на спиновое расщепление основной подзоны проводимости в яме с асимметричным профилем.

Известно, что основная подзона проводимости 20 нм HgTe квантовой ямы вблизи Γ -точки образована состояниями тяжелых дырок $|\Gamma_8, \pm 3/2\rangle$. С ростом кинетической энергии к состояниям $|\Gamma_8, \pm 3/2\rangle$ начинают примешиваться электронно – подобные состояния $|\Gamma_6, \pm 1/2\rangle$ и состояния легких дырок $|\Gamma_8, \pm 1/2\rangle$. Показано, что указанное перемешивание состояний приводит к уменьшению абсолютного значения проекции полного момента электрона $|J_z|$ на ось квантования от 1.5 вблизи дна зоны проводимости до 0.9 при подходе ко второй подзоне размерного квантования (ее минимум расположен при $E = 63$ мэВ). Уменьшение $|J_z|$ приводит к уменьшению зеемановского расщепления. Как следствие, соседние расщепленные уровни Ландау сближаются с увеличением магнитного поля вплоть до вырождения.

Теоретическая и практическая значимость. Результаты, изложенные в диссертации, позволяют расширить представления о механизмах рассеяния электронов при низкой температуре и дополнить имеющиеся знания рассеяния электронов с параболическим законом дисперсии, знаниями об электронах с квазилинейным дираковским спектром.

Продемонстрирована важная роль пространственной трансформации волновой функции электрона в задаче о спиновом расщеплении электронных состояний. Показано, что вызванное спин – орбитальным взаимодействием смещение максимумов волновых функций электронов основной подзоны размерного квантования широкой HgTe квантовой ямы к границам ямы с ростом кинетической энергии приводит к усилению спинового расщепления указанной подзоны в яме с асимметричным профилем.

Результаты диссертации расширяют представления о поведении уровней Ландау в перпендикулярном магнитном поле. Перемешивание электронных состояний с разным полным моментом в пределах одной подзоны размерного квантования в широкой HgTe квантовой яме приводит к уменьшению с ростом энергии электрона абсолютного значения проекции его полного момента на ось квантования и, соответственно, уменьшению зеемановского расщепления. В результате соседние уровни Ландау, расщепленные в малом ненулевом магнитном поле, сливаются в больших полях.

Методология и методы исследования. Экспериментальная часть работы заключалась в низкотемпературных ($T = 0.2 - 4.2$ К) магнетотранспортных изме-

рениях образцов, имеющих холловскую геометрию и снабженных металлическим затвором. При построении теории рассеяния дираковских электронов использовались известные формулы для электронов с произвольным спектром и подходы, применяемые при описании рассеяния электронов с параболическим законом дисперсии. Для описания спектра дираковских фермионов был использован эффективный дираковский гамильтониан, учитывающий линейные по импульсу слагаемые. Для расчета спектра двумерных электронов в 20 нм HgTe квантовой яме в перпендикулярном магнитном поле с учетом эффектов сильного спин - орбитального взаимодействия была использована 6 - зонная (зоны Γ_6 и Γ_8) модель Кейна.

Положения, выносимые на защиту:

1. Подвижность дираковских электронов в HgTe квантовых ямах с ориентацией (013) и толщиной, близкой к критической, соответствующей переходу от прямого спектра к инвертированному, при низкой температуре описывается в рамках теории рассеяния на заряженных примесях и флуктуациях щели в спектре, вызванных неровностями границ квантовой ямы.
2. Подвижность электронов зоны проводимости в широких, 18 – 22 нм, HgTe квантовых ямах при низкой температуре определяется рассеянием на заряженных примесях и шероховатостях границ ямы. При этом происходит существенное усиление рассеяния на шероховатостях с ростом электронной концентрации из-за смещения максимумов волновых функций электронов с разным спином к противоположным границам ямы с ростом энергии.
3. Поверхностная природа состояний зоны проводимости широкой, 20 – 22 нм, HgTe квантовой ямы приводит к усилению расщепления зоны проводимости при искривлении профиля ямы.
4. Перемешивание состояний зоны тяжелых дырок $|\Gamma_8, \pm 3/2\rangle$, которая определяет состояния зоны проводимости широкой, 20 – 22 нм, HgTe квантовой ямы вблизи Γ - точки, вместе с состояниями легких $|\Gamma_8, \pm 1/2\rangle$ дырок и электроно - подобными состояниями $|\Gamma_6, \pm 1/2\rangle$ с ростом кинетической энергии приводит к уменьшению абсолютного значения проекции полного момента $|J_z|$ электрона на ось квантования. Уменьшение $|J_z|$ приводит к уменьшению зеемановского расщепления с ростом энергии и сдвигу уровней Ландау.

Достоверность и апробация результатов. Достоверность результатов, представленных в диссертации, обеспечивается использованием современных экспериментальных методов исследования, воспроизводимостью результатов, хорошим согласием экспериментальных данных с теоретическими расчетами, сопоставлением результатов с данными работ других авторов.

Основные результаты диссертации представлялись в виде 12 докладов на 10 международных и российских конференциях и школах: International Workshop “Quantum transport in 2D systems – III” (Bagnères-de-Luchon, France), May 25 - June 1, 2019; 34th International conference semiconductor physics ICPS-2018 (Montpellier (France), July 29 - August 3, 2018); 22-й международный симпозиум “Нанофизика и наноэлектроника” (Нижний Новгород, 12-15 марта 2018 г.); Международной

школы по физике полупроводников "Двумерные полупроводниковые системы" (Санкт-Петербург, 1-5 марта 2018 г.); Winter school on quantum condensed-matter physics (Chernogolovka, December 13-17, 2017); 13-я российская конференция по физике полупроводников (Екатеринбург, 2-6 октября 2017 г.); 33rd International conference on the physics of semiconductors ICPS2016 (Beijing (China), July 31 – August 5, 2016); XXI Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (Екатеринбург, 15-20 февраля 2016 г.); 21-st International conference on electronic properties of two-dimensional systems EP2DS-21 (Sendai (Japan), July 26-31, 2015); 12-я Российская конференция по физике полупроводников (Звенигород, 21-25 сентября 2015 г.).

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 16 печатных работах [A1 - A16], из них 5 статей в ведущих рецензируемых журналах (входящих в список журналов ВАК), 11 тезисов российских и международных конференций и школ.

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

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 5 глав, включающих обзор литературы, заключения и библиографии. Общий объем диссертации составляет 103 страницы, включая 34 рисунка и 4 таблицы. Список литературы включает 94 наименования.

Содержание работы

Во Введении обоснована актуальность темы исследования, сформулированы цель и задачи диссертационной работы, указана научная новизна и значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

В первой главе "Обзор литературы" описаны основные свойства электронных систем, которые реализуются в HgTe квантовых ямах различной толщины. Представлен обзор поведения электронной подвижности при низкой температуре в классических двумерных системах, реализуемых в инверсионном канале в Si, гетеропереходе GaAs/AlGaAs, GaAs квантовой яме. Обсуждаются имеющиеся в литературе данные по подвижности электронов в HgTe квантовых ямах, толщиной близкой к критической, соответствующей переходу от прямого спектра к инвертированному, и широких ям (18 – 21 нм) с полуметаллическим спектром. Представлена теория рассеяния двумерного электрона на примесях и шероховатостях границ в прямоугольной квантовой яме. Приведено качественное рассмотрение эффекта Шубникова – де Гааза, в том числе в присутствии расщеплений Зеемана и Рашбы. Дан обзор имеющейся литературы по зеемановскому и рашбовскому расщеплениям в широких (12 – 20 нм) HgTe квантовых ямах.

Во второй главе "Образцы, методики экспериментов и расчетов" описаны структура и геометрия исследуемых образцов. В работе исследованы HgTe

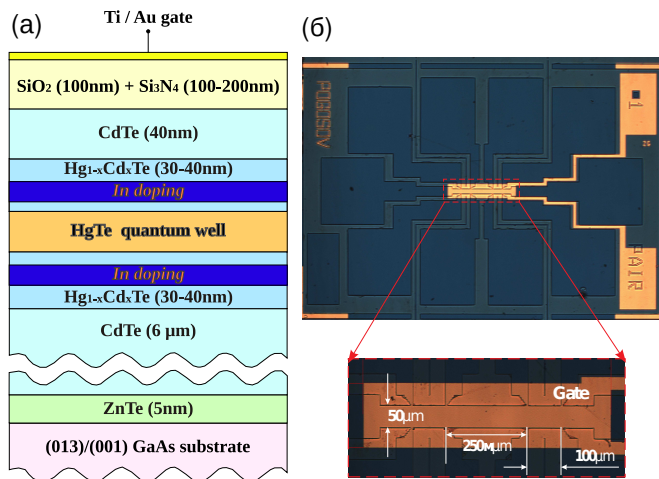


Рис. 1. (а) Сечение образца. (б) Вид структуры сверху.

квантовые ямы с номинальными толщинами 6.3 – 7.0 нм, близкими к критической, соответствующей переходу от прямого спектра к инвертированному, и широкие ямы с номинальной толщиной 18 – 22 нм. Все ямы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии [12], их схематичный разрез показан на рис. 1 (а). В качестве подложек использовались шайбы GaAs с ориентациями (013) и (001). Все узкие ямы, а также одна широкая яма #130213 содержали In-легирующие слои, расположенные в барьерах симметрично от-

носительно квантовой ямы. Для проведения магнетотранспортных измерений методом стандартной фотолитографии изготавливались 10-контактные холловские мостики шириной 50 мкм и расстоянием между потенциометрическими контактами 100 и 250 мкм (см. рис. 1 (б)). Все исследованные образцы обладали затвором, для чего на поверхность структур с помощью плазмохимического осаждения наносился низкотемпературный двухслойный диэлектрик, состоящий из слоев SiO₂ и Si₃N₄, с толщинами 100 и 100 нм для узких и 100 и 200 нм для широких ям, соответственно. Затем на диэлектрик наносился TiAu металлический затвор.

В данной главе также приведена схема измерений, описан метод синхронного детектирования, метод получения температуры ниже 1 К с помощью смеси изотопов He³ – He⁴.

Последний раздел главы посвящен описанию расчета спектра HgTe квантовой ямы в 6-зонной (учет зон Γ_8 и Γ_6) модели Кейна в магнитном поле, приложенном перпендикулярно плоскости ямы. Расчет выполнен для широкой ямы с толщиной 20 нм и ориентацией (001) при нулевых граничных условиях. В присутствии магнитного поля решение искалось в виде комбинации собственных функций гармонического осциллятора $\psi(z) = \sum_i \alpha_i(z) |i\rangle$ (здесь $|i\rangle$ – собственных функций гармонического осциллятора, $\alpha_i(z)$ – коэффициенты, зависящие от координаты вдоль оси квантования). Расчет был упрощен в аксиальном приближении с помощью наблюдения, что комбинация состояний гармонического осциллятора $(|n+1\rangle, |n+2\rangle, |n\rangle, |n+1\rangle, |n+2\rangle, |n+3\rangle)^T$ является собственным вектором гамильтониана системы в магнитном поле. Уровни Ландау, полученные в аксиальном приближении, не отличались от уровней Ландау, рассчитанных без него, для номеров уровней больше $n = 5$, для уровней с меньшим n наблюдались лишь слабые отличия.

Расчет спектра был выполнен без учета искривления профиля ямы затворным напряжением, а также с учетом указанного обстоятельства. Во втором случае электрическое поле в яме полагалось постоянным, линейно растущим от нуля в минимуме зоны проводимости до 12.5 кВ/см при энергии $E = 60$ мэВ. Иными

словами, в расчете предполагалось, что при нулевом затворном напряжении яма симметричная и незаряженная, и электроны в ней появляются вследствие заряда на затворе. Наклон линейной зависимости электрического поля от энергии был выбран таким образом, чтобы при энергии $E = 56.3$ мэВ, которая соответствует затворному напряжению $V_g = 7$ В и концентрации электронов $N_s = 7.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для рассматриваемого в 5 главе образца #081112(3), расщепление состояний было такое же, как в эксперименте: $\Delta N_s = 6.5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

Третья глава посвящена исследованию подвижности дираковских электронов в HgTe квантовых ямах с толщиной 6.3 – 7.0 нм, близкой к критической, соответствующей переходу от прямого спектра к инвертированному, и ориентацией ямы (013). Исследование проводилось при низкой температуре, исключающей фонное рассеяние. Экспериментально полученное поведение подвижности дираковских электронов как функции концентрации различается для разных ям (см. рис. 2). Подвижность электронов в 6.3 и 6.4 нм ямах растет во всем исследуемом диапазоне концентраций N_s , сменяя при $N_s = (0.9 - 1.3) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ скорость роста с более резкого на более плавный. Подвижность электронов в 6.6 нм ямах демонстрирует немонотонное поведение: при малых концентрациях она растет, при $N_s = (0.5 - 1.0) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в зависимости от конкретного образца достигает максимум $(1 - 2) \times 10^5 \text{ см}^2/\text{Vs}$, затем падает, проходит через более пологий минимум при $N_s \simeq 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и затем опять растет, однако данный рост значительно более плавный в сравнении с резким ростом вначале. Подвижность 7 нм ямы растет при малых N_s и, начиная с $N_s \simeq 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, плавно уменьшается.

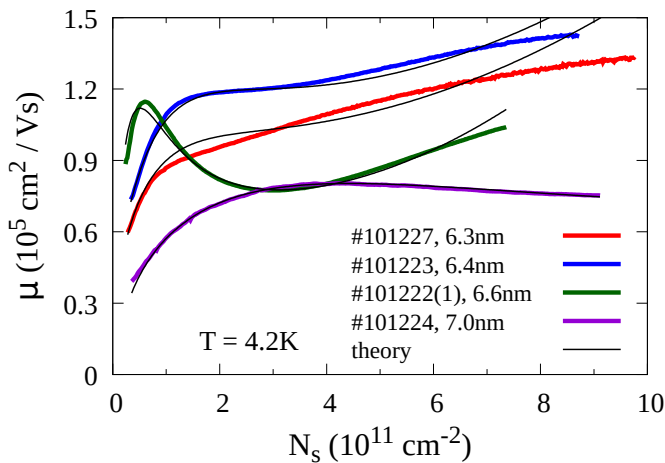


Рис. 2. Зависимость подвижности дираковских электронов от концентрации $\mu(N_s)$, полученная для HgTe квантовых ям с номинальными толщинами 6.3, 6.4, 6.6 и 7 нм. Черные тонкие линии соответствуют теоретическому расчету в модели двух независимых механизмов рассеяния: на удаленных примесях и флуктуациях щели в дираковском спектре, вызванных неоднородностями толщины квантовой ямы.

Для описания экспериментального поведения подвижности дираковских электронов была построена теория их рассеяния на примесях и неровностях границ квантовой ямы с учетом особенностей квазилинейного дираковского спектра $E(k) = \sqrt{\Delta^2 + \hbar^2 v_{DF}^2 k^2}$ (Δ – щель в спектре, константа $v_{DF} \approx 7 \times 10^7 \text{ см}/\text{с}$ [25], k – волновой вектор). Описан новый механизм рассеяния дираковских электронов на флуктуациях щели в дираковском спектре Δ , вызванных неоднородностями ширины квантовой ямы. Данный механизм является определяющим в узких HgTe квантовых ямах по сравнению с ”обычным” рассеянием электронов на шероховатостях. Экспериментальные кривые хорошо описываются совместным вкладом

примесного рассеяния (отвечает за резкий рост подвижности при малой N_s) и рассеяния на флуктуациях щели в спектре (доминирует при падении и плавном росте подвижности при большой N_s). Теоретический расчет показан на рис. 2 тонкими черными линиями. Полученные из подгонки характерные значения параметров рассеивателей варьируются в следующих пределах: концентрация примесей $n_{imp} = 4-6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$; расстояние примесей до электронов $d_{sp} = 5-25 \text{ нм}$; характерные длина и высота шероховатостей границ ямы $L = 3-8 \text{ нм}$ и $H = 1.2-1.8 \text{ \AA}$, приводящие к флуктуациям толщины ямы с характерной длиной $\mathcal{L} = L$ и высотой $\mathcal{H} = \sqrt{2}H = 1.7-2.5 \text{ \AA}$. H получилась порядка межплоскостного расстояния (между атомами одного типа) семейства плоскостей (013) в HgTe, которое равно 2 \AA .

Немонотонное поведение электронной подвижности при доминировании рассеяния на неровностях границ ямы (в данном случае приводит к флуктуациям щели спектра), полученное для 6.6 нм ям, экспериментально наблюдается впервые. Оно связано с переходом с ростом электронной концентрации от ситуации большой длины волны де Бройля электрона λ в сравнении с характерной длиной шероховатости границ ямы L к обратной $\lambda < L$. Качественное отличие поведения подвижности в ямах разной толщины связано с различными параметрами примесей и шероховатостей границ ямы, которые в них реализовались.

Четвертая глава посвящена исследованию подвижности электронов основной подзоны размерного квантования в широких, 18 – 22 нм, HgTe квантовых ямах при положении уровня Ферми выше потолка валентной зоны. Исследование проводилось при низкой температуре, исключающей фонное рассеяние. Экспериментально полученная зависимость подвижности электронов от концентрации (см. рис. 3) имеет качественно одинаковое поведение для всех исследованных образцов: резкий рост подвижности при малой концентрации N_s , сменяющийся более плавным падением с увеличением N_s . Максимум подвижности при этом варьиру-

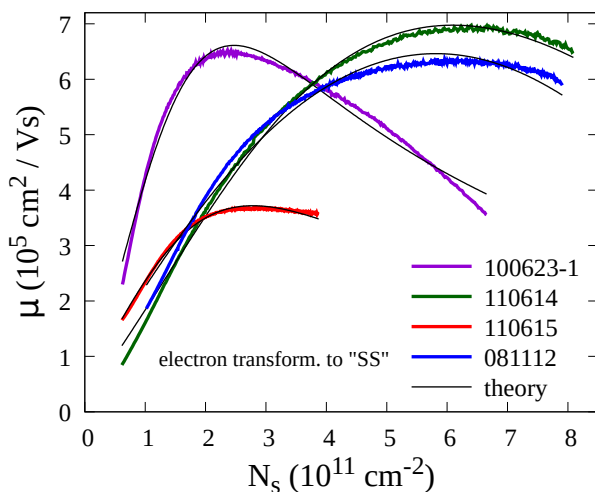


Рис. 3. Зависимость подвижности электронов от концентрации $\mu(N_s)$ в широких, 18 – 22 нм, HgTe квантовых ямах. Ориентация образца #100623-1 – (001), остальных – (013). Черные тонкие линии соответствуют теоретическому расчету в модели двух независимых механизмов рассеяния: на примесях и шероховатостях границ ямы. При расчете рассеяния на шероховатостях учитывалось смещение электронов к границам ямы с ростом кинетической энергии, вызванное инвертированным спектром электронов в яме.

ется от 4 до $7 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Более детальное сравнение показывает, что область роста, положение максимума и начала уменьшения подвижности носят различный характер для разных образцов. В частности, для шайб #100623 - 1 и #110615 максимум подвижности достигается при меньшей концентрации $N_s \simeq 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, чем $N_s \simeq 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для шайб #081112 и #110614.

Полученные экспериментальные зависимости подвижности электронов от концентрации были описаны совместным вкладом рассеяния на примесях и шероховатостях границ ямы. При этом было показано, что для удовлетворительного описания наблюдаемого падения подвижности с ростом концентрации необходимо учесть трансформацию с ростом кинетической энергии волновой функции электрона из "объемной", максимум которой расположен в центре ямы, в "поверхностную", с максимумом, смещенным к границе ямы (см. рис. 4). Полученные из подгонки характерные значения параметров рассеивателей варьируются в следующих пределах: концентрация примесей $n_{imp} = 1 - 2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$; расстояние от примесей до электронов $d_{sp} = 1 - 5 \text{ нм}$; характерные длина $L = 8 - 23 \text{ нм}$ и высота $H = 1 - 1.5 \text{ \AA}$ шероховатостей. H получилась порядка межплоскостного расстояния (между атомами одного типа) семейства плоскостей (013) в HgTe, которое равно 2 \AA .

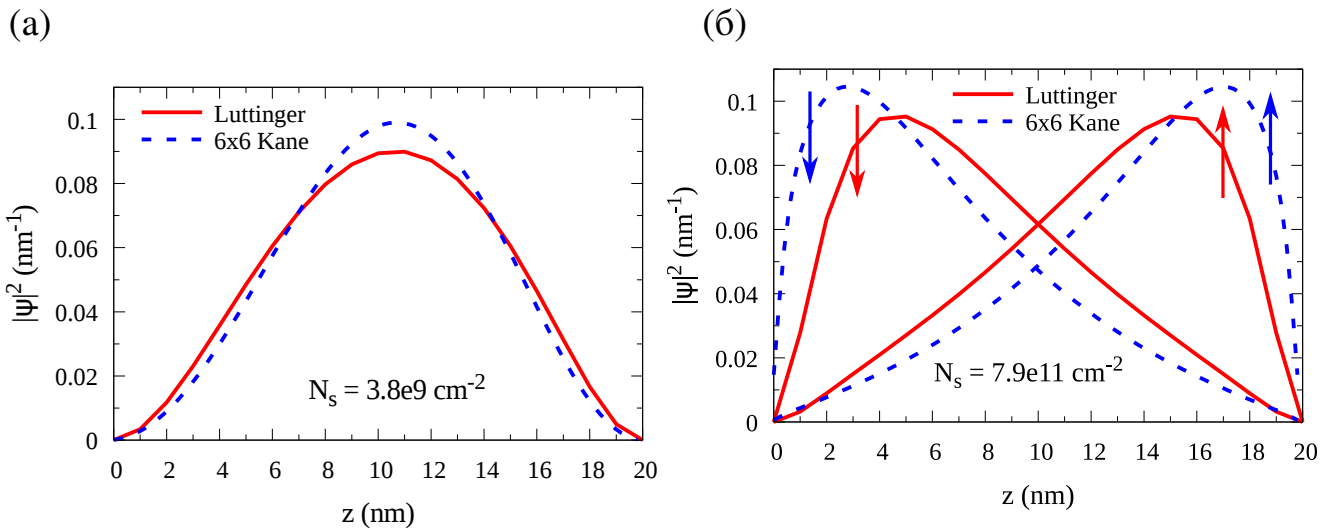


Рис. 4. Квадрат амплитуды огибающей волновой функции электрона на уровне Ферми в зависимости от координаты поперек ямы при электронной концентрации $N_s = 3.8 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$ (а) и $N_s = 7.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (б). В расчете полагалось $k_x = \pm\sqrt{2\pi N_s}$, $k_y = 0$. Красная сплошная линия соответствует расчету в 4-зонной модели Латтинжера (выполнен Л.С. Брагинским), синяя штрихованная – 6-зонной модели Кейна (учет зон Γ_6 и Γ_8). С увеличением энергии волновая функция локализуется у правой или левой границы ямы в зависимости от взаимного направления импульса и спина. Стрелки схематично отображают противоположное направление спина. Для выделения волновых функций состояний с противоположным спином в расчете в 6-зонной модели Кейна вводилось малое, пренебрежимое электрическое поле в яме 5 мВ/см .

Пятая глава посвящена исследованию осцилляций Шубникова – де Гааза электронов основной подзоны размерного квантования в широкой, 20 – 22 нм, HgTe квантовой яме. В ней обсуждается два различных эффекта, в связи с чем главу можно условно разделить на две части. Основополагающие результаты первой части показаны на рис. 5, где представлены зависимости продольной компоненты тензора сопротивления от перпендикулярного магнитного поля при разных затворных напряжениях V_g для нелегированного 22 нм #081112(2) и симметрично n -легированного #130213 ($N_s(V_g = 0) = 7.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$) образцов. Видно, что в обоих случаях при нулевом затворном напряжении осцилляции однородны по магнитному полю. Тогда как при $V_g > 3 \text{ В}$ для нелегированного и при $V_g < -1 \text{ В}$ для легированного образцов в осцилляциях сопротивления появляются биения, обозначенные стрелочками.

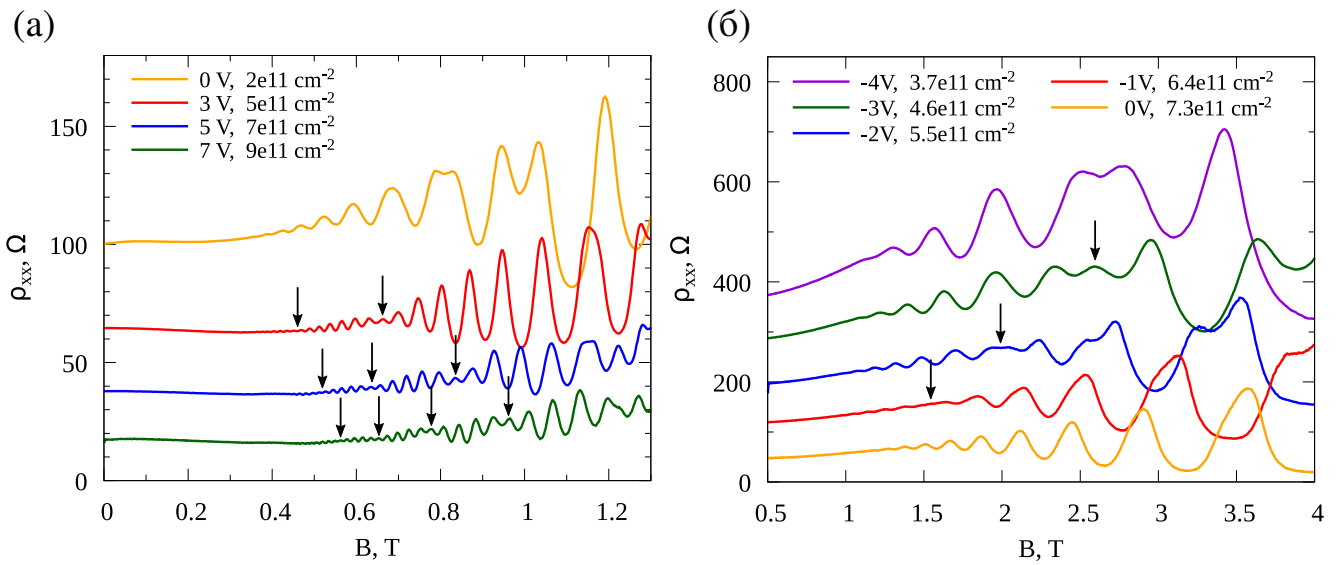


Рис. 5. Зависимость продольного сопротивления ρ_{xx} от магнитного поля B для (а) нелегированной #081112(2) (22 нм) (температура $T = 0.2 \text{ К}$) и (б) симметрично n -легированной #130213 (20 нм) ($T = 1.6 - 1.9 \text{ К}$) HgTe квантовых ям при различных затворных напряжениях. В легенде рядом со значениями затворного напряжения приведены концентрации электронов в яме. Стрелками указаны биения в осцилляциях.

Показано, что указанные биения можно описать наличием двух типов носителей заряда с близкими концентрациями. Данное заключение подтверждает наличие двух близких пиков в преобразование Фурье зависимости осциллирующей части сопротивления от обратного магнитного поля $\Delta\rho_{xx}(B^{-1})$. В связи с тем, что в представленном диапазоне затворных напряжений в яме присутствуют только электроны основной подзоны размерного квантования, было предположено, что две группы носителей соответствуют двум спиновым веткам данной подзоны. Концентрации двух типов электронов и их квантовые подвижности μ_q ($\mu_q = e\tau_q/m^*$ определена через квантовое время аналогично транспортной подвижности) были получены с помощью подгонки осцилляций Шубникова – де Гааза формулой

Лифшица – Косевича для системы с двумя типами носителей [26, 27]:

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_0} = \sum_{i=1,2} A_i X \left(\frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\omega_c} \right) \exp \left(\frac{-\pi}{\mu_{qi} B} \right) \cos \left(\frac{2\pi f_i}{B} + \phi_i \right), \quad (1)$$

где ρ_0 – монотонная часть и $\Delta\rho_{xx} = (\rho_{xx} - \rho_0)$ – осциллирующая часть магнетосопротивления; $X(x) = x/\text{sh}(x)$ – коэффициент температурного уширения, k_B – постоянная Больцмана; μ_{qi} – квантовые подвижности; A_i и ϕ_i – некоторые константы.

Сумма двух концентраций $N_{s1} + N_{s2}$, полученных описанным способом, совпадает с суммарной концентрацией, полученной из холловских измерений. Вычисленные квантовые подвижности μ_{q1} и μ_{q2} практически одинаковые и постоянные во всем исследованном диапазоне концентраций от 4 до $9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, также они на один порядок меньше транспортной подвижности: $\mu_{q1} \approx \mu_{q2} = (0.9 - 1.6) \times 10^4 \text{ см}^2/\text{Вс}$ для нелегированной ямы #081112(2) и $\mu_{q1} \approx \mu_{q2} = (0.4 - 0.6) \times 10^4 \text{ см}^2/\text{Вс}$ – для легированной #130213. Различие между значениями транспортной и квантовой подвижностями типично для высококачественных двумерных электронных систем и, связано с тем, что определяющий вклад в квантовую подвижность дает рассеяние на дальнедействующих удаленных примесях.

Для описания экспериментально полученной разницы концентраций $\Delta N_s = N_{s2} - N_{s1}$ как функции полной концентрации N_s (см. рис. 6) была построена упрощенная электростатическая модель поверхностных состояний, по аналогии с поверхностными состояниями в трехмерном топологическом изоляторе [28]. Поверхностными состояниями в данном случае условно названы волновые функции электронов с максимумами, смещенными к границам ямы (см. рис. 4(б)). В указанной модели пренебрегается распределением волновой функции электрона вдоль оси квантования и считается, что электроны локализованы в двух плоскостях, симметрично расположенных вблизи границ ямы. Так как в яме отсутствуют другие носители, в рассматриваемой модели электроны локализованы только у границ ямы, а в ее объеме отсутствуют. Таким образом, задача сводится к электростатической задаче распределения электронов, притянутых затвором, по состояниям вблизи верхней и нижней границ ямы. Указанная упрощенная модель в предположении, что все электроны в яме притягиваются затворным напряжением, предсказывает линейную зависимость $\Delta N_s(N_s)$:

$$\Delta N_s = \frac{\Delta N_{s2}/\Delta N_{s1} - 1}{\Delta N_{s2}/\Delta N_{s1} + 1} N_s, \quad \frac{\Delta N_{s2}}{\Delta N_{s1}} = \frac{D_2}{D_1} + \frac{4\pi e^2 d_{eff}}{\varepsilon_{HgTe}} D_2 \quad (2)$$

где $D_i = m^*/2\pi\hbar^2$ – плотность состояний на верхней ($i = 2$) и нижней ($i = 1$) границах ямы, $m^* = 0.026m_0$ – эффективная масса электрона [29], m_0 – массой свободного электрона, $\varepsilon_{HgTe} = 21$ [30] – диэлектрическая проницаемость HgTe, d_{eff} – эффективное расстояние между электронами, локализованными у противоположных границ ямы.

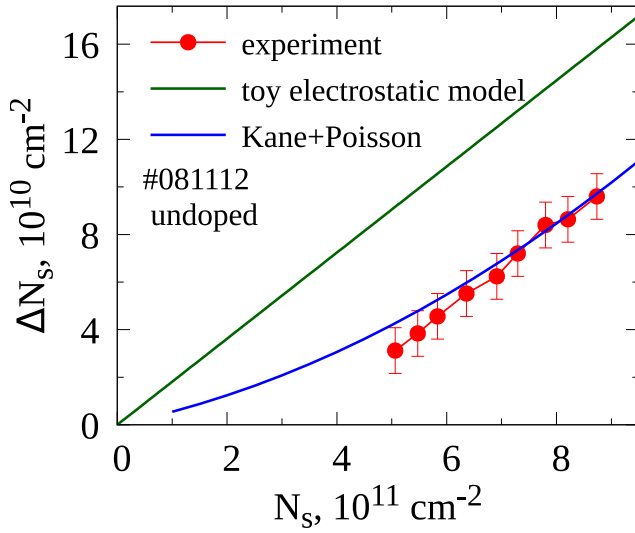


Рис. 6. Разность концентраций электронов $\Delta N_s = N_{s2} - N_{s1}$, локализованных вблизи верхней и нижней границ ямы, в зависимости от полной концентрации N_s . Красные точки – экспериментальные данные для 22 нм ямы #081112, зеленая линия – расчет в рамках упрощенной электростатической модели, синяя линия – самосогласованное решение (выполнено С.С. Криштопенко) уравнения Пуассона и Шрёдингера с 8-зонным гамильтонианом Кейна.

Введенное d_{eff} может быть меньше ширины ямы. Это связано с тем, что волновая функция электрона локализуется не непосредственно на границе ямы, а вблизи нее (см. рис. 4 (б)). Также в случае 20 нм ям глубина локализации волновых функций сравнима с шириной ямы, чтобы исключить перемешивание состояний на противоположных границах. Таким образом, параметр d_{eff} может быть использован в качестве подгоночного при описании экспериментального значения $\Delta N_{s2}/\Delta N_{s1} \approx (dN_{s2}/dV_g)/(dN_{s1}/dV_g) = 1.43$ формулой (2), откуда получаем $d_{eff} = 9.2$ нм.

Выражение (2) при $d_{eff} = 9.2$ нм позволяет в точности воспроизвести наклон экспериментальной зависимости $\Delta N_s(N_s)$ (см. рис. 6). Более того, если принять остаточную концентрацию электронов за $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ в отсутствие затворного напряжения, то кривая электростатической модели с хорошей точностью ложится на эксперимент. Данное значение остаточной концентрации, однако, вдвое больше действительной концентрации электронов в яме #081112(2) при $V_g = 0$. Расхождение экспериментальных данных и предложенной упрощенной электростатической модели говорит о том, что необходимо учитывать детали устройства поверхностных состояний, опущенные в упрощенной модели.

В связи с этим было также проведено сравнение экспериментальных данных с самосогласованным решением уравнения Пуассона и Шрёдингера с 8-зонным гамильтонианом Кейна [31] (выполнены С.С. Криштопенко). Указанный подход учитывает пространственное распределение волновых функций электронов по координате вдоль оси квантования и позволяет получить реалистичный профиль квантовой ямы. Аналогично упрощенной электростатической модели в данном случае также полагалось, что все электроны в яме притягиваются зарядом затвора. На рис. 6 самосогласованному решению соответствует синяя линия. Видно, что оно в хорошем соответствии с экспериментом. Заметим, что ослабление зависимости ΔN_s от N_s при малой концентрации в самосогласованном решении по сравнению с упрощенной моделью вполне ожидаемо, так как при малой N_s и, соответственно, малой кинетической энергии максимумы волновых функций электронов локализованы вблизи центра ямы (см. рис. 4 (а)).

Из сравнения упрощенного расчета с самосогласованным решением уравнения Пуассона и Шрёдингера сделан вывод о том, что сильное спиновое расщепление основной подзоны проводимости широкой HgTe квантовой ямы связано с пространственной трансформацией волновой функции электрона в поверхностную с ростом энергии. Данный вывод объясняет значительно большее спиновое расщепление основной подзоны проводимости широкой HgTe квантовой ямы в сравнении с расщеплениями, предсказанными теоретически, для остальных подзон размерного квантования, в том числе образованных состояниями зоны тяжелых дырок.

Вторая часть пятой главы диссертации посвящена исследованию необычного поведения уровней Ландау. На рис. 7 (а) представлена цветная карта продольного магнетосопротивления нелегированной 22 нм ямы #081112(3) в зависимости от перпендикулярного магнитного поля B и затворного напряжения V_g . Измерения проводились при температуре 2 К и в магнитных полях до 9 Т, при этом при $B > 3$ Т каких либо особенностей обнаружено не было. На рис. 7 (а) приведены номера уровней Ландау ν ($\nu = 1$ присвоено первому уровню Ландау справа от точки зарядовой нейтральности) и значения кинетической энергии E электронов на уровне Ферми. Последние были вычислены с помощью 6-зонной модели Кейна (учет зон Γ_8 и Γ_6) из значений волновых векторов $k = \sqrt{2\pi N_s}$, где концентрация N_s однозначно связана с V_g . Однозначное определение E по V_g допустимо пока система находится в режиме слабых осцилляций Шубникова – де Гааза и не переходит в квантовый эффект Холла. Стоит отметить, что подвижность образца #081112(3) была несколько ниже, чем образцов #081112(1) и #081112(2) и не превышала $35 \text{ м}^2/\text{Вс}$. Аналогичные результаты были получены также для 20 нм нелегированного образца #110614(2). Подвижность #110614(2) также была ниже средней для данных образцов и имела максимальное значение $25 \text{ м}^2/\text{Вс}$.

Рассмотрим подробнее рис. 7 (а). По положению максимумов осцилляций Шубникова – де Гааза можно проследить необычную эволюцию уровней Ландау с магнитным полем. Начиная с номера уровня $\nu = 13$, невырожденные при малом ненулевом B соседние уровни сливаются друг с другом с увеличением магнитного поля. Пример уровней с указанным поведением выделены голубыми, красными и черными штриховыми линиями. "Красный" ($\nu = 13$) уровень (выделенный красным) при малых магнитных полях $B \sim 1$ Т вырожден с "голубым" ($\nu = 12$) и невырожден с "черным" ($\nu = 14$) уровнями. С увеличением магнитного поля "красный" и "черный" уровни сближаются и при $B = 2.4$ Т сливаются друг с другом, тогда как вырождение между "голубым" и "красным" уровнями снимается. Аналогичное поведения хорошо видно также для уровней с большими номерами при меньших магнитных полях.

На рис. 7 (б) и (в) показаны срезы рис. 7 (а) по затворному напряжению V_g от 3 до 7 В и магнитному полю B от 1.0 до 2.4 Т, соответственно. Голубые, красные и черные точки на рисунках указывают положения максимумов сопротивления, соответствующих тем же уровням Ландау, что выделены аналогичным цветом на рис. 7 (а). Для упрощения визуального восприятия точки одного цвета соединены штриховыми линиями. На обоих рисунках прослеживается снятие вырожде-

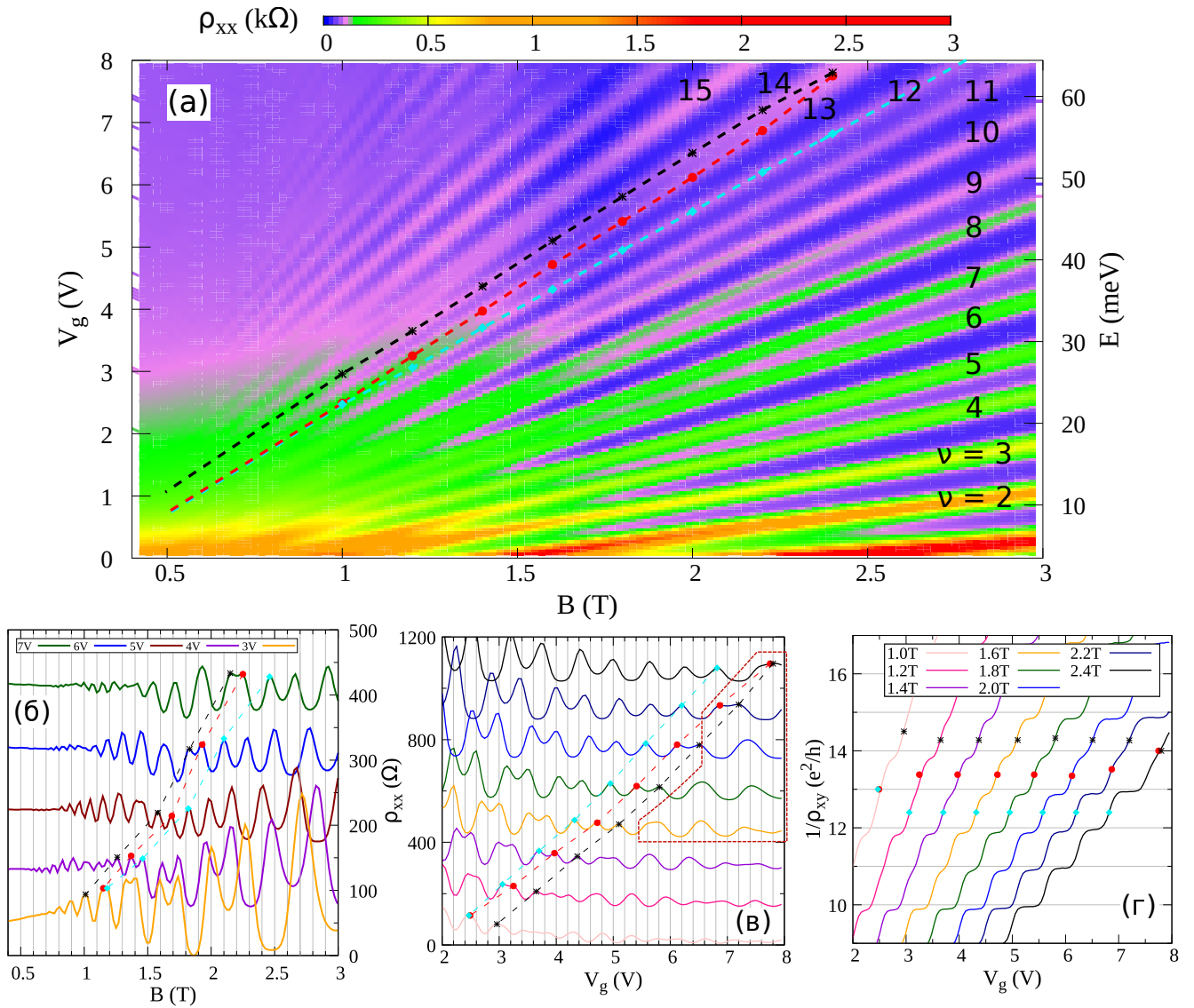


Рис. 7. (а) Двумерная цветная карта продольного сопротивления ρ_{xx} в зависимости от магнитного поля B и затворного напряжения V_g для 22 нм нелегированной HgTe квантовой ямы #081112(3) ($T = 2$ К). Ось кинетической энергии электрона E на уровне Ферми рассчитана по затворному напряжению V_g с использованием 6-зонной модели Кейна. Справа на графике указаны номера уровней Ландау ν . Штриховыми линиями выделен пример уровней с необычным поведением: разделенные при $B = 1$ Т "красный" и "черный" уровни сливаются при $B = 2.4$ Т. Аналогичное поведение также хорошо видно для уровней с большими номерами при меньших полях. (б) и (в) – срезы (а) по затворному напряжению V_g и магнитному полю B , соответственно. Ось ординат справедлива для кривой с $V_g = 3$ В в (б) и $B = 1.0$ Т в (в), каждая последующая кривая сдвинута вверх относительно предыдущей на 100 и 150 Ω , соответственно. Красной штриховой линией в (в) выделены области с удвоенным по V_g периодом осцилляций. Легенда (г) относится также к (в). (г) Холловская компонента тензора магнетосопротивления в зависимости от затворного напряжения в магнитных полях от 1.0 до 2.4 Т. Точки в (б), (в) и (г) соответствуют уровням Ландау, выделенным аналогичным цветом в (а). В (б) и (в) точки одного цвета соединены для упрощения визуализации.

ния "красного" уровня с "голубым" и последующее его вырождение с "черным" уровнем. Стоит также обратить внимание на удвоение периода осцилляций в зависимостях $\rho_{xx}(V_g)$. Оно происходит с увеличением V_g в рамках одной кривой и наблюдается для всех $\rho_{xx}(V_g)$, измеренных при $B > 1.5$ Т. На рис. 7 (в) части кривых с удвоенным периодом обведены в рамку. Насколько известно автору, указанное удвоение экспериментально наблюдается впервые.

Рис. 7 (г) демонстрирует обратное холловское сопротивление $1/\rho_{xy}$ как функцию затворного напряжения при значениях магнитного поля от 1.0 до 2.4 Т. Видно, что присутствующее при магнитном поле $B = 1$ Т плато с фактором заполнения 14 пропадает при $B = 2.4$ Т.

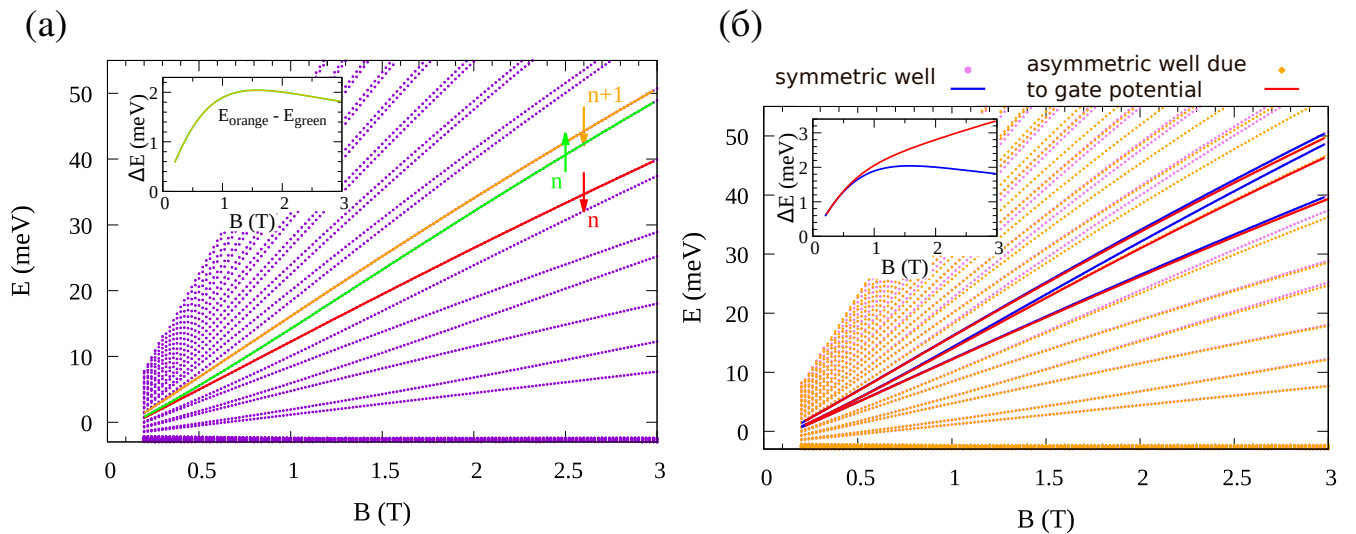


Рис. 8. (а) Положения уровней Ландау в зависимости от перпендикулярного магнитного поля, рассчитанные для 20 нм HgTe квантовой ямы с ориентацией (001) с помощью 6-зонной модели Кейна в изотропном приближении. Оранжевая, зеленая и красная линии показывают пример уровней Ландау с необычным поведением, близким к наблюдаемому экспериментально. n обозначает орбитальный номер уровня Ландау; стрелки символизируют направление спина. На вставке показана разность энергий уровней Ландау ΔE , выделенных оранжевым и зеленым цветом. Видно, что с ростом магнитного поля ΔE сначала растет, потом плавно падает. (б) Сравнение положений уровней Ландау в зависимости от перпендикулярного магнитного поля для симметричной квантовой ямы (фиолетовые точки и синие линии) и с учетом асимметрии, вызванной затворным напряжением (оранжевые точки и красные линии). Синие линии воспроизводят те же уровни Ландау с необычным поведением, выделенные в (а), тогда как красные линии – те же уровни, но рассчитанные с учетом искривления ямы потенциалом затвора. На вставке показана разность энергий тех же уровней Ландау ΔE , что на вставке в (а), где синий соответствует расчету без учета искривления профиля ямы затвором, а красным – с учетом. Видно, что во втором случае расстояние между соседними уровнями Ландау растет с магнитным полем.

Для анализа экспериментальных результатов был использован расчет спектра 20 нм HgTe квантовой ямы с ориентацией (001), выполненный в рамках 6-зонной модели Кейна (учет зон Γ_6 и Γ_8) в аксиальном приближении. Описание указанного расчета приведено во 2 главе диссертации. Результаты расчета веера уровней Ландау основной подзоны проводимости показаны на рис. 8 (а). Видно, что расчет дает уровни, выделенные красной, зелёной и оранжевой линиями, с поведением близким к экспериментальному и, несколько, менее выраженным. Отметим также, что аналогичная картина уровней получается для симметричной ямы в 8-зонной модели Кейна для ориентации (013) (см. рис. 6 в [23]). На рис. 8 (б) показаны те же уровни Ландау, что на рис. 8 (а), в сравнении с уровнями, рассчитанными с учетом искривления профиля ямы затворным напряжением. Из рис. 8 (б) видно, что возникающий в искривленной яме спиновое расщепление раздвигает соседние уровни Ландау, препятствуя тем самым их сближению.

Первое, что вытекает из результатов расчета – это связь смещения уровней Ландау именно с особенностями спектра исследуемых ям, а не влиянием затвора. В работах [23, 24] говорится об обнаружении уменьшения эффективного g -фактора с ростом электронной концентрации. Оно приводит к уменьшению зеемановского расщепления и сдвигу уровней Ландау. В качестве причины изменения g -фактора в [23] приводится обменное взаимодействие между электронами, в [24] качественного обоснования не приводится. Расчет, проделанный в данной работе, показывает еще одну причину сдвига уровней Ландау. Дело в том, что с увеличением энергии происходит уменьшение абсолютного значения проекции полного момента электрона на ось квантования $|J_z|$ (см. рис.9). Зеемановское расщепление пропорционально $|J_z|$ и, соответственно, также уменьшается с ростом энергии.

Причиной уменьшения $|J_z|$ является перемешивание состояний тяжелых дырок $|\Gamma_8, \pm 3/2\rangle$ с состояниями легких дырок $|\Gamma_8, \pm 1/2\rangle$ и электроно-подобными состояниями $|\Gamma_6, \pm 1/2\rangle$ с ростом кинетической энергии. $|J_z|$ меняется от 1.5 в минимуме зоны проводимости до 0.9 при подходе ко второй подзоне размерного квантования с минимумом в $E = 63$ мэВ (см. рис. 9).

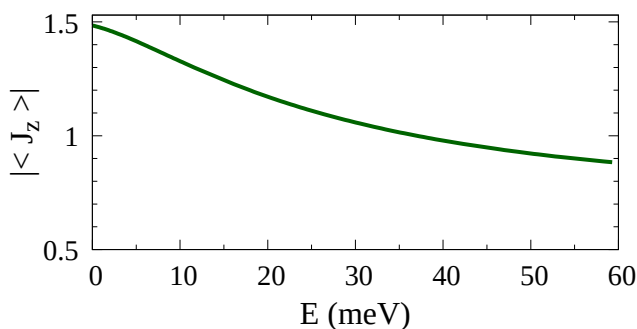


Рис. 9. Модуль среднего значения проекции полного момента зоны проводимости J_z на ось, перпендикулярную плоскости ямы, в зависимости от энергии.

В Заключение сформулированы основные результаты и выводы работы.

Установлено, что рассеяние дираковских электронов в HgTe квантовых ямах с ориентацией (013) и толщиной, близкой к критической, соответствующей переходу от прямого спектра к инвертированному, при низкой температуре определяется рассеянием на заряженных примесях и флуктуациях щели в спектре, вызванных

неоднородностями толщины квантовой ямы. Впервые экспериментально обнаружено немонотонное поведение подвижности при рассеянии на неоднородностях толщины ямы. Оно связано с переходом с ростом электронной концентрации от ситуации малой длины волны де Бройля электрона λ в сравнении с характерной длиной неровностей границ ямы L к обратной, когда $L > \lambda$.

Показано, что рассеяние электронов зоны проводимости в широких, 18 – 22 нм, HgTe квантовых ямах при низкой температуре, и когда уровень Ферми расположен выше потолка валентной зоны, определяется рассеянием на заряженных примесях и шероховатостях границ ямы. Установлено, что существенное усиление рассеяния на шероховатостях с ростом электронной концентрации вызвано смещением максимумов волновых функций электронов с разным спином к противоположным границам ямы с ростом энергии. Указанное необычное поведение состояний зоны проводимости связано с инвертированным спектром широкой HgTe квантовой ямы.

Обнаружено появление биений в осцилляциях Шубникова – де Гааза электронов основной подзоны размерного квантования в широких, 20 – 22 нм, HgTe квантовых ямах при приложении затворного напряжения. Установлено, что биения появляются из-за расщепления зоны вследствие искривления профиля ямы потенциалом затвора. Показано, что пространственное разделение электронов и их локализация вблизи границ ямы с ростом кинетической энергии приводит к усилению расщепления основной подзоны проводимости в яме с асимметричным профилем.

Обнаружено необычное поведение уровней Ландау основной подзоны проводимости широкой, 20 – 22 нм, HgTe квантовой ямы: соседние разрешенные в малом ненулевом магнитном поле уровни сливаются друг с другом с ростом магнитного поля. Сближение уровней приводит к не наблюдававшемуся ранее удвоению периода осцилляций магнетосопротивления по затворному напряжению при фиксированном магнитном поле. Показано, что одной из причин указанного поведения является перемешивание состояний зоны тяжелых дырок $|\Gamma_8, \pm 3/2\rangle$ с состояниями легких дырок $|\Gamma_8, \pm 1/2\rangle$ и электроно-подобными состояниями $|\Gamma_6, \pm 1/2\rangle$ с ростом кинетической энергии. Указанное перемешивание приводит к изменению абсолютного значения проекции полного момента $|J_z|$ электрона на ось квантования от 1.5 в минимуме зоны проводимости до 0.9 при подходе ко второй подзоне размерного квантования (ее минимум расположен при $E = 63$ мэВ). Уменьшение $|J_z|$ приводит к уменьшению зеемановского расщепления с ростом энергии и, соответственно, сдвигу уровней Ландау.

Результаты работы изложены в следующих публикациях:

Статьи:

[A1] Spin splitting of surface states in HgTe quantum wells / **A.A. Dobretsova**, Z.D. Kvon, S.S. Krishtopenko, N.N. Mikhailov // *Low Temp. Phys.* - 2019. - Т.45, вып. 2. - С.185-191.

[A2] Spin mixing between subbands and extraordinary Landau levels shift in wide HgTe quantum wells / **A.A. Dobretsova**, A.D. Chepelianskii, N.N. Mikhailov, Z.D. Kvon // *Physical Reviv B.* - 2018. - Т.98, вып. 15. - С.155310.

[A3] Подвижность и квантовое время бесщелевых дираковских электронов в HgTe квантовых ямах / **А.А. Добрецова**, З.Д. Квон, Л.С. Брагинский, М.В. Энтин, Н.Н. Михайлов // *ФТП.* - 2018. - Т.52, вып. 11. - С.1496-1473.

[A4] Подвижность дираковских электронов в HgTe квантовых ямах / **А.А. Добрецова**, З.Д. Квон, Л.С. Брагинский, М.В. Энтин, Н.Н. Михайлов // *Письма в ЖЭТФ.* - 2016. - Т.104, вып. 6. - С.402-405.

[A5] Поверхностные состояния в HgTe квантовой яме и рассеяние на шероховатостях / **А.А. Добрецова**, Л.С. Брагинский, М.В. Энтин, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий // *Письма в ЖЭТФ.* - 2015. - Т.101, вып. 5. - С.360-364.

Тезисы и труды конференций:

[A6] Shubnikov - de Haas oscillations in a wide (~ 20 nm) HgTe quantum well with surface states / **A.A. Dobretsova**, Z.D. Kvon, S.S. Krishtopenko, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky // *Semiconductor physics ICPS-2018 (Monpellier (France), July 29 - August 3, 2018)* : abs. bk. of 34th International conference. - P.134.

[A7] Landau levels in HgTe quantum well - system with strong spin-orbit / **A.A. Dobretsova**, A.D. Chepelianskii, Z.D. Kvon, S. Gueron, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky // *Semiconductor physics ICPS-2018 (Monpellier (France), July 29 - August 3, 2018)* : abs. bk. of 34th International conference. - P.53.

[A8] Проводимость и подвижность двумерных безмассовых дираковских фермионов в HgTe квантовой яме / **А.А. Добрецова**, З.Д. Квон, Л.С. Брагинский, М.В. Энтин, Н.Н. Михайлов // *Нанопизика и наноэлектроника (Нижний Новгород, 12-15 марта 2018 г.)* : сбор. тез. 22-ого международного симпозиума. - Нижний Новгород: Тип. ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2018. - С.591.

[A9] Необычное поведение уровней Ландау в 20 нм HgTe квантовой яме / **А.А. Добрецова**, А.Д. Шепелянский, З.Д. Квон, С. Герон, Н.Н. Михайлов // *Нанопизика и наноэлектроника (Нижний Новгород, 12-15 марта 2018 г.)* : сбор. тез. 22-ого международного симпозиума. - Нижний Новгород: Тип. ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2018. - С.593.

[A10] **Добрецова, А.А.** Электронный газ зоны проводимости широкой (~ 20 нм) HgTe квантовой ямы в магнитном поле // *Двумерные полупроводниковые системы (Санкт-Петербург, 1-5 марта 2018 г.)* : сбор. тез. Международной школы по физике полупроводников.

[A11] **Dobretsova, A.A.** Berry phase and extraordinary Landau levels shift [Электронный ресурс] // Quantum condensed-matter physics (Chernogolovka, December 13-17, 2017) : abs. bk. of winter school. - Режим доступа: <https://cmp.hse.ru/data/2017/12/06/1161309001/PosterList.pdf>

[A12] **Добрецова, А.А.** Состояние топологического изолятора и биения в осцилляциях Шубникова – де Гааза в широкой яме HgTe / А.А. Добрецова, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов // Физика полупроводников (Екатеринбург, 2-6 октября 2017 г.) : сбор. тез. 13-ой российской конф. - Екатеринбург: Тип. «Печатное поле», 2017. - С.431.

[A13] Conductivity and electron mobility of 2D massless Dirac fermions in HgTe quantum well / **A.A. Dobretsova**, Z.D. Kvon, L.S. Braginsky, M.V. Entin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky // International Conference on the Physics of Semiconductors ICPS2016 (Beijing (China), July 31 - August 5, 2016) : abstr. bk. of 33rd International Conference. - P.Th-P.165 (P.288).

[A14] Проводимость безмассовых двумерных дираковских фермионов в HgTe квантовой яме / **А.А. Добрецова**, З.Д. Квон, Л.С. Брагинский, М.В. Энтин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий // Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (Екатеринбург, 15-20 февраля 2016г.) : сбор. тез. XXI международной зимней школы. - Екатеринбург: Тип. «Межрегиональный издательский центр», 2016.- С.114.

[A15] Surface States in HgTe Quantum Well and Interface-Roughness Scattering / **A.A. Dobretsova**, Z.D. Kvon, L.S. Braginsky, M.V. Entin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky // Electronic Properties of Two-Dimensional Systems EP2DS-21 (Sendai (Japan), July 26-31, 2015) : abstr. bk. of 21-st International Conference. - P.414.

[A16] Поверхностные состояния в HgTe квантовой яме и рассеяние на шероховатостях / **А.А. Добрецова**, Л.С. Брагинский, М.В. Энтин, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий // Российская конференция по физике полупроводников (Звенигород, 21-25 сентября 2015 г.) : сбор. тез. 12-ой российской конференции. - Москва: РИИС ФИАН, 2015. - С.244.

Список цитируемой литературы:

1. The quantum spin Hall effect: Theory and experiment / Markus König, Hartmut Buhmann, Laurens W. Molenkamp et al. // *J. of the Phys. Soc. of Japan.* — 2008. — Vol. 77. — P. 031007.
2. Raichev, O. E. Effective Hamiltonian, energy spectrum, and phase transition induced by in-plane magnetic field in symmetric HgTe quantum wells / O. E. Raichev // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Vol. 85. — P. 045310.
3. Bernevig, B. Quantum spin Hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells / B. Bernevig, T. Hughes, S. Zhang // *Science.* — 2006. — Vol. 314. — Pp. 1757–1761.
4. Quantum spin hall insulator state in HgTe quantum wells / Markus König, Stefan Wiedmann, Christoph Brüne et al. // *Science.* — 2007. — Vol. 318. — Pp. 766–770.
5. Nonlocal transport in the quantum spin Hall state / A. Roth, C. Brüne, H. Buhmann et al. // *Science.* — 2009. — Vol. 325. — Pp. 294–297.
6. Single valley Dirac fermions in zero-gap HgTe quantum wells / B Büttner, C X Liu, G Tkachov et al. // *Nature Phys.* — 2011. — Vol. 7. — Pp. 418–422.
7. Циклотронный резонанс дираковских фермионов в квантовых ямах на основе HgTe / З. Д. Квон, С. Н. Данилов, Д. А. Козлов и др. // *Письма в ЖЭТФ.* — 2011. — Т. 94. — С. 895–899.
8. Transport in disordered two-dimensional topological insulators / G. M. Gusev, Z. D. Kvon, O. A. Shegai et al. // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 84. — P. 121302(R).
9. Двумерная электронно-дырочная система в квантовой яме на основе HgTe / З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов et al. // *Письма в ЖЭТФ.* — 2008. — Vol. 87. — Pp. 588–591.
10. Two-dimensional semimetal in HgTe-based quantum wells / Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, D. A. Kozlov et al. // *Low. Temp. Phys.* — 2011. — Vol. 37. — Pp. 202–209.
11. Backscattering of Dirac fermions in HgTe quantum wells with a finite gap / G. Tkachov, C. Thienel, V. Pinneker et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 106. — P. 076802.
12. Growth of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ nanostructures by molecular beam epitaxy with ellipsometric control / N.N. Mikhailov, R.N. Smirnov, S.A. Dvoretzky et al. // *Int. J. of Nanotech.* — 2006. — Vol. 3. — Pp. 120–130.
13. Scattering processes in a two-dimensional semimetal / E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, M. V. Entin et al. // *JETP Lett.* — 2009. — Vol. 89. — Pp. 290–293.
14. Rashba splitting in n-type modulation-doped HgTe quantum wells with an inverted band structure / X. C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner et al. // *Phys. Rev. B.* — 2001. — Vol. 63. — P. 245305.
15. Giant spin-orbit splitting in a HgTe quantum well / Y. S. Gui, C. R. Becker, N. Dai et al. // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 70. — P. 115328.

16. *Dyakonov, M. I.* Surface states in a gapless semiconductor / M. I. Dyakonov, A. V. Khaetskii // *JETP Lett.* — 1981. — Vol. 33. — Pp. 110–113.
17. *Dyakonov, M. I.* Size quantization of the holes in a semiconductor with a complicated valence band and of the carriers in a gapless semiconductor / M. I. Dyakonov, A. V. Khaetskii // *JETP.* — 1982. — Vol. 55. — Pp. 917–920.
18. *Volkov, B. A.* Two-dimensional massless electrons in an inverted contact / B. A. Volkov, O. A. Pankratov // *JETP Lett.* — 1985. — Vol. 42. — Pp. 178–181.
19. Quantum Hall effect from the topological surface states of strained bulk HgTe / C. Brüne, C. X. Liu, E. G. Novik et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 106. — P. 126803.
20. Cyclotron-resonance-assisted photocurrents in surface states of a three-dimensional 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. Spin splittings in the n- quantum well with inverted band structure / M. V. Yakunin, S. M. Podgornykh, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures.* — 2010. — Vol. 42. — Pp. 948–951.
22. Effects of spin polarization in the HgTe quantum well / M. V. Yakunin, A. V. Suslov, S. M. Podgornykh et al. // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Vol. 85. — P. 245321.
23. Exchange enhancement of the electron g-factor in a two-dimensional semimetal in HgTe quantum wells / L. S. Bovkun, S. S. Krishtopenko, M. S. Zholudev et al. // *Semiconductors.* — 2015. — Vol. 49. — Pp. 1627–1633.
24. Zeeman splitting of the conduction band of HgTe quantum wells with a semimetallic spectrum / G M Min'kov, O E Rut, A A Sherstobitov et al. // *JETP Lett.* — 2016. — Vol. 104. — Pp. 241–247.
25. Giant photocurrents in a Dirac fermion system at cyclotron resonance / P. Olbrich, C. Zoth, P. Vierling et al. // *Phys. Rev. B.* — 2013. — Vol. 87. — Pp. 37–39.
26. *Lifshits, E. M.* Theory of the Shubnikov - de Haas effect / E. M. Lifshits, A. M. Kosevich // *J. Phys. Chem. Solids.* — 1958. — Vol. 4. — Pp. 1–10.
27. Two-band electron transport in a double quantum well / R. Fletcher, M. Tsaousidou, T. Smith et al. // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 71. — P. 155310.
28. 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.
29. Cyclotron resonance photoconductivity of a two-dimensional electron gas in HgTe quantum wells // *Physica E: Low-Dimens. Syst. and Nanostr.* — 2008. — Vol. 40. — Pp. 1885–1887.
30. *Baars, J.* Reststrahlen spectra of HgTe and $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / J. Baars, F. Sorger // *Solid State Communication.* — 1972. — Vol. 10. — Pp. 875–878.
31. Pressure- and temperature-driven phase transitions in HgTe quantum wells / S. S. Krishtopenko, I. Yahniuk, D. B. But et al. // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Vol. 94. — P. 245402.