

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

На правах рукописи

Боголюбский Андрей Сергеевич

**Квантовые гальваномагнитные эффекты в полупроводниковых гетероструктурах на  
основе HgTe и InGaAs**

1.3.11. Физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
кандидат физико-математических наук  
Гудина Светлана Викторовна

Екатеринбург - 2022

## Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Гальваномагнитные эффекты в проводимости двумерного электронного газа.....	13
1.1 Осцилляции Шубникова-де Гааза .....	13
1.2 Квантовый эффект Холла.....	15
1.3 Метод термоактивационной магнитопроводимости в режиме квантового эффекта Холла .....	18
1.4 Эффекты в параллельном магнитном поле.....	20
1.5 Свойства широких квантовых ям HgTe в полуметаллической фазе.....	23
1.6 Заключение .....	30
Глава 2. Методика эксперимента.....	31
2.1 Описание измерительных установок .....	31
2.2 Исследуемые образцы.....	33
2.3 Методика измерений и анализа полученных данных.....	35
Глава 3. Активационная проводимость в режиме квантового эффекта Холла в гетероструктуре на основе HgTe .....	36
3.1 Введение.....	36
3.2 Энергетический спектр и спектр уровней Ландау, рассчитанные в рамках к-р- метода.....	37
3.3 Экспериментальные результаты и их обсуждение .....	40
3.3.1 Энергия активации .....	41
3.3.2 Оценка эффективной массы и g-фактора.....	44
3.4 Заключение к главе 3 .....	47
Глава 4. Аномальный сдвиг фазы осцилляций Шубникова - де Гааза в квантовой яме HgTe с инвертированным энергетическим спектром .....	48
4.1 Введение.....	48

4.2 Теоретические представления.....	49
4.3 Экспериментальные результаты и обсуждение .....	52
4.2.1 Аномальный фазовый сдвиг осцилляций Шубникова - де Гааза .....	53
4.2.2 График Берри .....	55
4.3 Заключение к главе 4 .....	57
Глава 5. Осцилляции Шубникова-де Гааза в квантовых ямах на основе HgTe: эффективная масса и g-фактор электронов.....	59
5.1 Экспериментальные результаты .....	59
5.2 Обсуждение экспериментальных результатов .....	63
5.3 Заключение к главе 5 .....	66
Глава 6. Эффективная масса дырок в квантовой яме HgTe с инвертированной зонной структурой в модели «петли экстремумов» .....	68
6.1. Введение.....	68
6.2. Зонная структура квантовой ямы HgTe при $V=0$ .....	68
6.3. Спектр уровней Ландау .....	69
6.4. Модель «петли экстремумов» .....	70
6.5. Учет эффектов гофрировки .....	72
6.6. Заключение к главе 6 .....	75
Глава 7. Антисимметричный вклад в магнитосопротивление гетероструктур n-GaAs/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . .....	76
7.1 Введение.....	76
7.2 Экспериментальные результаты и их обсуждение .....	77
7.3 Заключение к главе 7 .....	81
Заключение .....	83
Список литературы .....	87

## Введение

### Актуальность темы исследования и степень ее разработанности

Развитие полупроводниковой электроники в значительной степени зависит от поиска новых материалов и физических принципов создания приборов.

Физические свойства квантовых структур на основе кадмий-ртуть-теллур, таких как свехрешетки HgTe/CdTe и квантовые ямы (КЯ) HgTe, определяют новый класс материалов для развития микро- и нанoeлектроники [1; 2]. Использование этих структур открывает новые возможности как в тепловизионной технике для мониторинга окружающей среды, так и в спинтронике, приборах на основе топологических изоляторов, для создания лазеров и др. В первую очередь, это связано с уникальным, обусловленным бесщелевой природой HgTe, энергетическим спектром носителей тока в КЯ HgTe, который в значительной степени определяется релятивистскими эффектами и спин-орбитальным взаимодействием [3]. Не менее важен и тот факт, что благодаря последним успехам молекулярно-лучевой эпитаксии соединений  $A_2B_6$ , удается выращивать КЯ HgTe с двумерным электронным газом, имеющим подвижность электронов до  $\mu_n = 6 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  и дырок до  $\mu_p = 10^5 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  [2].

Физика и технология квантовых структур на основе  $A_3B_5$  (в основном, гетероструктур GaAs/AlGaAs) развиваются уже более 50 лет [4], но из-за широкого разнообразия структурных факторов, сложности физической модели структуры, ее многофакторности существует необходимость в дальнейших фундаментальных исследованиях и теоретических моделях для объяснения переноса заряда в них [5].

Системы на основе узкощелевых соединений InAs, имеющих малую эффективную массу электронов и большую величину  $g$ -фактора в зоне проводимости, в ряду  $A_3B_5$  уступающих по этим характеристикам только InSb, нашли широкое применение как материалы для транзисторов с самой высокой подвижностью электронов (HEMT), интересны как перспективные материалы для ТГц квантовых каскадных лазеров с высокой оптической накачкой в активной области [6; 7].

Одно из актуальных направлений исследования квантовых двумерных систем – исследование магнитопроводимости, в том числе, квантовых осцилляций, в сильных магнитных полях при низких температурах [8].

Исследование эффекта Шубникова - де Гааза (ШДГ) является одним из мощных методов изучения энергетического спектра электронов в полупроводниках [9; 10]. Измерение периода осцилляций ШДГ дает информацию о площади экстремальной поверхности Ферми (о концентрации электронов), анализ температурных и магнитополевых зависимостей амплитуды

осцилляций позволяет определить эффективную массу, а также сделать выводы о механизмах релаксации носителей заряда и спиновом расщеплении энергетических уровней [11; 12].

Квантование холловской проводимости двумерных электронных систем в сильном перпендикулярном магнитном поле – явление, открытое фон Клитцингом в 1980 году [13], до сих пор требует фундаментальных исследований для объяснения его природы [14]. Квантовый эффект Холла (КЭХ) можно рассматривать как последовательность квантовых фазовых переходов диэлектрик-металл-диэлектрик (переходы плато- плато через промежуточные делокализованные состояния) при сканировании уровнем Ферми плотности состояний неупорядоченной 2D системы в квантующем магнитном поле [15].

Существенный интерес представляет также использование КЭХ как эффективного экспериментального метода восстановления спектра уровней Ландау в 2D системах со сложным, непараболическим законом дисперсии. Так, метод магнитоактивационной проводимости в режиме КЭХ применяется в качестве инструмента для определения щелей подвижности, оценки эффективной массы и  $g$ -фактора электронов в одиночных и двойных КЯ [16].

Перспективным экспериментальным методом является исследование магнитосопротивления гетероструктур с одиночными и двойными квантовыми ямами при различных ориентациях магнитного поля относительно плоскости гетероструктуры и направлениях тока в ней. Ранее экспериментально зафиксировано [17] и теоретически рассмотрено [18] влияние параллельного магнитного поля на волновые функции размерного квантования электронов в КЯ. В данной работе сообщается об экспериментальном обнаружении эффекта, предсказанного в [18], который, в первую очередь, определяется смещением волновой функции электрона в сечении КЯ под действием параллельного магнитного поля. Наблюдение данного эффекта представляется одной из актуальных фундаментальных и прикладных задач современной науки.

КЯ на основе  $\text{HgTe}$ , в которых, благодаря трансформациям энергетического спектра при изменении ширины ямы, наблюдаются несколько существенно различающихся по свойствам электронных фаз, интенсивно изучается последние полтора десятилетия. В диссертации рассматриваются свойства широких КЯ теллурида ртути (20 нм) с инвертированной зонной структурой, относящихся к полуметаллической фазе. Из анализа осцилляций ШдГ и КЭХ обнаружен фазовый сдвиг магнитоосцилляций и определены эффективная масса и  $g$ -фактор электронов зоны проводимости. Значения полученных параметров энергетического спектра объяснены специфическим соотношением зонных параметров в подзоне  $\text{H1}$  зоны  $\Gamma_8$  в рамках решения задачи с гамильтонианом Латтинжера. В квазиклассической модели «петли

экстремумов» получено аналитическое выражение для спектра уровней Ландау сложной валентной зоны и показано, что учет эффектов кубической симметрии приводит к аномальной зависимости циклотронной эффективной массы от энергии с логарифмической расходимостью в седловых точках и к сложному виду картины уровней Ландау.

Значения эффективной массы носителей заряда,  $m^*$ , в КЯ HgTe шириной 20 нм, а также их зависимость от концентрации электронов и ширины ямы, исследованы в [2; 19–23], однако, есть противоречия, связанные с зависимостью  $m^*$  от концентрации и ширины ямы, а также наблюдаются разногласия с теоретическими предсказаниями. Значения эффективного  $g$ -фактора зависят от метода определения, а также имеются указания на обменное усиление и анизотропию  $g$ - фактора [20; 22; 24]. Таким образом, задача экспериментального определения параметров энергетического спектра в КЯ HgTe с чрезвычайно сложным законом дисперсии с помощью измерения гальваномагнитных эффектов остается актуальной.

Развитие математических вычислительных методов привело к широкому распространению расчетов энергетического спектра различных материалов с помощью квантовомеханических, первопринципных численных методик. Однако, отсутствие аналитических решений в таких расчетах усложняет интерпретацию полученных данных и затрудняет сравнение с результатами эксперимента, особенно когда в реальных системах сосуществуют несколько физических эффектов. Так, для сложной энергетической структуры КЯ на основе HgTe актуальной остается задача получения аналитических решений в простых моделях, дающих физически ясную природу наблюдаемых явлений.

### **Цель работы и задачи исследования**

Целью настоящей работы является определение параметров электронного энергетического спектра размерно-квантованных подзон и спектра уровней Ландау в полупроводниковых двумерных структурах на основе теллурида ртути в результате экспериментального исследования квантовых гальваномагнитных эффектов, а также изучение анизотропии магнитосопротивления, характеризующей асимметрию рассеяния носителей заряда в структуре, в параллельном плоскости гетероструктуры магнитном поле в КЯ InGaAs.

Для достижения цели исследования были поставлены следующие задачи:

1. Исследовать эффект Шубникова-де Гааза (ШдГ) и квантовый эффект Холла в широких (20 нм) КЯ теллурида ртути для определения параметров электронного энергетического спектра размерно-квантованных подзон.

2. Выполнить квазиклассические расчеты эффективной массы, а также спектра уровней Ландау сложной валентной зоны для широкой КЯ HgTe с инвертированной зонной структурой как в изотропном приближении (модель «петли экстремумов»), так и с учетом эффектов кубической симметрии.

3. Изучить анизотропию магнитосопротивления в КЯ InGaAs в зависимости от направления тока в магнитном поле, параллельном плоскости гетероструктуры.

### **Научная новизна работы**

1. Показано, что хорошее соответствие значений эффективной массы и g-фактора для КЯ HgTe с инвертированной зонной структурой, полученных из экспериментального исследования активационной проводимости в режиме КЭХ и осцилляций ШдГ, с теоретическими оценками параметров энергетического спектра наблюдается в области магнитных полей, в которой отсутствует вырождение уровней Ландау.
2. Показано, что в широких КЯ на основе теллурида ртути фазовый сдвиг на  $\pi$  осцилляций ШдГ обусловлен аномальным соотношением циклотронного и зеемановского расщеплений и не связан с наличием фазы Берри, присущей топологически нетривиальным системам.
3. Квазиклассический расчет закона дисперсии для валентной зоны КЯ HgTe в полуметаллической фазе в рамках модели «петли экстремумов» позволил наглядно продемонстрировать природу сложного спектра уровней Ландау и аномальную зависимость циклотронной эффективной массы от энергии.
4. В магнитном поле, параллельном плоскости двумерной системы, экспериментально обнаружен эффект анизотропии магнитосопротивления в зависимости от направления тока. Показано, что природа эффекта связана со смещением максимума электронной плотности из центра КЯ под действием силы Лоренца при условии, что вероятность рассеяния носителей в 2D слое со стороны подложки и со стороны поверхности различна.

**Содержание диссертации соответствует** формуле паспорта специальности 1.3.11. Физика полупроводников, основой которой являются «экспериментальные и теоретические исследования физических свойств полупроводниковых материалов и композитных структур на их основе (включая гетероструктуры, МОП структуры и барьеры Шоттки), а также происходящих в них физических явлений...» и, в том числе, пунктам: 5. «Электронные спектры полупроводниковых материалов и композиционных соединений на их основе»; 13. «Транспортные и оптические явления в структурах пониженной размерности». Исследование имеет общезначимый характер, поэтому соответствует отрасли физико-математических наук.

### **Практическая и теоретическая значимость работы:**

Обнаруженный антисимметричный вклад в магнитосопротивление в зависимости от взаимного направления магнитного поля, тока и нормали к плоскости двумерного слоя в структурах с квантовыми ямами может использоваться в качестве простого качественного

метода характеризации гетероструктур. Для его эффективного использования в качестве инструмента количественного анализа требуются дополнительные исследования.

Обнаруженные особенности свойств широких квантовых ям на основе теллурида ртути объясняются в рамках единого подхода, основанного на специфическом соотношении зонных параметров в подзоне  $\Gamma_1$  зоны  $\Gamma_8$  и следующего из аналитического решения задачи с гамильтонианом Латтинжера. Модель «петли экстремумов» впервые применена в квантовых ямах на основе теллурида ртути для расчета спектра уровней Ландау валентной зоны, обладающей боковым экстремумом. Это рассмотрение дает простые объяснения наблюдаемым эффектам в системе с чрезвычайно сложным законом дисперсии и хорошо согласуется с моделями, предлагаемыми для описания свойств подобных структур.

#### **Положения, выносимые на защиту:**

1. Из-за специфики инвертированного энергетического спектра подзоны  $\Gamma_1$  в широких КЯ теллурида ртути с полуметаллическим спектром корректное значение эффективной массы может быть получено только в достаточно сильных магнитных полях для невырожденных уровней Ландау.
2. В топологически тривиальной системе КЯ  $\text{HgTe}$  с инвертированным энергетическим спектром аномальный фазовый сдвиг не связан с фазой Берри, а обусловлен специфическим соотношением зонных параметров в подзоне  $\Gamma_1$  зоны  $\Gamma_8$  (зеемановское расщепление больше циклотронной энергии), что приводит к появлению дополнительного невырожденного уровня в спектре уровней Ландау.
3. Спектр уровней Ландау валентной зоны КЯ  $\text{HgTe}$  в полуметаллической фазе, полученный в рамках квазиклассического расчета в модели «петли экстремумов», начинается при  $B=0$  с энергии, соответствующей энергии боковых максимумов, и перекрывается с веером уровней Ландау зоны проводимости. Эффект гофрировки приводит к аномальной зависимости циклотронной эффективной массы от энергии с логарифмической расходимостью в седловых точках.
4. Анизотропия магнитосопротивления в зависимости от направления тока в одиночных и двойных квантовых ямах  $n\text{-InGaAs}$ , когда магнитное поле параллельно плоскости двумерной системы и перпендикулярно направлению тока, определяется влиянием магнитного поля на смещение максимума электронной плотности из центра к стенкам квантовой ямы, а также различием эффективного рассеивающего потенциала у противоположных гетерограниц.

#### **Методология и методы исследования**



В работе использованы общепринятые низкотемпературные гальваномагнитные методы исследования полупроводниковых гетероструктур, имеющих холловскую геометрию. Были измерены температурные и магнитополевые зависимости компонент тензора сопротивления в широком интервале температур  $T = (1.8 \div 50)$  К и магнитных полей до  $B = 12$  Т. Результаты измерений анализировались в рамках общепринятых современных физических моделей. Теоретические исследования валентной зоны 20 нм квантовой ямы на основе теллурида ртути выполнены в рамках аналитической модели «петли экстремумов», хорошо зарекомендовавшей себя при описании свойств группы соединений со кристаллической структурой типа вюрцита.

### **Достоверность полученных результатов**

Достоверность полученных в работе результатов обеспечивается их устойчивой воспроизводимостью, использованием аттестованных измерительных приборов и экспериментальных установок, аттестованных методик измерений и методов обработки экспериментальных данных, в том числе, в центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН г. Екатеринбург (Россия). Результаты исследований, представленные в настоящей работе, хорошо согласуются между собой, не противоречат известным в научной литературе данным и представлениям. По материалам проделанной работы были представлены доклады на всероссийских и международных конференциях, результаты исследований опубликованы в рецензируемых научных журналах.

### **Связь работы с научными программами и темами**

Работа выполнялась в ИФМ УрО РАН в соответствии с планом научно-исследовательских работ в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования России темы "Электрон" и "Спин", при частичной поддержке РФФИ, проекты №№. 18-02-00172, 18-32-00382, программы ФИ УрО РАН, 15-9-2-21 и гранта Министерства науки и высшего образования РФ 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

### **Личный вклад автора**

Автор участвовал в постановке цели и задач исследования. Измерения удельного сопротивления в магнитном поле выполнены автором совместно с д.ф.-м.н. Неверовым В.Н., к.ф.-м.н. Гудиной С.В., к.ф.-м.н. Подгорных С.М., Туруткиным К.В. Автор лично проводил обработку экспериментальных данных, полученных на установках в центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН. Расчеты зонного спектра в модели петли экстремумов выполнены автором в сотрудничестве с к.ф.-м.н. Шелушиной Н.Г. Обсуждение результатов и их интерпретация осуществлялись совместно с к.ф.-м.н. Гудиной С.В., к.ф.-м.н. Шелушиной Н.Г., д.ф.-м.н. Неверовым В.Н., к.ф.-м.н. Новокшеновым С.Г., д.ф.-м.н. Якуниным М.В. Автор принимал участие в подготовке к публикации материалов исследований.

### **Апробация работы**

Материалы диссертации были представлены на следующих конференциях и семинарах: XV, XVI, XVII, XIX, XX, XXI Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС), Екатеринбург, 2014, 2015, 2016, 2018, 2019, 2021; XXI, XXII Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (UIWSPS), Екатеринбург-Алапаевск, 2016, 2018; XIX, XXII, XXIII, XXIV Международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», Нижний Новгород, 2015, 2018, 2019, 2020; XXXVII Совещание по физике низких температур (НТ-37), Казань, 2015; XIV Российская конференция по физике полупроводников, Новосибирск, 2019; 12-я Международная Научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники «Мокеровские чтения», Москва, 2021; II Конференция «Физика Конденсированных Состояний», Черногловка, 2021.

### **Публикации:**

По теме диссертационной работы опубликовано 6 статей в научных журналах, включенных в Перечень ВАК, полученные результаты были представлены на международных и российских научных конференциях.

Список статей:

[A1] Quasiclassical calculations of Landau level spectrum for 20.5-nm-wide HgTe quantum well: “extremum loop” model and effects of cubic symmetry / S. V. Gudina, A. S. Bogolubskiy, V. N. Neverov, K. V. Turutkin, N. G. Shelushinina, M. V. Yakunin // *Low Temperature Physics*. — 2021. — V. 47. — P. 7—13.

[A2] Effective Mass and g-Factor of two-dimensional HgTe  $\Gamma_8$ -band electrons: Shubnikov-de Haas oscillations / Neverov V.N., Bogolubskii A.S., Gudina S.V., Podgornykh S.M., Turutkin K.V., Popov M.R., Shelushinina N.G., Yakunin M.V., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A. // *Semiconductors*. — 2020. — V. 54. — P. 982—990.

[A3] “Extremum Loop” Model for the Valence-Band Spectrum of a HgTe/HgCdTe Quantum Well with an Inverted Band Structure in the Semimetallic Phase / S. V. Gudina, A. S. Bogolyubskii, V. N. Neverov, N. G. Shelushinina, M. V. Yakunin // *Semiconductors*. — 2018. — V. 52. — P. 1403—1406.

[A4] Electron Effective Mass and g Factor in Wide HgTe Quantum Wells / S. V. Gudina, V. N. Neverov, E. V. Ilchenko, A. S. Bogolubskii, G. I. Harus, N. G. Shelushinina, S. M. Podgornykh, M. V. Yakunin, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky // *Semiconductors*. — 2018. — V. 52. — P. 12—18.

[A5] Antisymmetric contribution to the magnetoresistance of heterostructures in a parallel magnetic field / A. S. Bogolubskiy, S. V. Gudina, V. N. Neverov, S. G. Novokshonov, M. V. Yakunin // *Low Temperature Physics*. — 2017. — V. 43. — P. 495—498.

[A6] Anomalous phase shift of magneto-oscillations in HgTe quantum well with inverted energy spectrum / S. V. Gudina, A. S. Bogoliubskii, A. S. Klepikova, V. N. Neverov, K. V. Turutkin, S. M. Podgornykh, N. G. Shelushinina, M. V. Yakunin, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky // *Journal of magnetism and magnetic materials*. — 2021. — V. 524. — P. 167655 —167660.

### **Структура и объем работы**

Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения по работе, списка цитируемой литературы, состоящего из 122 наименований. Общий объем диссертации составляет 94 страниц, в том числе 31 рисунок и 3 таблицы.

### **Содержание работы**

В **первой главе** дано краткое описание современных представлений о квантовых гальваномагнитных эффектах в двумерных системах: осцилляциях Шубникова-де Гааза, квантовом эффекте Холла, термоактивационной магнитопроводимости в режиме КЭХ, а также об эффектах в магнитном поле, приложенном параллельно плоскости 2D-системы. Сделан обзор современного состояния исследований свойств широких КЯ на основе теллурида ртути.

Во **второй главе** описана методика эксперимента и исследованные образцы.

В **третьей главе** представлены результаты исследования магнитополевых ( $0 < B < 9$  Т) зависимостей продольного и холловского сопротивлений при фиксированных температурах ( $2.9 < T < 50$  К) для системы HgCdTe/HgTe/HgCdTe с квантовой ямой HgTe шириной 20.3 нм. Активационный анализ кривых магнитосопротивления в областях плато квантового эффекта Холла использован в качестве инструмента для определения щелей подвижности между соседними уровнями Ландау. По найденным значениям энергии активации сделаны оценки эффективной массы и g-фактора электронов в исследуемой системе.

В **четвертой главе** представлены результаты измерений продольного и холловского магнитосопротивления в режиме осцилляций Шубникова - де Гааза для гетероструктур HgCdTe/HgTe/HgCdTe с широкой (20.3 нм) квантовой ямой HgTe. Обнаружен аномальный фазовый сдвиг магнитных осцилляций в области нерасщепленных пиков, и показано, что наблюдаемые фазовые особенности связаны с инвертированным характером спектра в подзоне размерного квантования  $\Pi_1$  исследуемой квантовой ямы HgTe. Полученные результаты сопоставлены с эффектами сдвига фазы магнитоосцилляций и плато КЭХ в монослойном графене.

В **пятой главе** представлено исследование осцилляций Шубникова - де Гааза (ШДГ) при температурах (2.2-10) К в магнитных полях до 2.5 Тл в гетероструктуре HgCdTe/HgTe/HgCdTe

с широкой (20.3 нм) квантовой ямой HgTe с инвертированным зонным спектром. Из анализа температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ в слабых полях и в области двукратно вырожденных пиков магнитосопротивления, найдены значения эффективной массы электронов  $m_c/m_0=(0.022\pm 0.002)$ , что, примерно, вдвое меньше теоретических оценок. В области более сильных магнитных полей для невырожденных пиков магнитосопротивления получена оценка  $m_c/m_0=(0.034\pm 0.003)$ , что хорошо согласуется как с предсказаниями теории, так и с нашими экспериментальными результатами, полученными из анализа активационной проводимости в режиме КЭХ. Обсуждаются причины такого расхождения.

В **шестой главе** представлены результаты квазиклассических расчетов эффективной массы, а также спектра уровней Ландау валентной зоны КЯ HgTe с инвертированной зонной структурой в полуметаллической фазе. Спектр уровней Ландау валентной зоны вычислен как в изотропном приближении (модель «петли экстремумов»), так и с учетом эффектов кубической симметрии (эффектов гофрировки). Показано, что в полуметаллической фазе спектр уровней Ландау валентной зоны стартует при  $B=0$  с энергии, соответствующей энергии боковых максимумов этой зоны, и перекрывается с веером уровней Ландау зоны проводимости.

В **седьмой главе** представлены результаты исследования магнитосопротивления гетероструктур n-GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с одиночной и двойными квантовыми ямами при различных ориентациях магнитного поля относительно плоскости структуры и направлениях тока в ней. Обнаружен антисимметричный вклад в магнитосопротивление 2D системы для случая, когда магнитное поле параллельно плоскости гетероструктуры. Проведен всесторонний анализ наблюдаемой анизотропии магнитосопротивления в зависимости от взаимного направления ток и магнитного поля и ориентации последнего относительно плоскости гетероструктуры.

Основные **результаты** работы изложены в заключении в конце каждой главы и обобщены в выводах к диссертационной работе.

## Глава 1. Гальваномагнитные эффекты в проводимости двумерного электронного газа

### 1.1 Осцилляции Шубникова-де Гааза

Исследование эффекта Шубникова - де Гааза (ШДГ) является одним из мощных методов изучения энергетического спектра электронов в полупроводниках. Измерение периода осцилляций ШДГ дает информацию о площади экстремальной поверхности Ферми (о концентрации электронов), анализ температурных и магнитополевых зависимостей амплитуды осцилляций позволяет определить эффективную массу, а также сделать выводы о механизмах релаксации носителей заряда и спиновом расщеплении энергетических уровней [11; 25; 26].

Квантовая теория эффектов ШДГ для объемных полупроводников в сильных магнитных полях была разработана Адамсом и Гольштейном [27]. Авторами получено выражение для магнитосопротивления в пределе вырожденного электронного газа, для случая сферических энергетических поверхностей и для рассеяния как на короткодействующем, так и на дальнедействующем кулоновском потенциале.

В последние годы интерес фундаментальных и прикладных исследований в области физики полупроводников сместился с объемных материалов на низкоразмерные структуры. Однако, в двумерных системах осцилляции плотности состояний вблизи уровня Ферми (и, следовательно, осцилляции магнитосопротивления) возникают в меньших магнитных полях, при  $\omega_c \tau \leq 1$ . Расчет тензора проводимости в режиме осцилляций Шубникова - де Гааза в двумерных системах проводится с использованием диаграммной техники, поскольку параметр  $1 / \omega_c \tau$  не мал [8; 28–30].

Ишихара и Смрчка [28] вывели конкретную формулу для компонент тензора проводимости и удельного сопротивления двумерных (2D) электронных систем в режиме квантовых осцилляций в малых / промежуточных полях. Эти формулы показывают, что осцилляции в этих величинах непосредственно представляют поведение плотности состояний:

$N(\varepsilon) = N_0(\varepsilon) + \Delta N(\varepsilon)$ , где  $N_0$  и  $\Delta N$  являются гладкой и осцилляционной частью плотности состояний, соответственно.

Оставляя только члены, линейные по  $\Delta N / N_0$ , можно прийти к простому выражению [28]:

$$\rho_{xx} = \rho_0(1 + 2 \Delta N(\varepsilon_F) / N_0) \quad (1.1)$$

В структурах с квантовыми ямами, где движение носителей квантовано в направлении оси роста, электронный спектр во внешнем магнитном поле, перпендикулярном плоскости квантовой ямы, становится дискретным. С учетом спинового расщепления имеем:

$\varepsilon_n = \hbar\omega_c(n + \frac{1}{2}) \pm \frac{g\mu_B B}{2}$ , где  $\varepsilon_n$  - энергия  $n$ -го уровня Ландау, отсчитанная от дна размерно-квантованной подзоны,  $\omega_c = eB/m$  - циклотронная частота,  $m$  - эффективная масса и  $g$  - фактор Ланде электрона,  $\mu_B$  - магнетон Бора. Плотность состояний двумерной системы в квантующем магнитном поле можно представить в виде [30]

$$\begin{aligned} N(\varepsilon) &= \frac{1}{2\pi^2 l_B^2} \text{Im} \sum_{s=\pm 1} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\varepsilon - \hbar\omega_c \left( n + \frac{1}{2} + s \frac{gm}{4m_0} \right) - \Sigma(\varepsilon)} = \\ &= \frac{m}{2\pi^2 \hbar^2} \sum_{s=\pm 1} \text{Im} \Psi \left( \frac{1}{2} + s \frac{gm}{4m_0} - \frac{\varepsilon - \Sigma}{\hbar\omega_c} \right) \end{aligned} \quad (1.2)$$

где  $l_B = (\hbar/eB)^{1/2}$  - магнитная длина,  $\Psi(z) = d \ln \Gamma(z) / dz$  - дигамма-функция, логарифмическая производная гамма-функции, собственноэнергетическая часть  $\Sigma = \Delta + i\hbar/2\tau_q$ , где  $\Delta$  и  $\hbar/2\tau_q$  - сдвиг и уширение уровней энергии, соответственно ( $\tau_q$  - квантовое время жизни уровня Ландау).

В области больших квантовых чисел ( $\varepsilon \gg \hbar\omega_c$ ), когда под уровнем Ферми имеется большое количество уровней Ландау ( $n \gg 1$ ), обычно применяется подход, основанный на формуле суммирования Пуассона [11; 25; 26]. Тогда мы получаем простую асимптотическую формулу ( $k = 1, 2, 3, \dots$  - номер гармоники):

$$N(\varepsilon) = \frac{m}{2\pi \hbar^2} \left[ 1 + 2 \sum_{s=\pm 1} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \exp(-\pi k / \omega_c \tau_q) \cos 2\pi k \left( \frac{\varepsilon}{\hbar\omega_c} - s \frac{gm}{4m_0} \right) \right] \quad (1.3)$$

С учетом теплового размытия поверхности Ферми  $N(\varepsilon_F) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left( -\frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \right) N(\varepsilon) d\varepsilon$  получаем:

$$N(\varepsilon_F) = \frac{m}{2\pi \hbar^2} \left[ 1 + 2 \sum_{s=\pm 1} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{\alpha k}{\text{sh}(\alpha k)} \exp(-\pi k / \omega_c \tau_q) \cos 2\pi k \left( \frac{\varepsilon_F}{\hbar\omega_c} - s \frac{gm}{4m_0} \right) \right] \quad (1.4)$$

В случае спинового вырождения обычно производится суммирование по  $s = \pm 1$ , тогда

$$N(\varepsilon_F) = \frac{m}{2\pi \hbar^2} \left[ 1 + 4 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{\alpha k}{\text{sh}(\alpha k)} \exp(-\pi k / \omega_c \tau_q) \cos 2\pi k \left( \frac{\varepsilon_F}{\hbar\omega_c} \right) \cos 2\pi k \left( \frac{gm}{4m_0} \right) \right] \quad (1.5)$$

$$\text{при } \alpha = \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\omega_c}$$

Формула для первой гармоники выглядит следующим образом:

$$N(\varepsilon_F) = \frac{m}{2\pi\hbar^2} \left[ 1 - 4 \left( \frac{\alpha}{\text{sh}(\alpha)} \exp(-\pi/\omega_c \tau_q) \cos 2\pi \left( \frac{gm}{4m_0} \right) \cos 2\pi \left( \frac{\varepsilon_F}{\hbar\omega_c} \right) \right) \right] \quad (1.6)$$

Использование этого выражения в (1.1) дает компоненты удельного сопротивления при конечных температурах.

Для магнитоосцилляций в невзаимодействующем ферми-газе имеет место формула Лифшица-Косевича [11; 26], адаптированная для двумерного случая и действительная для малой амплитуды осцилляций  $\Delta\rho/\rho \ll 1$ ,

$$\frac{\Delta\rho_{xx}^{osc}(B,T)}{\rho_0} = 2 \frac{\Delta N^{osc}(\varepsilon_F)}{N_{2D}} = A(B,T) \cos 2\pi \left( \frac{\varepsilon_F}{\hbar\omega_c} \right) \quad (1.7)$$

где  $N_{2D} = \frac{m}{\pi\hbar^2}$  и амплитуда осцилляций имеет вид:

$$A(B,T) = 4 \frac{\alpha}{\text{sh}\alpha} \exp(-\pi/\omega_c \tau_q) \cos 2\pi \left( \frac{gm}{4m_0} \right) \quad (1.8)$$

## 1.2 Квантовый эффект Холла

Открытие фон Клитцингом с соавторами целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ) [13; 31] привело к созданию новой области в физике конденсированного состояния, сочетающей топологию и локализацию Андерсона. В перпендикулярном магнитном поле  $B$  электроны в двумерной системе движутся по круговым циклотронным орбитам, энергетический спектр квантован и состоит из дискретных уровней Ландау с энергиями  $E_N = (N + 1/2)\hbar\omega_c$ , где  $N$  - целое число.

Беспорядок уширяет каждый уровень Ландау в полосу и локализует все электронные состояния в объеме, за исключением единственной энергии в центре каждой полосы. На границах системы, движение (прыжки) по неполным циклотронным орбитам приводит к существованию краевых состояний, протяженных вдоль границы и делокализованных даже при наличии беспорядка, именно существование краевых состояний и приводит к формированию плато на холловской проводимости [32].

Таким образом, система в квантово - холловском состоянии является примером топологического изолятора, изолятора в объеме с защищенными краевыми состояниями. Когда энергия Ферми проходит через одно из критических состояний  $E_c$  в центре уширенного уровня Ландау, в системе происходит квантовый фазовый переход между двумя локализованными фазами. Этот переход относится к типу переходов Андерсона, и критический показатель  $\nu$  описывает расходимость  $\xi \sim |E - E_c|^{-\nu}$  длины локализации  $\xi$  в критической ЦКЭХ - точке  $E_c$  [33; 34].

Экспериментально квантовый эффект Холла (КЭХ) проявляется следующим образом: в сильном магнитном поле ( $\omega_c\tau > 1$ ) при низких температурах ( $\hbar\omega_c \gg k_B T$ ) в зависимости холловской проводимости,  $\rho_{xy}$  (двумерных электронов от их концентрации или в зависимости холловского сопротивления от величины магнитного поля наблюдаются плато ( $\tau$  – время релаксации импульса,  $k_B$  – постоянная Больцмана) [14].

Плато КЭХ соответствуют минимумы продольного сопротивления,  $\rho_{xx}$  и при небольших номерах плато КЭХ оно обращается в 0. При этом тензор сопротивления в области плато КЭХ принимает вид:

$$\rho = \begin{bmatrix} 0 & \frac{h}{ie^2} \\ -\frac{h}{ie^2} & 0 \end{bmatrix} \quad (1.9)$$

где  $i$  может принимать только целые значения. С другой стороны, областям перехода холловского сопротивления с одного плато на другое отвечают максимумы продольного сопротивления.

Рисунок 1. 1 иллюстрирует квантовый эффект Холла в гетероструктуре GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub> при температуре  $T = 66$  мК.

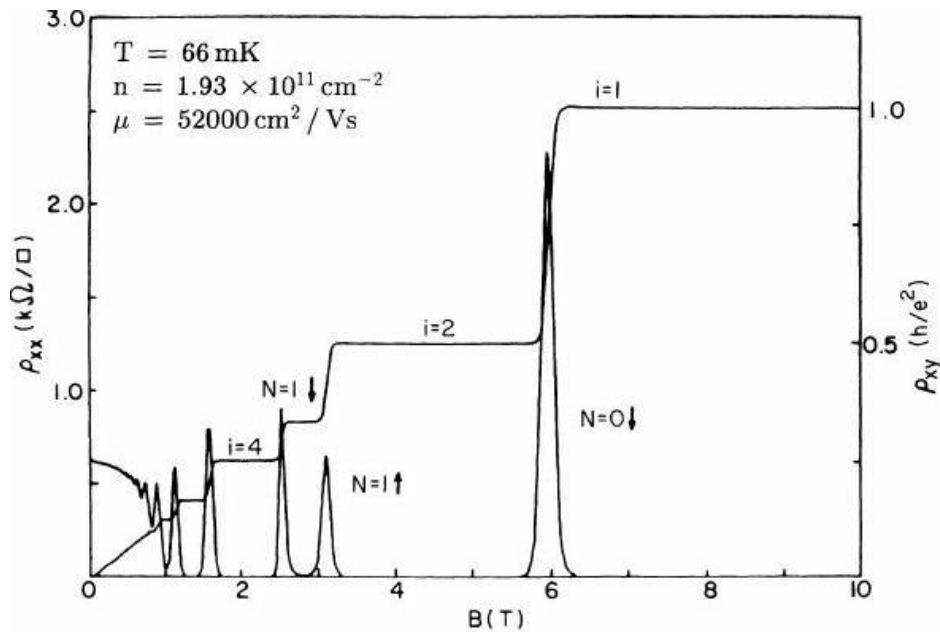


Рисунок 1. 1 – Зависимости компонент тензора сопротивления  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  от магнитного поля  $B$  для гетероструктуры GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>.  $N=1\downarrow, 1\uparrow, 0\downarrow$  - номера спин ( $\downarrow\uparrow$ ) расщепленных уровней Ландау,  $n$  – концентрация носителей,  $\mu$  – подвижность [35].

Если магнитное поле  $B$  приложить перпендикулярно плоскости двумерного электронного газа (вдоль оси  $z$ ), то электроны будут двигаться по циклотронным орбитам, перпендикулярным магнитному полю. Электрические транспортные свойства такой системы теперь будут определяться положением уровня Ферми относительно уровней Ландау.



Когда верхний уровень наполовину заполнен, система ведет себя как хороший проводник и ее диагональная проводимость,  $\sigma_{xx}$  достигает максимума. Если верхний уровень полностью заполнен, наличие энергетической щели между этим и следующим пустым уровнями Ландау препятствует рассеянию, что приводит к исчезновению компоненты тензора проводимости  $\sigma_{xx}$  при  $T=0$  К. Но недиагональная часть тензора проводимости,  $\sigma_{xy}$  не равна нулю. Система в таком состоянии является недиссипативной, и диагональное сопротивление (продольное сопротивление)  $\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}$  исчезнет при  $T=0$  К.

Классическое выражение для холловского напряжения  $U_{xy}$  в двумерном электронном газе с поверхностной плотностью носителей  $n_s$  имеет вид:

$$U_{xy} = \frac{B}{n_s e} I \quad (1.10)$$

Вычисление холловской компоненты тензора сопротивления  $\rho_{xy} = U_{xy}/I$  при условии, что  $i$  уровней энергии полностью заняты ( $n_s = i n_B$ , здесь  $n_B = \frac{eB}{h}$  - число состояний на уровне Ландау), приводит к выражению:

$$\rho_{xy} = \frac{B}{i n_B e} = \frac{h}{i e^2} \quad (1.11)$$

Холловское сопротивление будет квантовано, если плотность носителей  $n_s$  и магнитное поле  $B$  согласованы таким образом, что степень заполнения энергетических уровней  $i = \frac{n_s}{n_B}$  является целым числом.

Таким образом, в области плато КЭХ продольное сопротивление (продольная проводимость) обращается в ноль. Это происходит, когда уровень Ферми находится в области локализованных состояний; области перехода между плато КЭХ отвечает ненулевое продольное сопротивление (продольная проводимость), что соответствует прохождению уровнем Ферми делокализованных состояний.

На рисунке 1.2(в) заштрихованные области соответствуют локализованным состояниям, при этом продольная проводимость обращается в ноль (Рисунок 1.2(б)), поперечная равна  $ie^2/h$ , т.е. наблюдается плато (Рисунок 1.2(а)).

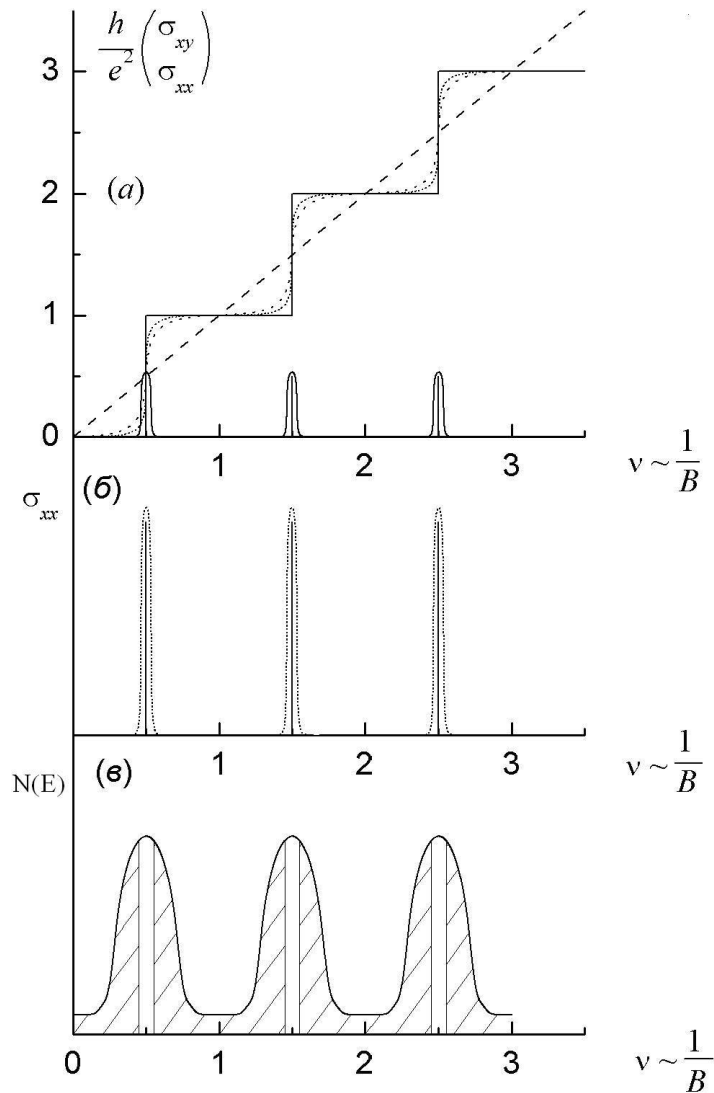


Рисунок 1.2 – Схематическое изображение КЭХ [36]

Экспериментально квантовый эффект Холла проявляется наличием плато на полевой зависимости холловского сопротивления при его определенных значениях. Значение холловского сопротивления не зависит от геометрических размеров образца [36].

### 1.3 Метод термоактивационной магнитопроводимости в режиме квантового эффекта Холла

Трактовка квантового эффекта Холла (КЭХ) оказалась тесно связанной с проблемой локализации электронов в неупорядоченной системе в квантующем магнитном поле. В работах Лафлина [37] и Гальперина [38] было показано, что для существования КЭХ необходимо наличие узких полос делокализованных состояний вблизи середины каждой из подзон Ландау при условии, что все остальные состояния являются локализованными.

В настоящее время считается общепринятым, что появление квантованных плато на зависимости  $\rho_{xy}(B)$  при исчезающе малых значениях  $\rho_{xx}$  обусловлено существованием щелей

подвижности в плотности состояний неупорядоченной 2D -системы в квантующем магнитном поле [14].

Идея метода определения плотности состояний 2D-электронов из анализа термоактивационной магнитопроводимости [16; 39; 40] основана на утверждении, что в режиме КЭХ электронные состояния в щелях между уровнями Ландау являются локализованными, а протяженные состояния сосредоточены в узкой области вблизи уровней Ландау. Поскольку в области щелей энергетического спектра электронные состояния локализованы, магнитопроводимость  $\sigma_{xx}$  (и магнитосопротивление  $\rho_{xx}$ ) в этом случае отличается от нуля (при не очень низких температурах  $T > 1.5$  К) за счет термоактивации электронов и дырок с уровня Ферми в зоны подвижных состояний (см. рисунок 1.1). Рисунок 1.3 качественно иллюстрирует распределение одночастичной плотности состояний в условиях, близких к целочисленному заполнению уровней.

В режиме КЭХ край подвижности  $E_c$ , разделяющий локализованные и делокализованные состояния, расположен вблизи центра уширенного уровня Ландау. Если уровень Ферми находится в области локализованных состояний в щели подвижности, то термическое возбуждение электронов в узкие полосы делокализованных состояний (шириной  $\Gamma$ ) в центре каждого из уровней Ландау должно приводить к активационному поведению проводимости  $\sigma_{xx}$  (а также и  $\rho_{xx} \propto \sigma_{xx}$ )

Для узкой полосы делокализованных состояний ( $\Gamma \ll kT$ ) находим

$$\sigma_{xx} = \sigma_c \frac{\Gamma}{kT} F\left(\frac{E_A}{kT}\right) \quad (1.12)$$

здесь  $E_A = |E_c - E_F|$ , а  $F(x) = \frac{\exp(-x)}{[1+\exp(-x)]^2} = \left[4ch^2\left(\frac{x}{2}\right)\right]^{-1}$ . При  $E_A \gg kT$  из (1.12)

следует обычное активационное поведение проводимости  $\sigma_{xx} \propto \exp\left(-\frac{E_A}{kT}\right)$ .

При учете вклада в проводимость двух соседних уровней Ландау ( $E_{c1} \leq E_F \leq E_{c2}$ ), т.е. рассматривая одновременно электронный и дырочный вклады в проводимость, имеем

$$\sigma_{xx} = \sigma_c \frac{\Gamma}{kT} \left[ F\left(\frac{E_{A1}}{kT}\right) + F\left(\frac{E_{A2}}{kT}\right) \right] \quad (1.13)$$

где  $E_{Ai} = |E_F - E_{ci}|$ , ( $i = 1, 2$ ). В соотношении (1.13) мы пренебрегли возможной разницей величин  $\sigma_c$  и  $\Gamma$  для различных уровней Ландау. Здесь  $E_{A2} = E_{c2} - E_F$  есть энергия активации электронов в ближайшую незаполненную полосу делокализованных состояний при  $E = E_{c2}$ , а  $E_{A1} = E_{c1} - E_F$  энергия активации дырок в полностью заполненную при  $T = 0$  полосу делокализованных состояний при  $E = E_{c1}$ .

Заметим, что сумма энергий активации электронов и дырок  $E_{A1} + E_{A2} = W$ , где  $W = E_{c2} - E_{c1}$  есть ширина щели подвижности, соответствующая энергетическому зазору между соседними

уровнями Ландау с точностью до уширения  $\Gamma$ . Максимальное значение энергии активации  $E_{\max}$  достигается для целочисленного фактора заполнения  $\nu = n/n_B$  ( $n$  — концентрация электронов,  $n_B = eB/h$  — кратность вырождения уровня Ландау), когда уровень Ферми лежит в середине между уровнями Ландау  $E_{A1}=E_{A2}$ . Эмпирически именно так получают оценку для ширины щели подвижности:  $W = 2E_A^{\max}$

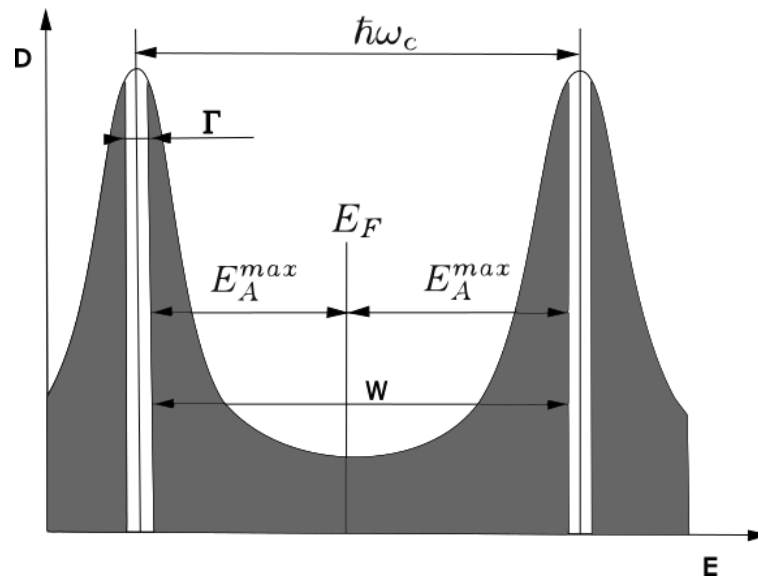


Рисунок 1.3 –Качественная картина плотности состояний 2D-электронов в сильном поперечном магнитном поле. Показано положение уровня энергии Ферми  $E_F$  соответствующее максимальной энергии активации  $E_A^{\max}$ ,  $\hbar\omega_c$  - циклотронная энергия,  $\Gamma$  – уширение уровня Ландау. Закрашена область локализованных состояний. Рисунок приводится по [39].

#### 1.4 Эффекты в параллельном магнитном поле

Магнитное поле, приложенное параллельно плоскости идеальных двумерных систем, не влияет на их проводимость (сопротивление). Реальные двумерные структуры имеют конечные размеры в поперечном направлении, что приводит к появлению зависимости сопротивления от продольного магнитного поля. Это эффект диамагнитного сдвига [8], подавление туннелирования между ямами в системах с двойными квантовыми ямами [41], проявление шероховатостей гетерограниц в эффекте слабой локализации [42]. Первые два эффекта связаны с перестройкой энергетического спектра КЯ в магнитном поле, параллельном плоскости гетероструктуры. Возможность наблюдения эффекта слабой локализации в продольном магнитном поле обусловлена наличием шероховатостей гетерограниц квантовой ямы.

Природа еще одного эффекта, предсказываемого в параллельной конфигурации магнитного поля относительно двумерной плоскости структуры [18], связывается с асимметричным рассеянием и наглядно моделируется на Рисунке 1.4.

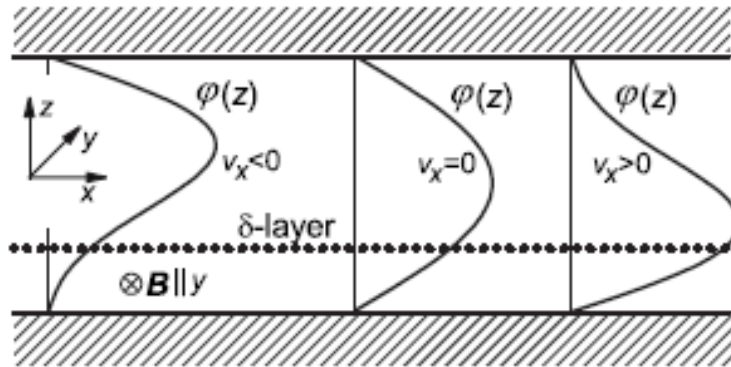


Рисунок 1.4 – Микроскопическая причина асимметрии рассеяния электронов в двумерной плоскости слоем примесей (пунктирная линия), который смещен относительно центра КЯ. Благодаря силе Лоренца магнитное поле  $\mathbf{B} \parallel y$  толкает электроны с положительной (отрицательной) скоростью к нижней (верхней) гетерогранице, увеличивая (уменьшая) вероятность рассеяния. Рисунок приводится по [18].

Микроскопически асимметрия рассеяния возникает из-за силы Лоренца, которая действует на движущиеся носители заряда и изменяет их волновые функции. Эффект легче всего понять, если учесть изменение вероятности рассеяния, вызванное структурной асимметрией. Этот случай проиллюстрирован на рисунке 1.4 для рассеяния электронов на примесях. Асимметрия структуры здесь моделируется размещением  $\delta$ -слоя примесей (показан пунктирной линией) ближе к нижнему интерфейсу, а не точно в центре КЯ. Магнитное поле  $\mathbf{B}$  приложено вдоль оси  $y$ . Электроны со скоростями  $\mathbf{v}_x = \mathbf{k}_x \times \mathbf{m}^*$ ,  $\mathbf{m}^*$  — эффективная масса, движутся в плоскости КЯ. Благодаря силе Лоренца  $\mathbf{F}_L$ , магнитное поле  $\mathbf{B} \parallel y$  смещает электроны к нижней или верхней гетерогранице в зависимости от знака их скорости  $\mathbf{v}_x$ . Это приводит к модификации волновой функции размерного квантования электронов  $\varphi_z$ , которая становится зависимой от  $v_x$ , как показано на рисунке 1.4. Поскольку  $\delta$ -слой примесей смещен от центра КЯ к нижней гетерогранице, волновая функция электронов с положительной скоростью  $v_x$  сильнее взаимодействует с примесным потенциалом, чем функция электронов с отрицательной  $v_x$ . В результате электроны с  $v_x > 0$  имеют вероятность рассеяния больше, чем электроны с  $v_x < 0$ , что приводит к асимметрии рассеяния в плоскости.

На электрон, движущийся в плоскости квазидвумерной квантовой ямы (КЯ  $\parallel$  OXY), помещенной в параллельное магнитное поле  $\mathbf{B} = (0, B, 0)$ , действует сила Лоренца

$$\mathbf{F}_L = e\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.14)$$

направление которой зависит от ориентации вектора скорости  $\mathbf{v}$ . Как следствие, электроны, движущиеся вдоль оси в положительном (отрицательном) направлении, смещаются в сторону нижней (верхней) гетерограницы КЯ (считая от подложки гетероструктуры), что на языке квантовой механики означает модификацию волновых функций и спектра размерного квантования. Проиллюстрируем это на примере простой модели КЯ в магнитном поле с векторным потенциалом  $\mathbf{A} = (B_z, 0, 0)$ , гамильтониан которой имеет вид

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2m}(\mathbf{p} - e\mathbf{A})^2 + U(z) = \mathcal{H}_0 + \hbar\omega_c k_x z + \frac{m}{2}\omega_c^2 z^2 \quad (1.15)$$

Здесь  $U(z)$  – удерживающий потенциал,  $\mathcal{H}_0$  – гамильтониан рассматриваемой модели в отсутствие магнитного поля.

Возмущение, вносимое включением параллельного магнитного поля (второе и третье слагаемые в правой части уравнения (1.15)), перемешивает различные собственные состояния  $\{\varphi_n(z), \mathcal{E}_n\}$  невозмущенного гамильтониана  $\mathcal{H}_0$ . Это, в свою очередь, ведет к зависящей от величины и знака  $k_x$  асимметрии плотности распределения волновых функций размерного квантования  $|\psi_{n,k_x}(z)|^2$  относительно центральной линии ( $z = 0$ ). Действительно, в линейном по  $\mathbf{B}$  приближении [18]

$$\psi_{n,k_x}(z) = \varphi_n(z) + \hbar\omega_c k_x \sum_{l \neq n} \frac{z_{ln} \varphi_l(z)}{\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_l} \quad (1.16)$$

где  $z_{ln} = \langle \varphi_l | z | \varphi_n \rangle$  – матричный элемент  $z$ -координаты электрона. Вычисленное на волновых функциях (1.16) среднее значение  $z$ -координаты

$$\bar{z}_n(k_x) \simeq 2\hbar\omega_c k_x \sum_{l \neq n} \frac{|z_{ln}|^2}{\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_l} \quad (1.17)$$

отлично от нуля и характеризует величину смещения электронной плотности вдоль оси.

Таким образом, "центры тяжести" волновых функций размерного квантования электронов, движущихся в положительном (отрицательном) направлении оси  $x$ , смещены вниз (вверх) относительно центра КЯ [18]. Как следствие, электроны испытывают преимущественное рассеяние в случайном поле, локализованном вблизи соответствующей гетерограницы. Если эффективный рассеивающий потенциал у разных гетерограниц КЯ отличается, то величина сопротивления (проводимости) при протекании тока в одном и другом направлении будет различаться.

Влияние параллельного магнитного поля  $B$  на волновые функции размерного квантования экспериментально зафиксировано в [17]. В этой работе исследовалась излучательная рекомбинация 2D-электронов из одиночного гетероперехода GaAs-AlGaAs с

дырками, фотовозбужденными на акцепторах дельта-слоя, расположенного на некотором расстоянии от гетерограницы. Обнаруженная в [17] полевая зависимость темпа рекомбинации, пропорционального амплитуде волновой функции 2D-электрона  $\psi(z)$  вблизи дельта-слоя, объясняется изменением профиля  $\psi(z)$  с ростом продольного магнитного поля, а именно, перемещением максимума распределения электронной плотности под действием силы Лоренца и (в области достаточно сильных магнитных полей) локализацией  $\psi(z)$  в пределах магнитной длины.

### 1.5 Свойства широких квантовых ям HgTe в полуметаллической фазе

Исторически широкая КЯ на основе HgTe была одной из первых качественных структур, выращенных в ИФП СО РАН [43].

Критическое поведение проводимости в режиме КЭХ и переходы плато-плато и квантовая холловская жидкость – изолятор в широких КЯ теллурида ртути исследованы в работах [2; 43; 44]. Впервые прыжковая проводимость в режиме КЭХ в этих структурах продемонстрирована в работе [45]. Явления локализации-делокализации носителей заряда в режиме КЭХ подробно изучены в [46; 47].

Исследованию параметров энергетического спектра гетероструктур HgTe/CdHgTe с широкими ямами уделялось значительное внимание.

Эффективная масса носителей заряда, полученная из измерений циклотронной резонансной фотопроводимости, и ее зависимость от концентрации электронов и ширины КЯ (8, 16, 21 нм) изучена в [2; 48]. Авторы отмечают значительно более высокую точность этого прямого метода по сравнению с анализом температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ, который дает погрешность определения  $m^* \pm 20\%$ , и погрешность еще увеличивается при уменьшении концентрации носителей заряда  $n_s < 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Показано, что при одинаковой концентрации электронов не удалось обнаружить различия в положении пиков резонансной фотопроводимости, что свидетельствует о слабой зависимости эффективной массы от ширины КЯ. Этот факт был интерпретирован как влияние заметной непараболичности зоны проводимости, вызванной бесщелевой природой объемного HgTe. В то же время обнаружена заметная зависимость эффективной массы от концентрации носителей заряда, в диапазоне  $2 \cdot 10^{11} \cdot \text{см}^{-2} < n_s < 10^{12} \text{ см}^{-2}$  она увеличилась от  $(0.0260 \pm 0.0005)m_0$  до  $(0.0335 \pm 0.0005)m_0$  (Рисунок 1.5).

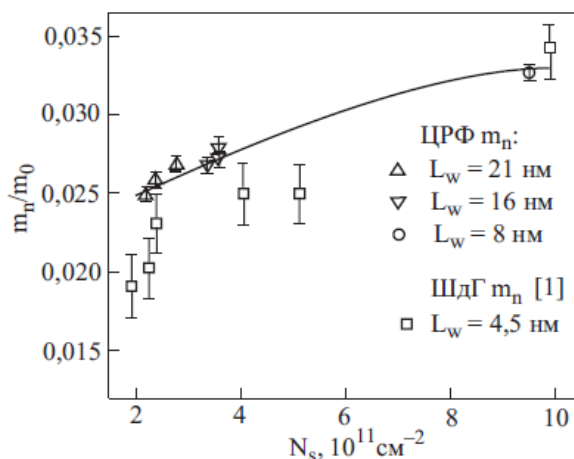


Рисунок 1.5 – Эффективная масса двумерных электронов в (013) HgTe КЯ различных толщин при изменении концентрации электронов. Для ямы толщиной 4,5 нм масса определена из температурной зависимости шубниковских осцилляций. Для остальных ям масса измерена по положению пика резонансной фотопроводимости. Рисунок приводится по [2].

В работе [20] эффективный  $g$ -фактор,  $g^*$ , в зоне проводимости КЯ HgTe ( $\text{Hg}_{0.37}\text{Cd}_{0.63}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Hg}_{0.27}\text{Cd}_{0.73}\text{Te}$ ) шириной 20 нм с инвертированной зонной структурой измерялся разными способами: по структуре осцилляций ШдГ и КЭХ и их развитию при активации с температурой; из эффекта совпадения в наклонных магнитных полях и из активационного анализа особенностей в эффекте совпадения, снятых при постоянной температуре, в зависимости от параллельной компоненты магнитного поля при фиксированном факторе заполнения. Авторы отмечают, что наблюдение эффекта совпадения в режиме КЭХ возможно благодаря выполнению условия  $g^*m^*/m_0 > 1$  в исследуемом материале. Показано, что в то время как в чисто перпендикулярных магнитных полях полученное значение  $|g^*|$  находится в диапазоне 50-60, значительно меньшие и гораздо меньшие значения получаются из экспериментов, включающих параллельную составляющую поля (Таблица 1.1).

Структура КЭХ	$42 < g^* < 84$
начало осцилляций ШдГ и их спинового расщепления	$g^* = 57.5$
$\rho_{xx \min}(T) [v]$	нечетные $v$ : $g^* = 50.8$
	четные $v$ : $m^*/m_0 = 0.022$
Метод совпадений	$g^* = 33$
$\rho_{xx}(B_{\parallel}) [v = 2]$	$g^* = 8$

Таблица 1.1 – Расчитанные значения  $g^*$ . Таблица приводится по [20].



Это может быть связано с анизотропией  $g$ -фактора  $g_{\perp}/g_{\parallel} \approx 5$ . Предполагается, что основным источником этой гигантской анизотропии является квазидвумерный характер спиновых расщеплений в зоне проводимости КЯ HgTe, хотя следует также учитывать спиновое расщепление в нулевом поле из-за сильного спин-орбитального взаимодействия.

В [49] сообщается о результатах исследования двумерной электронной системы, двумерного полуметалла, которая наблюдается в широких КЯ на основе теллурида ртути  $\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$ , имеющих инвертированный зонный спектр, с акцентом на проводимость при одновременном присутствии электронов и дырок. Эксперименты по магнитотранспорту подтверждают существование полуметаллического состояния в КЯ с ориентациями 013 и 112 и толщиной 18–21 нм. Показано, что зона проводимости и валентная зона перекрываются на величину 3–5 мэВ. Сравнение экспериментально определенного перекрытия зон с теоретическим расчетом энергетического спектра выявляет принципиальную роль деформационных эффектов в формировании полуметаллического состояния. Рассмотрены свойства двумерного полуметалла в режиме КЭХ с акцентом на таковые вблизи точки зарядовой нейтральности. Отмечены сходства и различия между поведением 2D полуметаллической фазы в КЯ HgTe и в графене в режиме КЭХ. Здесь имеется некоторое сходство с точки зрения транспортных свойств в точке зарядовой нейтральности. Но есть важное отличие, заключающееся в том, что электроны и дырки в графене присутствуют в точке Дирака только в магнитном поле, а КЯ HgTe всегда заполнена электронами и дырками.

В работах [21; 50] представлены результаты экспериментальных исследований магнитосопротивления, эффекта Холла и эффекта ШдГ в магнитных полях до 8 Тл, выполненных на полупроводниковых структурах с одиночной КЯ HgTe шириной 20.2 нм в гетероструктуре  $\text{Hg}_{0.42}\text{Cd}_{0.58}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Hg}_{0.42}\text{Cd}_{0.58}\text{Te}$ . Исследования проведены на образцах с полевым электродом в широком диапазоне концентраций электронов и дырок. Анализ экспериментальных данных позволил реконструировать энергетический спектр электронов и дырок вблизи экстремумов подзон размерного квантования (Рисунок 1.6). Авторы отмечают, что значения эффективных масс электронов и дырок, определенные из анализа температурных зависимостей амплитуды осцилляций ШдГ, в пределах экспериментальной погрешности, равной 20%, оказались не зависящими от концентраций:  $m^* = 0.02m_0$ . Показано, что закон дисперсии носителей заряда в исследованных системах отличается от закона, рассчитанного в рамках 6-зонной  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -модели.

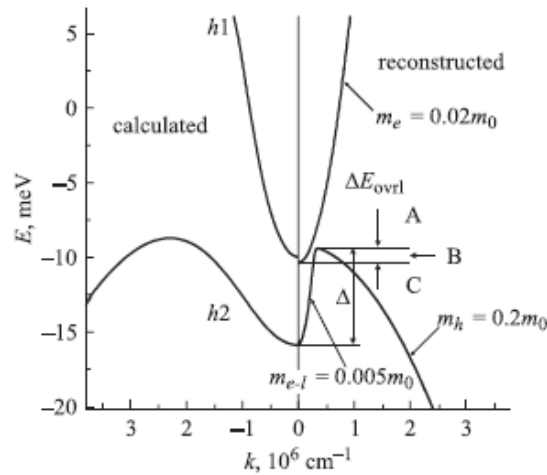


Рисунок 1.6 – Закон дисперсии  $E(k)$ , рассчитанный в рамках шести-зонной  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -модели (левая часть рисунка) и восстановленный из экспериментальных данных (правая часть рисунка). Рисунок приводится по [50].

Структуры с широкой (20 нм) КЯ HgTe, отличавшиеся содержанием Cd в барьере (HgTe/Hg<sub>0.36</sub>Cd<sub>0.64</sub>Te и HgTe/Hg<sub>0.27</sub>Cd<sub>0.73</sub>Te), были исследованы в [22]. Из анализа амплитуды осцилляций ШдГ в слабых магнитных полях определена эффективная масса электронов на уровне Ферми, которая обнаружила зависимость от концентрации 2D электронов:  $m_c = 0.0265m_0$  и  $0.030m_0$  в образцах с  $n_S = 4.8 \cdot 10^{11}$  и  $7.3 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, соответственно (Рисунок 1.7). Полученные значения находятся в хорошем согласии с результатами измерения циклотронного резонанса, проведенными для этих структур, и теоретическими расчетами, выполненными в одноэлектронном приближении с использованием 8-зонного  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -гамильтониана. Кроме того, исследовано обменное усиление  $g$ -фактора электронов, определенного с помощью метода активационной магнитопроводимости (Рисунок 1.8). Вблизи нечетных факторов заполнения уровней Ландау эффективный  $g$ -фактор имел следующие значения ( $\nu = 3-9$ ):  $g = 40-80$  и  $g = 10-20$  для образцов с различным содержанием Cd в барьерах, соответственно, что существенно превышает «одноэлектронные» значения и обусловлено обменным взаимодействием. Обнаруженная зависимость величины усиления  $g$ -фактора от концентрации электронов связывается с изменением вкладов дырочно- и электроноподобных состояний в обменные поправки к энергиям уровней Ландау в зоне проводимости.

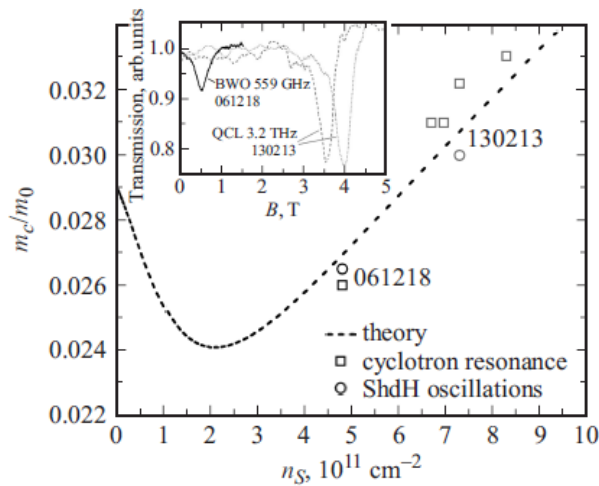


Рисунок 1.7 – Зависимость эффективной массы на уровне Ферми от концентрации 2D электронов в двух образцах. Пунктирная кривая соответствует результатам теоретических расчетов, выполненных с использованием 8-зонного  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -гамильтониана. Круглыми и квадратными символами представлены экспериментальные значения, полученные из анализа температурной зависимости амплитуды осцилляции ШдГ и измерений циклотронного резонанса, соответственно. Рисунок приводится по [22].

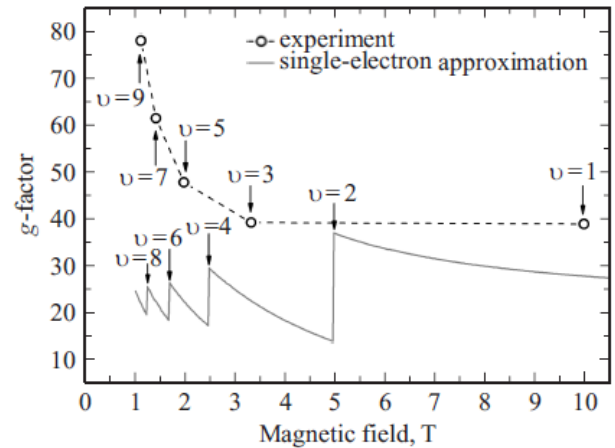


Рисунок 1.8 – Зависимость  $g$ -фактора электронов на уровне Ферми от магнитного поля. Символы соответствуют экспериментальным значениям, полученным из анализа температурной зависимости  $R_{xx}$  при нечетных факторах заполнения. Пунктирные кривые проведены для наглядности. Сплошная кривая — результаты одноэлектронного расчета с использованием 8-зонного  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -гамильтониана. Стрелками отмечены магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения УЛ. Рисунок приводится по [22].

В [24] исследованы осцилляции ШдГ в наклонных магнитных полях в структурах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x=0.6-0.7$ ) с шириной КЯ 16 и 20 нм. Определено отношение спинового расщепления к орбитальному в зоне проводимости в широком диапазоне концентрации электронов. Величина этого отношения и его зависимость от концентрации удовлетворительно согласуется с расчетами спектра в рамках 8-зонной  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -модели. Показано, что эффективный  $g$ -фактор анизотропен,  $g_{\parallel} < g_{\perp}$ . Анизотропия очень велика при малых концентрациях, но быстро уменьшается с ростом концентрации, стремясь к единице при  $n_e = (3-4) \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$

В работе [23] экспериментально исследован энергетический спектр зоны проводимости в КЯ  $\text{HgTe}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x=0.39\div 0.80$ ) (шириной  $d = (4,6-20,2)$  нм (для КЯ шириной 20.2 нм  $x=0.58$ ) в широком диапазоне концентрации электронов. Для этого была измерена зависимость

эффективной массы от электронной концентрации двумя методами: путем анализа температурной зависимости амплитуд осцилляций ШдГ и с помощью измерений квантовой емкости. Показано, что эффективная масса, полученная для структур с  $d < d_c$  ( $d_c \simeq 6,3$  нм — критическая ширина КЯ, соответствующая дираковскому энергетическому спектру) близка к расчетным значениям во всем диапазоне электронной концентрации; с увеличением ширины, при  $d > (7-8)$  нм, экспериментальная эффективная масса становится заметно меньше расчетной (Рисунок 1.9). Это различие увеличивается с уменьшением концентрации электронов, т. е. с уменьшением энергии Ферми; максимальное отличие теории от эксперимента достигается при  $d = (15-18)$  нм, где отношение расчетной и экспериментальной масс достигает значения двух и начинает уменьшаться при дальнейшем увеличении  $d$ . Авторы предполагают, что наблюдаемое поведение эффективной массы электрона является результатом перенормировки спектра за счет многочастичных эффектов.

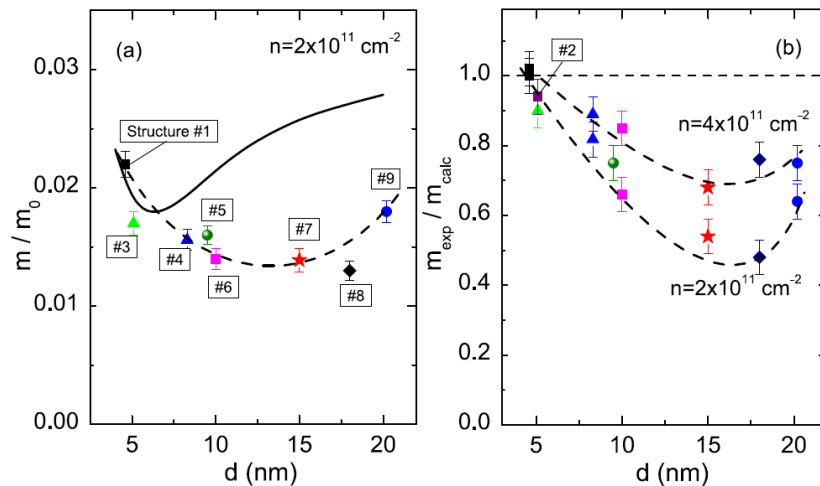


Рисунок 1.9 – Значение эффективной массы в зависимости от ширины КЯ при  $n = 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . (б) — Отношение  $m_{\text{exp}}$  к  $m_{\text{расч}}$  для двух электронных концентраций в зависимости от ширины КЯ. Квадраты — данные для гетероструктур n-типа проводимости при  $Vg = 0$ , остальные — для гетероструктур p-типа. Сплошная линия – теоретический результат. Пунктирные линии нарисованы для наглядности. Рисунок приводится по [23].

В [51] проведено детальное исследование рассеяния двумерных электронов в широких КЯ HgTe (18-22 нм) ( $\text{Hg}_{0.4}\text{Cd}_{0.6}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Hg}_{0.4}\text{Cd}_{0.6}\text{Te}$ ) на подложках ориентации (013) и (100). Обнаружены выход на максимум и последующее уменьшение подвижности электронов при концентрациях, превышающих  $(2-6) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , вызванные рассеянием на шероховатостях гетерограниц КЯ. Построена теория рассеяния на шероховатостях, принимающая в расчет трансформацию волновой функции с ростом электронной концентрации, получено хорошее соответствие с экспериментом, на основании чего сделан вывод о существовании

поверхностных состояний на границах широкой КЯ HgTe. Отмечается, что размер шероховатостей характеризуется небольшой высотой (порядка межплоскостного расстояния) и длиной на два порядка больше, чем высота, что, по сравнению с классическими GaAs/AlGaAs, в два-три раза меньше по высоте и в два раза больше по длине.

В работе [52] представлены как экспериментальные, так и теоретические исследования нетривиального сдвига электронных УЛ в магнитном поле в широких ( $\sim 20$  нм) КЯ HgTe: УЛ расщепляются под действием магнитных полей, но снова становятся вырожденными при увеличении магнитного поля. Это поведение было качественно воспроизведено в рамках изотропной шестизонной модели Кейна; затем, используя квазиклассические расчеты, было показано, что такое поведение связано со смешиванием зоны проводимости с полным спином  $3/2$  со следующей подзоной со спином  $1/2$ , что уменьшает средний вертикальный спин с  $3/2$  до значения, близкого к 1. Это изменение среднего спина изменяет фазу Берри, объясняя эволюцию УЛ под действием магнитного поля.

В [53] исследовали спиновое расщепление зоны проводимости  $H1$ , подобное расщеплению Рашбы, в КЯ HgTe с шириной 18-22 нм. Характер биений осцилляций ШдГ, возникающих при приложении верхнего затворного напряжения как в нелегированных, так и в симметрично  $n$ -легированных структурах, показывает две близкие концентрации электронов. Качественно с помощью простой электростатической модели, включающей локализацию электронных состояний на границах ям, описана эволюция разности этих концентраций с изменением напряжения на затворе. Количественное согласие между экспериментальными данными и теоретическими расчетами было достигнуто за счет самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера с восьмизонным  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  гамильтонианом, учитывающим микроскопические детали поверхностных состояний, опущенных в простой модели. Сравнение электростатической модели со строгими самосогласованными расчетами ясно показывает большое спиновое расщепление подзоны  $H1$  в КЯ HgTe, обусловленное поверхностным характером ее состояний.

В работе [54] спиновое расщепление Рашбы в одиночной КЯ HgTe с инвертированной зонной структурой было исследовано на структурах с холловским мостиком, концентрация носителей менялась с помощью изменения напряжения на затворе. КЯ были модуляционно легированы симметрично, по обе стороны от КЯ HgTe, в образце с шириной ямы 21 нм, используя  $CdI_2$  в качестве легирующей примеси. Для симметрично-легированного случая в диапазоне концентраций  $(0,49 - 1,3) \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  значения константы спин-орбитального взаимодействия изменялись от  $8 \times 10^{-19} \text{ мэВ} \cdot \text{см}^{-3}$  до нуля, а затем увеличивались до  $2 \times 10^{-19} \text{ мэВ} \cdot \text{см}^{-3}$ . Для интерпретации результатов использовались самосогласованные расчеты зонной структуры в приближении Хартри на основе 8-ми зонной  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -модели. Показано, что

природа тяжелых дырок носителей заряда подзоны проводимости  $H1$  сильно влияет на пространственное распределение электронов в КЯ, а также усиливает спиновое расщепление Рашбы при больших концентрациях электронов.

## 1.6 Заключение

Таким образом, обобщая приведенные в данной главе данные, можно выделить несколько интересных нерешенных проблем, которые будут определять задачи исследования настоящей диссертационной работы.

В отношении параметров энергетического спектра широких КЯ на основе  $HgTe$  в полуметаллической фазе обзор работ показывает, что к настоящему времени сохраняются противоречия в интерпретации данных о значениях эффективной массы, определенных разными методами, в частности, имеется лишь одна работа, где бы использовался метод активационной проводимости в режиме КЭХ, а также требует дополнительных исследований вопрос о зависимости  $m^*$  от концентрации, ширины ямы и согласии полученных значений с предсказаниями теории. Прослеживается явный недостаток работ по определению значений  $g$ -фактора. Так что существует необходимость экспериментального изучения квантовых гальваномагнитных эффектов в КЯ на основе  $HgTe$  для получения новой информации о параметрах электронного энергетического спектра. Кроме того, следует подчеркнуть, что развитие компьютерных методов моделирования и расчета свойств систем и материалов, в частности зонной структуры, привело к возникновению недостатка работ, в которых рассмотрение проводится в квазиклассических моделях, которые обычно дают физически ясные объяснения наблюдаемым эффектам, что особенно важно для материалов со сложным законом дисперсии.

Теоретические предсказания [18], сделанные относительно асимметрии рассеяния электронов на статических дефектах и акустических или оптических фононах в квантовых ямах, находящихся в магнитном поле, лежащем в двумерной плоскости структуры, побуждает нас к экспериментальному поиску проявления данного эффекта при измерении удельного сопротивления двумерных материалов на примере КЯ  $InGaAs$ .

## Глава 2. Методика эксперимента

### 2.1 Описание измерительных установок

Измерения производились в центре коллективного пользования «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» Института физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук.

Была задействована установка для исследования гальваномагнитных явлений в полупроводниковых структурах в сильных магнитных полях до 13 Тл и при низких температурах 1,8К фирмы Oxford Instruments (1998 г. выпуска), приведена на рисунке 2.1(а). Блок-схема установки приведена на рисунке 2.2. Установка включает в себя криостат фирмы "Oxford Instruments", сверхпроводящий соленоид с программируемым источником питания этой же фирмы. Это оборудование позволяет варьировать магнитное поле в пределах (0 – 13) Тл, а температуру – в пределах (1.8 – 300) К.

Имеется возможность стабилизации температуры при определенном значении с помощью нагревательного элемента, а так же регулированием величины потока паров гелия через образец. Для получения температур выше 4.2 К используется температурный контроллер фирмы "Oxford Instruments". Для определения температуры используются резистивные температурные датчики.

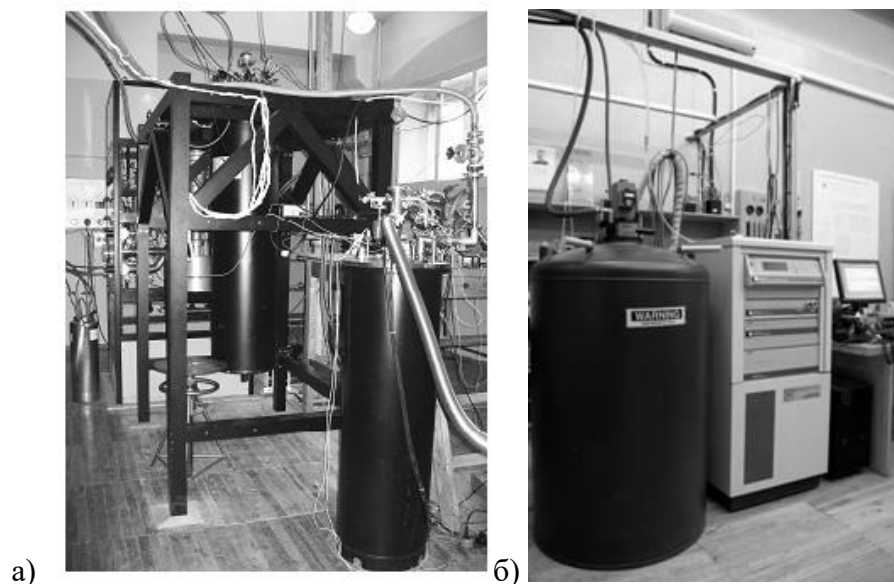


Рисунок 2.1. а) Установка OXFORD для исследования гальваномагнитных явлений в сильных магнитных полях до 13 Тл и при температурах от 1,8 К до 300 К. б) Установка PPMS

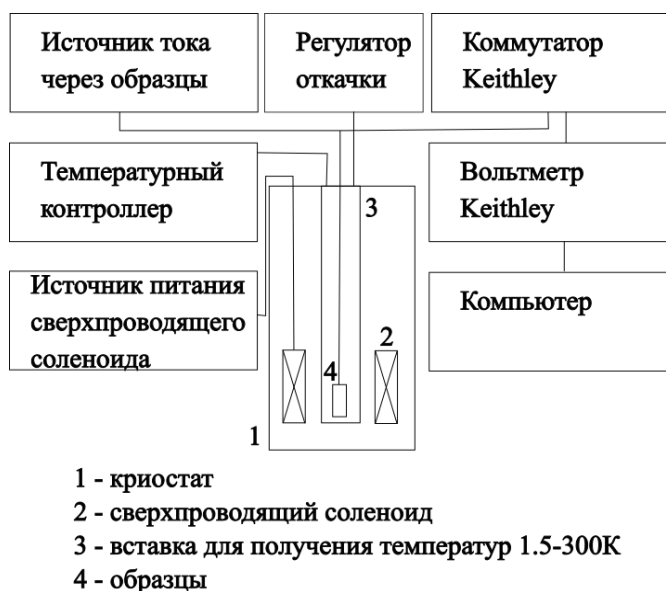


Рисунок. 2.2. Блок схема установки для исследования гальваномагнитных явлений в сильных магнитных полях до 13 Тл и при низких температурах от 1,8 К до 300 К фирмы Oxford Instruments.

Измерительная часть установки состоит из коммутатора фирмы "Keithley", вольтметра той же фирмы, а также источника питания тока образцов (GWINSTEK GPP-72323). Источник питания соленоида, вольтметр и коммутатор при помощи интерфейса GPIB соединены с персональным компьютером, через который по заданной программе осуществляется управление ходом эксперимента в автоматическом режиме. Большое количество каналов коммутатора (16) и держатель специальной конструкции позволяют проводить эксперимент сразу с несколькими образцами (одновременно до шести образцов).

Образцы крепились и распаивались на специальных платах. Обработка файлов данных велась при помощи вспомогательных программ, позволявших по измеренным значениям напряжения рассчитать зависимости продольной ( $\rho_{xx}$ ) и холловской ( $\rho_{xy}$ ) компонент тензора сопротивления от магнитного поля.

Так же для получения экспериментальных данных была задействована установка для измерения физических свойств PPMS-9 (Quantum Design, США) рисунок 2.1(б). Данная установка предназначена для измерений физических свойств, таких как теплоемкость, сопротивление, эффект Холла, магнитный момент, АС восприимчивость. Магнитометр имеет статический и динамический (10 – 10000 Гц) режимы измерения магнитного момента, измерение сопротивления можно проводить на постоянном и переменном токе. Благодаря использованию сверхпроводящего соленоида может быть получено магнитное поле до 9 Тл. Температурный диапазон измерений охватывает область от 1,8 до 400 К. Возможности



транспортных измерений ограничены током по образцу в диапазоне от 0,01 до 5000 мкА и напряжением от 1 до 95 мВ.

## 2.2 Исследуемые образцы

### А. HgTe

В работе исследуется проводимость в квантовой яме HgTe шириной 20.3 нм, выращенной на подложке GaAs, ориентированной в плоскости (013) методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Использование подобных подложек, отклонённых от сингулярных ориентаций способствует росту наиболее совершенного кристалла, так как позволяет свести к минимуму вероятность кристаллизации теллура в виде самостоятельной фазы в процессе роста [2]. Последняя нарушает рост кадмий-ртуть-теллур, приводит к появлению дефектов, необратимо ухудшая структуру и поверхность системы. Так как минимум энергии диссоциации теллура достигается вблизи ступени, то увеличение количества ступеней может значительно уменьшить число дефектов, возникающих в процессе роста структуры.

Схематический вид сечения образца представлен на рисунке 2.3. Толстый (5,5 мкм) слой CdTe выступал в качестве буферного, для нивелирования структурных дефектов в рабочих слоях, вследствие разницы в постоянных решётки HgTe и GaAs. Сверху нанесён 40 нм слой CdTe для защиты структуры от деградации. Структура симметрично легирована In на расстоянии 10 нм от КЯ. Для проведения гальваномагнитных измерений, методом стандартной фотолитографии изготавливались 6 - контактные холловские мостики, имеющие форму двойного креста. Концентрация электронов в КЯ составляет  $n_S = 1.5 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$  и подвижность 22 м<sup>2</sup>/В с. Структуры выращены в институте физики полупроводников имени Ржанова А.В. СО РАН группой Михайлова Н.Н.

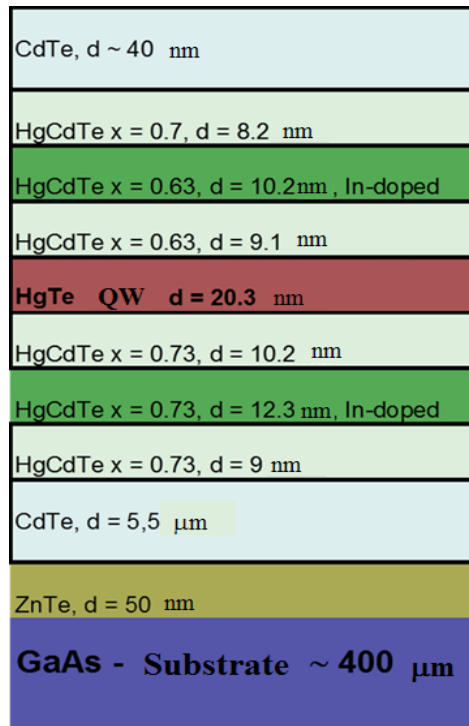


Рисунок. 2.3. Схематический вид сечения образца HgTe/HgCdTe

### В. GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As

Эффект анизотропии сопротивления исследован в 2D – структурах с двойными и одиночными квантовыми ямами n-In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs, выращенные методом металлоорганической газофазной эпитаксии на полуизолирующей подложке в НИФТИ Нижегородского университета группой Б.Н. Звонкова. Структуры δ-легированы в барьерах на расстоянии 19 нм от гетерограниц. Технологические и электрофизические параметры образцов приведены таблице 2.1.

Таблица 2.1. Технологические параметры образцов n-In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs ( $d_w$  – ширина ямы,  $d_b$  – ширина барьера,  $L_s$  – ширина спейсера,  $n_s$ ,  $\mu$  – концентрация и подвижность носителей заряда при  $T = 4.2\text{K}$ ).

№№	$d_w$ , нм	$d_b$ , нм	$L_s$ , нм	$x$	$n_s \times 10^{15}$ , м <sup>-2</sup>	$\mu$ , м <sup>2</sup> /Вс
2981	2×5	7	19	≈0.20	3.1	1.1
2984	2×5	3	19	≈0.20	4.0	1.5
2985	10	0	19	≈0.20	4.3	3

Методом фотолитографии был изготовлен образец в виде двойного креста (рисунок 2.4), где  $a$  – расстояние между потенциальными контактами (1.43 мм),  $b$  – ширина проводящего канала гетероструктуры (0.23 мм). Структуры травились до подслоя. На образцы In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs через шаблоны с отверстиями напылялись в вакууме алюминиевые точечные

контакты, которые вплавлялись на всю глубину гетероструктуры. К алюминиевым контактам методом термокомпрессии прикреплялись золотые выводы. Размеры контактов не менее чем в 7 раз были меньше расстояния между ними. На всех исследованных образцах в магнитном поле, направленном нормально к плоскости гетероструктуры ( $\mathbf{n}$  – вектор нормали к плоскости гетероструктуры), наблюдалась четкая картина квантового эффекта Холла.

### 2.3 Методика измерений и анализа полученных данных

Измерения проводились стандартным четырёхзондовым методом. Через контакты 1-2 (рисунок 2.4) пропускаться ток. Величина тока подбиралась таким образом, чтобы получить максимальное соотношение сигнал/шум с одной стороны, с другой стороны исключить эффекты разогрева электронного газа. На контактах 3-4 и 5-6 измерялось напряжение для определения продольного сопротивления, а на контактах 3-5 и 4-6 в магнитном поле - напряжение Холла.

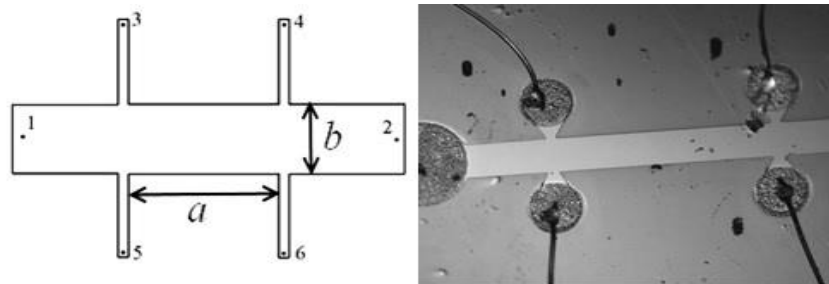


Рисунок 2.4. Вид сверху на образец (геометрия образца) и фотография образца 2982.

Продольное и холловское удельные сопротивления для двумерного случая вычислялись по формулам:

$$\rho_{xx} = \frac{a}{b} \frac{(U_{xx}^+ - U_{xx}^-)}{2I}$$

$$\rho_{xy} = \frac{(U_{xy}^+ - U_{xy}^-)}{2I}, \quad (2.1)$$

где знак у напряжения  $U_{xx}$  и  $U_{xy}$  означает направление тока, где  $a$  расстояние между потенциальными контактами в [мм],  $b$  - ширина проводящего канала гетероструктуры в [мм], напряжение  $U_{xx}$  и  $U_{xy}$  подставляется в вольтах, ток  $I$  - в амперах. Для гетероструктур  $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с одиночной (2985) и двойной (2981,2984) квантовыми ямами  $a = 1.43$  мм,  $b = 0.23$  мм. В данном случае (в пространстве двух измерений) размерности сопротивлений и удельных сопротивлений совпадают.

### Глава 3. Активационная проводимость в режиме квантового эффекта Холла в гетероструктуре на основе HgTe

#### 3.1 Введение

В гетероструктурах на основе HgTe и CdTe скомбинированы широкозонный (CdTe) и бесщелевой (HgTe) полупроводники, основные зоны в которых образуются состояниями симметрии  $\Gamma_8$  и  $\Gamma_6$ . В последние годы, благодаря развитию технологии молекулярно-лучевой эпитаксии, для экспериментальных исследований стали доступны высокоподвижные структуры на основе HgTe (см., например, [1] и ссылки там). Слоистые квантовые структуры, образованные HgTe и CdTe, привлекают внимание благодаря большому разнообразию возможностей реализации зонной структуры в образцах.

В зависимости от ширины одиночные КЯ HgTe между барьерами, образованными CdTe (или HgCdTe с большой запрещенной щелью), могут быть реализованы в двух различных режимах [1; 55; 56]. Для квантовых ям малой ширины открытая щель формируется между подзоной электрон-подобных легких частиц ( $E_1$ ) и подзоной тяжелых дырок ( $H_1$ ), что соответствует нормальному (обычному) порядку зон. С увеличением ширины КЯ подзона  $E_1$  опускается ниже подзоны тяжелых дырок  $H_1$ , в то время как подзона  $H_1$  становится электронной. Такие квантовые ямы обладают инверсной зонной структурой. Инверсный режим наступает, когда ширина КЯ,  $d_{QW}$ , становится больше критической  $d_c = 6.3$  нм.

Известно, что эффективное зондирование спектра уровней Ландау можно осуществить с помощью анализа активационной проводимости в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ). В такого рода экспериментах могут быть определены расстояния между соседними уровнями Ландау и плотность локализованных состояний в щелях подвижности при сканировании их уровнем Ферми [39; 57–60].

Экспериментальное восстановление энергетического спектра особенно важно для систем со сложной зонной структурой, где картина уровней Ландау не определяется только циклотронной энергией с данной эффективной массой, как для простой системы с параболическим законом дисперсии.

Что касается 2D структур на основе HgTe, то в работе [61] энергии активации были определены из температурных зависимостей продольного сопротивления в области плато КЭХ ( $\nu=1, 2$ ) в квантовой яме HgTe шириной 6.6 нм в магнитных полях до 34 Тл при азотных температурах. Были получены указания на большие значения g-фактора ( $\sim 30-40$ ).

В квантовых ямах HgTe шириной меньше и больше критической  $d_c$  ( $d_{QW} = 5.9$  нм и 11 нм) с конечной запрещенной щелью КЭХ был исследован вплоть до температур 50 К [62]. Из измерений температурно-зависимого магнитотранспорта были извлечены значения расстояний

между УЛ: (40 – 45) мэВ для  $\nu = 1$  и 25 мэВ для  $\nu = 2$ , в хорошем согласии со спектром уровней Ландау, рассчитанным в рамках **k·p** модели.

В работе [44] в рамках представлений гипотезы скейлинга были исследованы переходы плато – плато КЭХ в широком интервале температур  $T = (2.9 - 50)$  К в системе HgCdTe/HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структурой. В [45] впервые представлены данные по прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в областях плато КЭХ в гетероструктуре HgTe/HgCdTe. Настоящая глава посвящена восстановлению спектра уровней Ландау в квантовой яме HgTe в той же системе с помощью квантового эффекта Холла.

### 3.2 Энергетический спектр и спектр уровней Ландау, рассчитанные в рамках **k·p**- метода

Двумерный электронный газ (ДЭГ) в широкой квантовой яме HgTe ( $d > d_c = 6.3$  нм) характеризуется крайне специфическим энергетическим спектром с инвертированной зонной структурой, малой эффективной массой ( $m_c \approx (0.02-0.03)m_0$ ) и, соответственно, большим расщеплением уровней Ландау. Зонные структуры объемных HgTe и CdTe и простая модель, описывающая свойства соответствующих подзон квантовой ямы HgTe/CdTe представлены в [63].

В инвертированном режиме в квантовой яме HgTe первая размерно-квантованная подзона тяжелых дырок H1 имеет электронный характер [64] и является зоной проводимости. При  $d_{QW} > 8$  нм верхней валентной зоной становится вторая размерно-квантованная подзона тяжелых дырок H2 с немонотонным законом дисперсии.

Существенное перекрытие (порядка нескольких мэВ) зоны проводимости H1 с боковыми экстремумами валентной зоны H2 может быть получено, если в расчетах принять во внимание напряжение, возникающее в слое HgTe из-за несоответствия постоянных решетки HgTe и CdTe [65]. В квантовой яме с концентрацией электронов  $n \geq 1.5 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$  этот эффект нельзя почувствовать экспериментально, поскольку уровень Ферми лежит выше области перекрытия.

В системе, которую мы исследуем, проводимость обеспечивается электронами зоны H1 с крайне малыми значениями эффективной массы носителей: для  $n = 1.5 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$  эффективная масса на уровне Ферми  $m_c = (0.022 \div 0.026)m_0$  [20; 66], и с большим значением  $g$ -фактора,  $g=50$  [20].

Спектр уровней Ландау, рассчитанный для структуры HgTe/Hg<sub>0.35</sub>Cd<sub>0.65</sub>Te ([001]) с  $d_{QW} = 20$  нм в изотропном приближении, показан на рисунке 3. 1. Нумерация уровней Ландау соответствует обозначениям работы [67]. Отметим, что имеются опубликованные расчеты для КЯ HgTe/CdHgTe (013) такой же ширины [68].

На рисунке 3. 1 от второй подзоны пространственного квантования показан только ведущий себя необычно и актуальный для данного исследования уровень  $0\downarrow(H2)$ .

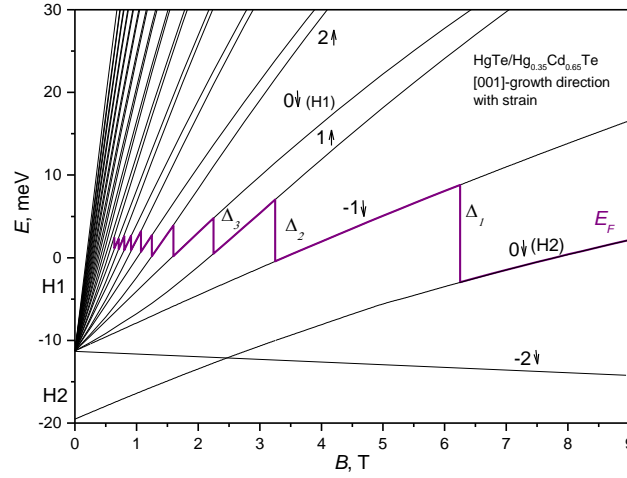


Рисунок 3. 1 Энергетический спектр уровней Ландау для квантовой ямы n-HgTe/Hg<sub>0.3</sub>Cd<sub>0.7</sub>Te (001)  $d_{QW} = 20$  нм,  $n = 1.5 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> для первой подзоны пространственного квантования H1 и актуальный уровень Ландау от второй подзоны H2 пространственного квантования носителей заряда [69], фиолетовой линией показано положение уровня Ферми при изменении магнитного поля.

Видно, что уровни Ландау существенно не эквидистантны и не линейны по магнитному полю, что связано со смешанной природой подзон H1 и H2 в инверсном режиме из-за взаимодействия между состояниями тяжелых дырок и легких частиц при конечном значении волнового вектора  $k_{||}$ . Только наинизший уровень Ландау ( $N=-2\downarrow$ ) подзоны H1 содержит чистые состояния тяжелых дырок, которые не смешиваются с состояниями легких частиц [67; 68] (см. также [70] и ссылки там).

В [70] показано, что этот уровень имеет одинаковую природу в 2D и 3D системах, и в обозначениях Галднера и др. [71] его энергия может быть представлена следующим образом:  $E_b(0) = (eB/m) \varepsilon_b(0)$ , где

$$\varepsilon_b(0) = \frac{1}{2}(\gamma_1^L + \gamma^L) - \frac{3}{2}\kappa^L \quad (3.1)$$

$\gamma_1^L, \gamma^L$  и  $\kappa^L$  - параметры Латтинжера для зоны  $\Gamma_8$  в обозначениях Пиджина и Брауна [72]. Отметим, что зависимость от магнитного поля энергии однокомпонентной волновой функции наинизшего уровня Ландау подзоны H1 в работе Криштопенко и др. [73] соответствует выражению (1).

Подставляя известные параметры Латтинжера для теллурида ртути ( $\gamma_1^L = 12.8, \gamma^L = 8.4$  и  $\kappa^L = 10.5$  [71]), находим

$$3\kappa^L > (\gamma_1^L + \gamma^L), \quad (3.2)$$

и, в соответствии с (3.1), энергия уровня  $N = -2\downarrow$  уменьшается линейно с увеличением магнитного поля (смотрите рисунок 3. 1), обнаруживая тем самым дырочный характер. Все остальные уровни Ландау подзоны Н1, благодаря взаимодействию с состояниями легких частиц, демонстрируют электронный характер: их энергия увеличивается с ростом магнитного поля.

Комбинирующее действие пространственного ограничения и квантующего магнитного поля на четырехкратно вырожденную в объемном кристалле при  $k=0$  зону  $\Gamma_8$  приводит к сложному виду спектра магнитных уровней двумерной системы [70]. В пределе малых магнитных полей, когда энергия магнитных подуровней много меньше расстояния  $\Delta_{hl}$  между подуровнями размерного квантования тяжелых дырок и легких носителей, возможно аналитическое решение. В этом случае уровни Ландау основной размерно-квантованной подзоны тяжелых дырок линейно смещаются с магнитным полем [40; 74; 75]:

$$E^{\pm}(N) = \left\{ (\gamma_1^L + \gamma^L) \left( N \mp \frac{3}{2} \right) \pm \frac{3}{2} \kappa^L \right\} \hbar \omega_0 \quad (3.3)$$

где  $N = -1, 0, 1 \dots$  для  $E^-$ ;  $N = 2, 3, 4 \dots$  для  $E^+$ ;  $\gamma_1^L$ ,  $\gamma^L$  и  $\kappa^L$  – параметры Латтинжера и  $\hbar \omega_0 = eB/m_0$ ,  $m_0$  – масса свободного электрона. Выражение (3.3) можно представить в эквивалентной форме:

$$E^{\pm}(L) = \left( L + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c \pm \frac{g^*}{2} \mu_B B \quad (3.4)$$

где  $L = 0, 1, 2 \dots$  ( $L=N+1$  для  $E^-$  и  $L=N-1$  для  $E^+$ ),  $\hbar \omega_c = \frac{\hbar eB}{m^*}$ ,  $\mu_B$  – магнетон Бора, эффективная масса вблизи дна подзоны Н1,  $m_c = m_0 / (\gamma_1^L + \gamma^L)$ , и эффективный  $g$ -фактор,  $g^* = 6\kappa^L$  (см. также работы [76; 77] по зеемановскому расщеплению уровней размерного квантования тяжелых дырок зоны  $\Gamma_8$ ).

Вводя обозначения для спинового (зеемановского)  $\Delta_Z = 6\kappa^L \mu_B B$ , и орбитального (циклотронного)  $\Delta_C = \hbar \omega_c$ ,  $\omega_c = eB/m_c$ , расщеплений для энергий электронов вблизи дна зоны проводимости Н1, согласно (3.2) находим, что  $\Delta_Z > \Delta_C$ . Таким образом, специфичность квантовых ям на основе HgTe в режиме инверсного расположения зон заключается в том, что номинально (в обозначениях уровней Ландау с помощью доминирующей компоненты спина при энергиях вблизи дна подзоны Н1,  $k_{\parallel} \approx 0$ ) спиновое расщепление в зоне проводимости оказывается больше орбитального расщепления (по крайней мере, при энергиях электронов вблизи дна зоны проводимости Н1), что схематически представлено на вставке рисунка 4. Такое

соотношение спинового и циклотронного расщеплений есть следствие конкретных численных значений параметров Латтинжера в HgTe (см. формулу (3.2)).

Кроме того, получаем оценки для эффективной массы и g- фактора основной размерно-квантованной подзоны H1 тяжелых дырок КЯ HgTe (при достаточно малых энергиях):

$$m_c = m_0 / (\gamma_1^L + \gamma^L) = 0.047 m_0; g^* = 6k^L = 63.$$

В сильном магнитном поле при  $\hbar\omega_c \geq \Delta_{hl}$  перемешивание состояний легких и тяжелых дырок приводит к тому, что зависимость уровней Ландау от магнитного поля становится существенно нелинейной, что приводит к их неэквидистантности.

Из рисунка 3. 1 видим, что уровень Ландау подзоны H2 с  $N=0\downarrow$  становится наивысшим уровнем Ландау в этой подзоне при  $B \geq 5$  Тл как следствие смешивания тяжелых и легких состояний. Необычное поведение уровня  $N=-2\downarrow$  зоны проводимости в квантовых ямах HgTe с инверсным порядком зон, вместе со специфичной дисперсией уровня  $N=0\downarrow$  верхней валентной подзоны H2, приводит к пересечению состояний подзон проводимости и валентной при некотором значении магнитного поля  $B_c$ .

Такое поведение является характерным для широких квантовых ям на основе HgTe и было исследовано теоретически и экспериментально (см., например, [78]). В расчете для КЯ HgTe (001) наинизший уровень Ландау  $N=-2\downarrow$  подзоны H1 зоны проводимости и уровень  $N=0\downarrow$  подзоны H2 валентной зоны пересекаются при  $B_c \approx 2.5$  Тл (см. рисунок 3. 1). Отметим, что расчет для структуры КЯ HgTe (013) [68] с  $d_w = 20.2$  нм показывает, что  $B_c$  чуть больше 2 Тл (см. рисунок 1 из этой работы).

Как следствие такого значения  $B_c$ , уровень  $N=-2\downarrow$  является неактуальным (несущественным) в нашей ситуации, и в реальной области исследования при  $B \gg B_c$  только уровень  $N=0\downarrow$  подзоны H2 фигурирует как наинизший уровень Ландау зоны проводимости.

### 3.3 Экспериментальные результаты и их обсуждение

Мы использовали метод исследования термоактивационной магнитопроводимости для воссоздания спектра двумерного электронного газа в квантующих магнитных полях в широкой квантовой яме HgTe с инвертированной зонной структурой в системе HgCdTe/HgTe/HgCdTe. Были проведены измерения продольного  $\rho_{xx}$  и холловского  $\rho_{xy}$  сопротивлений в магнитных полях до 9 Т в интервале температур  $T = (2 - 50)$  К (рисунок 3. 2).



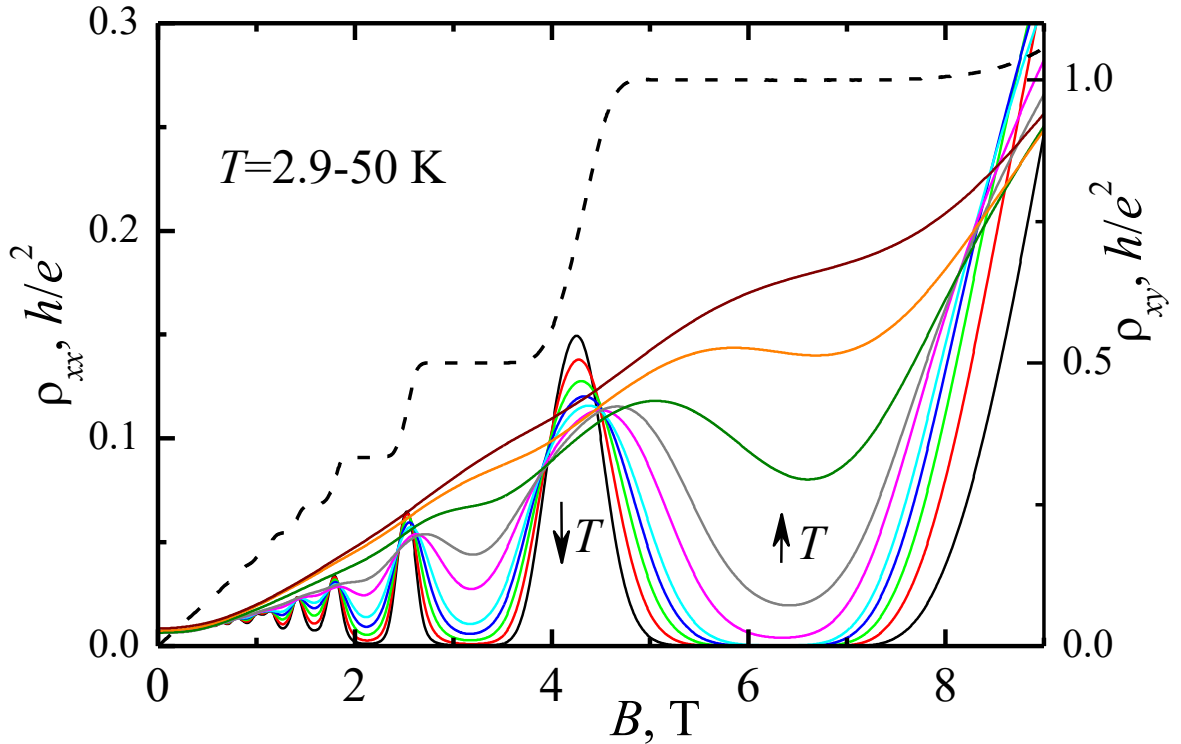


Рисунок 3. 2. – Магнитополевые зависимости продольного  $\rho_{xx}$  (при  $T=(2.9-50)\text{K}$ ) и холловского  $\rho_{xy}$  ( $T=2.9\text{K}$ ) сопротивлений для образца HgTe.

На рисунке 3. 2 представлены магнитополевые зависимости  $\rho_{xx}$  для исследуемого образца при  $T=(2.9-50)\text{K}$  и  $\rho_{xy}$  ( $T=2.9\text{K}$ ). Можно видеть особенности, характерные для КЭХ, такие как области плато на зависимостях  $\rho_{xy}(B)$ , которым соответствуют глубокие минимумы на зависимостях  $\rho_{xx}(B)$  для факторов заполнения до  $\nu=3$ . Термоактивационная проводимость видна в областях магнитных полей, соответствующих плато КЭХ.

Наша первоначальная цель (смотрите рисунок 3. 1): определить энергии активации продольного сопротивления  $\rho_{xx}$  в режиме КЭХ для  $\nu = 1, 2$  и 3.

### 3.3.1 Энергия активации

В настоящее время общепринято, что возникновение плато с квантованными значениями сопротивления на зависимостях  $\rho_{xy}(B)$ , при соответствующих минимумах на зависимостях  $\rho_{xx}(B)$ , связано с существованием щелей подвижности в плотности состояний неупорядоченной 2D системы в сильном магнитном поле [15].

Когда уровень Ферми в режиме КЭХ оказывается в щели между соседними уровнями Ландау, наблюдается термоактивированное поведение  $\rho_{xx}$  (или  $\sigma_{xx}$ ) благодаря возбуждению электронов в узкую полосу делокализованных состояний (шириной  $\Gamma$ ) вблизи середины уширенного беспорядком уровня Ландау.

Как правило, используется предположение, что делокализованные состояния с дискретными значениями энергий  $E = E_N$  разделены щелями подвижности  $\Delta \gg k_B T$ , что приводит к соотношению (3.5)

$$\sigma_{xx} \propto \rho_{xx}(T) \propto \exp\left(-\frac{E_A}{k_B T}\right), \quad (3.5)$$

где  $E_A = |E_F - E_N|$ .

Активационное поведение проводимости  $\sigma_{xx}(T)$  для исследованного образца вблизи  $\nu = 1$  и 2 проиллюстрировано на рисунке 3а, б. Показана подгонка зависимостей  $\sigma_{xx}(T)$  законом Аррениуса (3.5) (прямые линии на рисунке 3. 3) в диапазоне более чем один (для  $\nu = 2$ ) или даже три (для  $\nu = 1$ ) порядка величины проводимости при  $T > 10\text{K}$ . Отклонение экспериментальных точек от прямой линии при  $T \leq 10\text{K}$  объясняется вкладом проводимости с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям на уровне Ферми  $E_F$ , которая обычно доминирует при достаточно низких  $T$  (см. [45]).

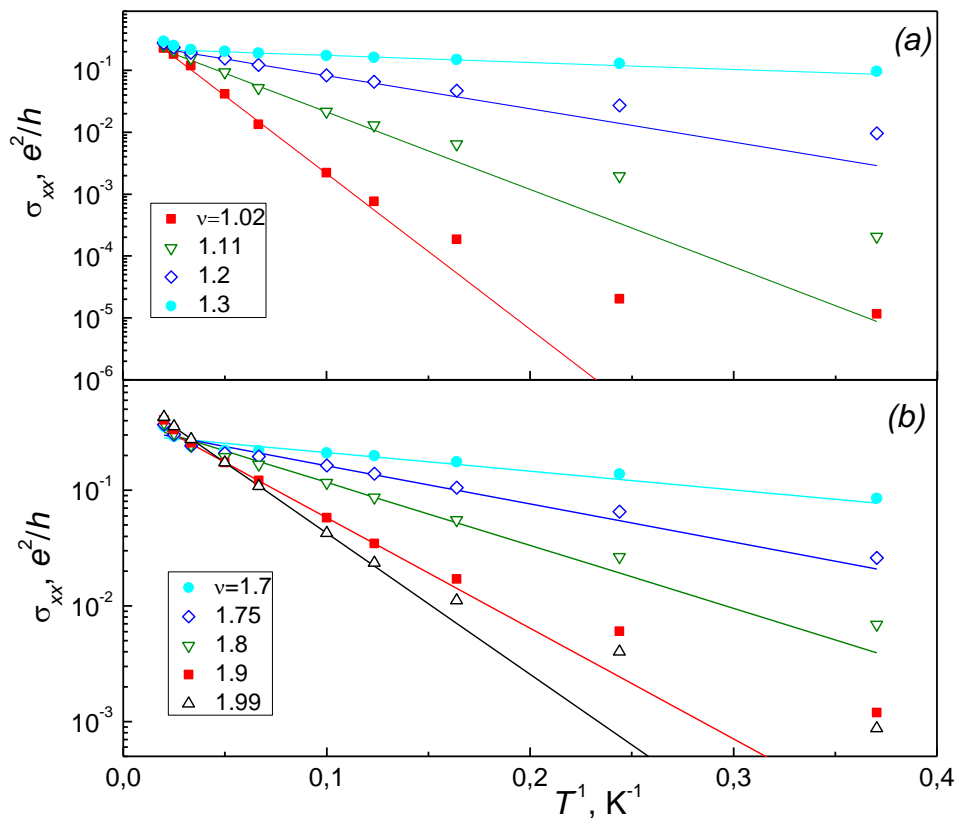


Рисунок 3. 3 – Продольная проводимость  $\sigma_{xx}$  в логарифмическом масштабе от обратной температуры для исследованного образца вблизи  $\nu = 1$  (а) и 2 (б). Прямыми линиями показана подгонка зависимостей  $\sigma_{xx}(T)$  законом Аррениуса (3.5).

Энергия активации  $E_A$  как функция  $\nu$  для факторов заполнения вблизи  $\nu = 1$ ,  $\nu = 2$  и  $\nu = 3$  для исследуемого образца представлена на рисунке 3. 4. Энергия активации достигает своего максимума  $E_A^{max}$  при целочисленном значении фактора заполнения  $\nu$ . Ширина щели

подвижности, оцениваемая как  $\Delta = 2E_A^{\text{max}}$ , тесно связана с разностью энергий между соседними уровнями Ландау  $\Delta = |E_N - E_{N'}|$  в пределах погрешности порядка  $\Gamma$ .

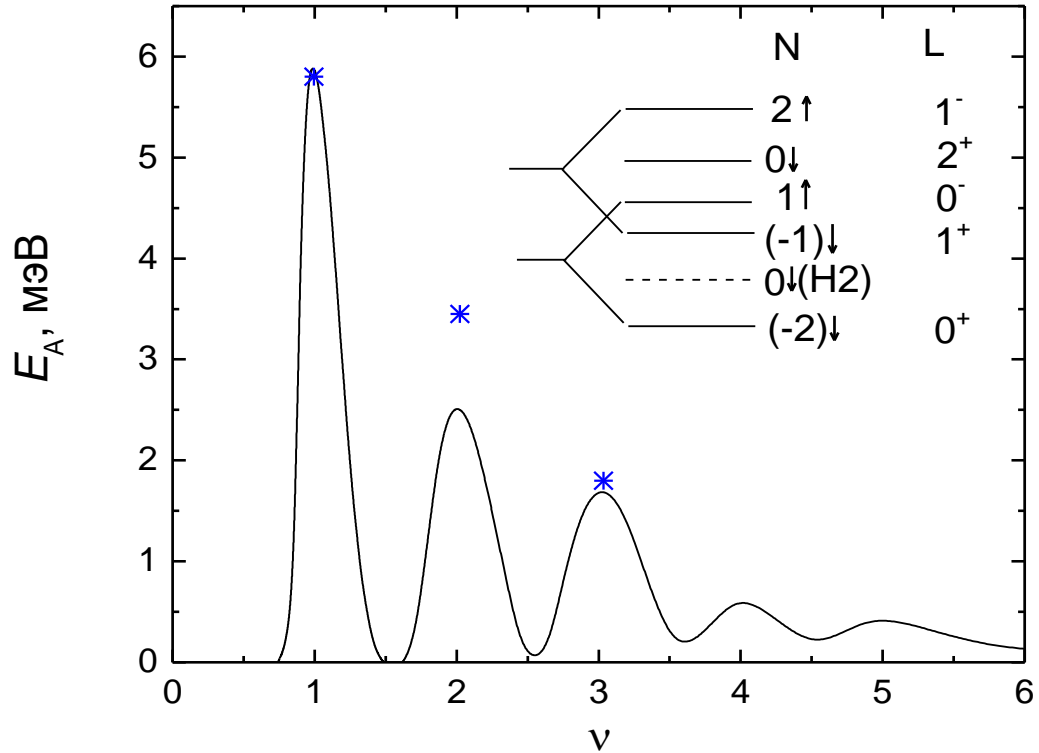


Рисунок 3. 4 – Энергия активации в зависимости от фактора заполнения. Звездочками показаны теоретические оценки величин соответствующих щелей, полученные из расчетной картины уровней Ландау, представленной на рисунке 3. 1 для  $\nu = 1, 2$  и  $3$ . На вставке: схема уровней Ландау вблизи дна размерно-квантованного уровня тяжелых дырок (уровня H1) для широкой КЯ HgTe ( $\Delta_Z > \Delta_c$ ). Обозначения: L- нумерация по формуле (3.4), N- нумерация по Novik et al [67].

На рисунке 3. 4 также показано сравнение полученных значений энергий активации с теоретическими оценками, извлеченными из закона дисперсии уровней Ландау, представленном на рисунке 3. 1: расчетные значения полуширин щелей,  $\Delta\nu/2$ , для  $\nu = 1, 2$  и  $3$  обозначены звездочками. Видно, что экспериментально полученные значения энергетических щелей хорошо соответствуют расчетам в рамках **k·p** модели.

### 3.3.2 Оценка эффективной массы и g-фактора

Проанализируем полученные результаты с целью получения значений эффективной массы и g-фактора носителей заряда. Для  $\nu = 1$  в исследуемом образце щель  $\Delta_1$  (между уровнем Ландау  $N=0 \downarrow$  подзоны Н2 и уровнем Ландау  $N=-1 \downarrow$  подзоны Н1) соответствует магнитному полю  $B_1=6.3\text{T}$ . Графически из рисунка 3. 1 видно, что  $\Delta_1$  должно быть близко по величине к щели между размерно-квантованными уровнями тяжелых дырок Н1 и Н2 при  $B = 0$ :

$$\Delta_1 \cong E_{H1} - E_{H2} = 3\varepsilon_h, \quad (3.6)$$

где  $\varepsilon_h = \frac{\pi^2}{2} \frac{h^2}{m_{hh}d^2}$ ,  $m_{hh}$  – объемная масса тяжелых дырок. Для  $m_{hh} = 0.25 m_0$  [71] и  $d = 20$

нм имеем  $3\varepsilon_h = 9.6$  мэВ, что близко к экспериментальному значению  $\Delta_1 \approx 12$  мэВ.

Заметим, что значение энергетической щели при  $\nu = 1$ ,  $\Delta_1 \approx 40$  meV, полученное в [62] для квантовой ямы HgTe шириной  $d = 11$  нм, хорошо соответствует оценкам, сделанным с помощью выражения (3.6).

Рассмотрим поведение щелей подвижности между уровнями Ландау, соответствующим факторам заполнения  $\nu = 2$  и  $\nu = 3$ . Если реализуется схема уровней Ландау с  $\Delta_Z > \Delta_c$  (см. вставку на рисунке 3. 4), то справедливы соотношения:

$$\begin{aligned} \Delta_2 &= \Delta_Z(B_2) - \Delta_c(B_2), \\ \Delta_3 &= 2\Delta_c(B_3) - \Delta_Z(B_3), \end{aligned} \quad (3.7)$$

где  $\Delta_c$  и  $\Delta_Z$  – циклотронное и зеемановское расщепления, соответственно, После простых преобразований из (3.7) имеем ( $X_i = \Delta_i/\mu_B B_i$ ):

$$\begin{aligned} g - 2m_0/m_c &= X_2, \\ 4m_0/m_c - g &= X_3, \end{aligned} \quad (3.8)$$

откуда находим  $m_0/m_c = (X_2 + X_3)/2$ ;  $g = 2X_2 + X_3$ .

Используя экспериментальные значения  $\Delta_2 = 5$  мэВ,  $\Delta_3 = 3.6$  мэВ и  $B_2 = 3.3$  Т,  $B_3 = 2.2$  Т и  $\mu_B = 5.8 \cdot 10^{-2}$  мэВ/Тл и пренебрегая зависимостью от поля эффективной массы и g-фактора для  $B_3 < B < B_2$ , мы получаем следующие оценки для параметров:  $m_c/m_0 = 0.037 \pm 0.005$  и  $g = 80 \pm 5$  (здесь и далее при обсуждении значений g-фактора будут иметься в виду его абсолютные значения).

Сравним с теоретическими значениями параметров вблизи дна двумерной подзоны тяжелых дырок [40; 74–77]  $g = 6\kappa^L$  ( $\cong 60$  для HgTe) и  $m_0/m_c = (\gamma_1 + \bar{\gamma})$  ( $m_c/m_0 = 0.047$  для HgTe). Из графика 3. 1 видно, что с ростом магнитного поля (энергии) кривые зависимости уровней Ландау от  $B$  идут все круче (т. е.  $m_c(E)$  убывает), тогда, в соответствии с формулами (7)-(9) работы [76] (см. также формулу (11) работы [77]),  $g(E)$  должно возрасть. Действительно,

найденная нами масса на уровне Ферми  $(0.037 \pm 0.005)m_0$  на (20-30)% меньше значения на дне зоны  $(0.047m_0)$ , тогда как найденное значение  $g = (80 \pm 5)$  на (20-30)% больше оценки  $g \approx 60$ .

Заметим, что в случае, когда зеемановское расщепление меньше циклотронного ( $\Delta_Z < \Delta_c$ ) в подзоне H1 (смотрите схему уровней Ландау на вставке к рисунку 1 в [20]), мы бы имели

$$\begin{aligned}\Delta_2 &= \Delta_c(B_2) - \Delta_Z(B_2), \\ \Delta_3 &= \Delta_Z(B_3).\end{aligned}\tag{3.9}$$

Тогда были бы справедливы соотношения:

$$\begin{aligned}2m_0/m_c - g &= X_2, \\ g &= X_3\end{aligned}\tag{3.10}$$

из которых следуют такие значения параметров:  $m_c/m_0 = 0.037$  (как и в предыдущем случае) и  $g = 28 \pm 2$ . Отметим, что из уравнений (3.8) для случая  $\Delta_Z > \Delta_c$  и уравнений (3.10) для  $\Delta_Z < \Delta_c$  для эффективной массы находим одно и то же выражение:  $m_0/m_c = (X_2 + X_3)/2$ .

Дополнительную теоретическую оценку можно сделать, используя формулу Вимбауэра и др. [76] для параметров тяжелых дырок зоны  $\Gamma_8$ :

$$g - 6k = 2[m_0/m_c - (\gamma_1 + \gamma)]\tag{3.11}$$

Соотношение (3.11) учитывает смешивание состояний легких и тяжелых носителей при  $k_{\parallel} \neq 0$  во втором порядке теории возмущений. Используя это соотношение для оценки  $g$ -фактора на уровне Ферми в подзоне H1, для  $m_c/m_0 = (0.037 \pm 0.005)$  находим  $g = (75 \pm 5)$ , что хорошо коррелирует с оценкой по формулам (3.9)-(3.10) для случая, когда зеемановское расщепление *больше* циклотронного ( $\Delta_Z > \Delta_c$ ), а также с теоретическими оценками при учете поправок для конечных  $k_{\parallel}$ .

Отметим, что оценки циклотронной и зеемановской энергий, сделанные из активационного анализа в сильных магнитных полях, могут сильно отличаться от значений  $g$  и  $m_c/m_0$  для энергий вблизи дна подзоны тяжелых дырок, также как от оценок циклотронной энергии, сделанных из анализа осцилляций Шубникова-де-Гааза в области слабых магнитных полей. Причиной является смешанная природа подзон тяжелых дырок при конечных  $k_{\parallel}$ , что выражается в нелинейности полевой зависимости уровней Ландау в квантовых ямах HgTe с инверсной зонной структурой.

Экспериментально полученные ранее значения  $g$ -фактора и эффективной массы для квантовых ям HgTe противоречивы и зависят от ширины квантовой ямы и концентрации электронов. Так, для относительно узких квантовых ям было обнаружено, что  $g = |20| \pm 5$  для симметрично легированных образцов с шириной ямы  $d = 9$  нм ( $n = 6.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) [79] и  $g \approx 20$  для

11-нм квантовой ямы HgTe ( $n = 4.66 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) [62]. Для широкой квантовой ямы HgTe с  $d = 20 \text{ нм}$  ( $n = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) получено значение  $|g| = 50 - 60$  [20].

В [79] циклотронная масса была определена из температурной зависимости осцилляций Шубникова-де-Гааза в слабых магнитных полях для шести модуляционно легированных квантовых ямах n-HgTe ( $d = 4.5 \text{ нм}$ ). Получены следующие значения эффективных масс:  $0.025m_0$  при  $n = (4 - 6) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $0.034m_0$  при  $n = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  в соответствии с теоретическими расчетами полуклассической циклотронной массы, основанными на  $8 \times 8$  **k-p**-модели.

В работе [22] проведено исследование обменного усиления  $g$ -фактора электронов в КЯ HgTe/CdHgTe шириной 20 нм. Из анализа амплитуды осцилляций ШдГ в слабых магнитных полях определена эффективная масса электронов на уровне Ферми, зависящая от концентрации 2D электронов:  $m_c = 0.0265m_0$  и  $0.030m_0$  в образцах с  $n_s = 4.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $7.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , соответственно. Полученные значения находятся в хорошем согласии с результатами измерений циклотронного резонанса, также проведенных в этих структурах и теоретическими расчетами, выполненными с использованием 8-зонного **k-p**-гамильтониана.

Для определения  $g$ -фактора для КЯ HgTe/CdHgTe в [22] использован метод активационной магнитопроводимости. Из анализа температурной зависимости минимумов магнитосопротивления вблизи нечетных значений фактора заполнения  $\nu$  уровней Ландау были определены значения эффективного  $g$ -фактора электронов, зависящие от концентрации 2D электронов и фактора заполнения:  $g = (40 - 80)$  и  $g = (10 - 20)$  для  $\nu = (3 - 9)$  в образцах с  $n_s = 4.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $7.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , соответственно. Резкое возрастание  $g$ -фактора при увеличении фактора заполнения связывается с непараболичностью закона дисперсии электронов. Авторы полагают, что найденные значения эффективного  $g$ -фактора существенно превышают "одноэлектронные" и связывают это с обменным усилением  $g$ -фактора, зависящим от концентрации 2D электронов.

В работе [54] эффективная масса  $m$  была определена из температурной зависимости амплитуд осцилляций Шубникова-де Газа:  $m = 0.026$  и  $0.030 m_0$  для КЯ с  $d = 11 \text{ нм}$  ( $n = 3.45 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) и КЯ с  $d = 9 \text{ нм}$  ( $n = 6.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ), соответственно, в хорошем согласии со значениями  $m = 0.0265$  и  $0.0303 m_0$ , рассчитанными авторами в рамках  $8 \times 8$  **k-p**-модели.

В работе [48] был исследован циклотронный резонанс на ИК-фотопроводимости в квантовых ямах HgTe с  $d = 8, 16$  и  $21 \text{ нм}$ . Сравнивая определение эффективной массы носителей по температурной зависимости осцилляций Шубникова-де Газа, использовавшееся ранее в этих материалах, авторы продемонстрировали, что исследование фотопроводимости является гораздо более точным методом. Было обнаружено, что значения эффективной массы, полученные методом циклотронного резонанса, зависят от концентрации 2D электронов: в

каждом из исследованных образцов с разной шириной квантовой ямы значения эффективной массы увеличивались от  $(0.0260 \pm 0.0005)m_0$  при  $n = 2.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  до  $(0.0335 \pm 0.0005)m_0$  при  $n = 9.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

### 3.4 Заключение к главе 3

Мы исследовали активационную проводимость в областях плато КЭХ в системе HgCdTe/HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структурой в магнитных полях до 9 Тл в широком диапазоне температур  $T = (2.9 - 50) \text{ К}$ , что оказалось возможным благодаря высокой энергетической шкале квантового эффекта Холла в HgTe. Были определены энергии активации  $\sigma_{xx}$  в режиме КЭХ для  $\nu = 1, 2$  и 3. Показано, что экспериментально полученные значения энергетических щелей хорошо описываются в рамках  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  модели.

По полученным значениям щелей были сделаны оценки эффективной массы и  $g$ -фактора электронов в исследуемой системе. Получены указания на большие значения  $g$ -фактора ( $\cong 80$ ).

Заметим, что интервалы температур, в которых наблюдается КЭХ, значительно различаются для разных материалов: от гелиевых и субгелиевых температур для структур на основе III–V до комнатных температур для монослойного графена (см., например [80]). Для структур на основе HgTe, область наблюдения КЭХ простирается до азотных температур (см., например, [61]) благодаря большим величинам циклотронного и зеемановского расщеплений.

Результаты, представленные в данной главе диссертации, были опубликованы в работе [A4] списка публикаций по теме диссертации.

## Глава 4. Аномальный сдвиг фазы осцилляций Шубникова - де Гааза в квантовой яме HgTe с инвертированным энергетическим спектром

### 4.1 Введение

Твердые растворы  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  содержат тяжелые элементы, расположенные в нижней части Периодической таблицы, поэтому они являются полупроводниками с сильным спин-орбитальным взаимодействием [3]. CdTe имеет положительную запрещенную зону, так что его зонная структура аналогична структуре других традиционных полупроводников. Состояния края зоны проводимости имеют s-симметрию ( $\Gamma_6$ ), а состояния края валентной зоны имеют p-симметрию ( $\Gamma_8$ ).

В бесщелевом полупроводнике HgTe полоса  $\Gamma_8$ , которая «нормально» образует валентную зону, находится выше полосы  $\Gamma_6$  из-за релятивистских эффектов [3], что приводит к инвертированной зонной структуре.

При выращивании гетероструктур Cd(Hg)Te/HgTe/Cd(Hg)Te с КЯ HgTe [1] двумерные электронные состояния в квантовой яме имеют нормальный порядок зон для толщины слоя HgTe  $d < d_c = 6.5$  нм, в то время как при  $d > d_c$  происходит инверсия 2D подзон.

При критической толщине  $d_c$  s- и p-состояния пересекаются без антикроссинга, и энергетическая щель исчезает. Берневиг, Хьюз и Жанг [55] показали, что инверсия зон с ростом  $d$  соответствует квантовому фазовому переходу между состояниями обычного зонного изолятора и квантового спин-холловского изолятора (2D топологический изолятор).

Таким образом, в квантовых ямах HgTe / (Cd, Hg)Te было продемонстрировано существование различных топологических фаз в конденсированном веществе. Изменяя ширину КЯ, можно получить гетероструктуры с зонным спектром, аналогичным спектру однослойного графена [81], а также 2D топологические изоляторы с краевыми проводящими каналами [63].

В HgTe КЯ критической толщины образуется двумерная (однодолинная) система дираковских фермионов. Зонная структура системы очень похожа на структуру графена [82; 83], но с точкой Дирака, расположенной в центре зоны Бриллюэна (в точке  $\Gamma$ ), поэтому долинное вырождение отсутствует. Такая структура интенсивно изучалась с помощью транспортных измерений как в классических, так и в квантующих магнитных полях [61; 81; 84–88]

2D топологические изоляторы представляют собой электронные материалы, которые в объеме имеют большую запрещенную зону, как обычный изолятор, но на краях образца поддерживают проводящие состояния, так называемые квантовые спин-холловские состояния [89–93]. Краевые состояния в этих материалах могут быть описаны уравнением Дирака с линейным (бесщелевым) законом дисперсии дираковских фермионов.



Дираковские фермионы имеют безмассовую природу с нетривиальной фазой (фазой Берри), приобретаемой циклотронной орбитой из-за вырождения в точке Дирака. Понятие фазы Берри важно при обсуждении топологических фаз: теоретически это означает фазовый фактор, приобретаемый квантово-механической системой при движении по замкнутой траектории [89; 94–96].

В экспериментах по переносу заряда на системах с дираковским спектром (монослойный графен, КЯ HgTe с бесщелевым спектром, краевые двумерные состояния топологического изолятора и т.д.) наличие фазы Берри проявляется в фазовом сдвиге на  $\pi$  магнитоосцилляций или в смещенных положениях плато квантового эффекта Холла [80; 94–99]. Подчеркнем, что замечательным следствием наличия фазы Берри, связанной с точкой Дирака, является существование в графене уровня Ландау с нулевой энергией [100].

Щель между зоной проводимости и валентной зоной в квантовой яме HgTe и, следовательно, 2D-состояния топологического изолятора существует только для  $d \lesssim 18$  нм. Было показано, что в более широких квантовых ямах HgTe / Cd (Hg) Te с инвертированной структурой энергетических зон существует новая двумерная электронная система: двумерный полуметалл [56; 65].

Для инвертированного энергетического спектра КЯ HgTe зоной проводимости становится первая размерно-квантованная подзона тяжелых дырок H1 [1]. Дело в том, что хотя подуровень H1 принадлежит ветви тяжелых дырок полосы  $\Gamma_8$  с  $z$ -компонентой полного момента  $J_z = \pm 3/2$ , теория [67; 101] предсказывает для соответствующей подзоны электроподобную кривизну (эффективную массу).

Выполнено исследование осцилляций Шубникова - де Гааза (ШдГ) в квантовой яме HgTe шириной 20.3 нм. Формально эта структура находится в фазе полуметалла, но легирование In обеспечивает положение уровня Ферми в зоне проводимости выше боковых максимумов валентной зоны. Поэтому проводимость в нашей системе осуществляется электронами размерно-квантованной подзоны H1 зоны  $\Gamma_8$  с параболическим законом дисперсии вблизи её дна.

## 4.2 Теоретические представления

В широких квантовых ямах HgTe в фазе полуметалла ( $d > \sim 18$  нм) края зоны проводимости и валентной зоны определяются подуровнями размерного квантования зоны  $\Gamma_8$ ; H1 и H2, соответственно (см., например, рисунок 1г в [56]). Поэтому для рассмотрения спектра этих квантовых ям (по крайней мере для малых  $k$ ) можно использовать гамильтониан Латтинжера, описывающий спектр зоны  $\Gamma_8$ , четырехкратно вырожденной в точке  $\Gamma$  в объемном кристалле [102].

В рамках сферического приближения гамильтониан Латтинжера имеет вид (см., например, [77]):

$$H_L = \frac{\hbar^2}{2m_0} \left[ \left( \gamma_1 + \frac{5}{2}\gamma \right) k^2 - 2\gamma(\mathbf{k} \cdot \mathbf{J})^2 \right] \quad (4.1)$$

где  $\gamma_1$  и  $\gamma \equiv \gamma_2 = \gamma_3$  - параметры Латтинжера,  $\mathbf{J}$  - оператор полного углового момента ( $J = 3/2$ ),  $m_0$  - масса свободного электрона.

Во внешнем магнитном поле  $\mathbf{B}$  гамильтониан (4.1) приобретает дополнительный вклад [102]:

$$H_Z = 2\mu_B \kappa (\mathbf{J} \cdot \mathbf{B}) \quad (4.2)$$

где  $\mu_B = e\hbar/2m_0$  - магнетон Бора,  $\kappa$  - магнитная постоянная Латтинжера, а оператор  $\mathbf{k}$  в (4.1) заменяется на  $\mathbf{k} - (e/c)\mathbf{A}$ , где  $\mathbf{A}$  - векторный потенциал приложенного магнитного поля. Для магнитного поля, перпендикулярного плоскости 2D системы (направление  $z$ ), из (4.2) имеем

$$H_Z = 2\mu_B \kappa J_Z B \quad (4.3)$$

с  $J_Z = \pm 3/2$  для тяжёлых дырок и  $J_Z = \pm 1/2$  для лёгких носителей зоны  $\Gamma_8$ .

Спектр уровней Ландау в квантующем магнитном поле объемного HgTe был получен и проанализирован на основе теории Латтинжера для сложной вырожденной зоны  $\Gamma_8$  [102] в пионерской фундаментальной работе Галднера и др. [71].

При  $k_z = 0$  магнитные уровни расщепляются на два набора уровней а ( $J_z = \frac{3}{2}; -\frac{1}{2}$ ) и б ( $J_z = \frac{1}{2}; -\frac{3}{2}$ ) с энергиями  $E_{a,b}(n) = \varepsilon_{a,b}(n)\hbar\omega_0$ , где  $n = 0, 1, 2, \dots$  и  $\omega_0 = eB/m_0$  — циклотронная частота свободных электронов. Для тяжелых дырок только нижний уровень Ландау,  $E_b(0) = \varepsilon_b(0)\hbar\omega_0$  при  $\varepsilon_b(0) = \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma) - \frac{3}{2}\kappa$  линейно зависит от  $B$ , а остальные уровни дырок (при  $n \geq 2$ ) имеют немонотонную зависимость от  $n$  и представляют собой суперпозиции состояний тяжелых и легких дырок.

Комбинированный эффект размерного квантования и квантующего магнитного поля приводит к сложной форме спектра магнитных уровней Ландау  $N1$  и  $N2$  подзон зоны  $\Gamma_8$  (см., например, [67]). В пределе слабого поля, когда можно пренебречь смешением состояний из квантованных подзон различного размера, для ветвей с  $J_z = \pm 3/2$  справедливо выражение [40; 103]:

$$E^\pm(N) = \left\{ (\gamma_1 + \gamma) \left( L \mp \frac{3}{2} \right) \pm \frac{3}{2} \kappa \right\} \hbar \omega_0 \quad (4.4)$$

при  $L = -1, 0, 1, \dots$  для  $E^-$ ;  $L = 2, 3, 4, \dots$  для  $E^+$ ;  $\omega_0 = eB/m_0$  - циклотронная частота свободного электрона.

Выражение (4.4) может быть представлено в эквивалентном виде [40; 103]:

$$E^{\pm}(N) = (N + \frac{1}{2})\hbar\omega_c \pm g\mu_B B, \quad (4.5)$$

где  $N = 0, 1, 2, \dots$  ( $N$  для  $E^-$  и  $N$  и  $E^+$ ),  $\omega_c = eB/m_c$ ,  $m_c$  - циклотронная эффективная масса и  $g = 6\kappa$  - эффективный  $g$  - фактор

$(J_z = \frac{3}{2}; -\frac{1}{2}) (J_z = \frac{1}{2}; -\frac{3}{2}) E_{a,b}(n) = \varepsilon_{a,b}(n)\hbar\omega_0 E_b(0) = \varepsilon_b(0)\hbar\omega_0 \varepsilon_b(0) = \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma) - \frac{3}{2}\kappa$  Сравним орбитальное (циклотронное),  $\hbar\omega_c$  и спиновое (Зеемановское),  $\Delta_Z = g\mu_B B$ , расщепления уровней Ландау в подзоне  $H1$ . Для эффективной массы на дне подзоны  $H1$  (при  $k_{\parallel} \rightarrow 0$ ) из (4.4) и (4.5) следует [40; 77; 103]  $m_0/m_c = \gamma_1 + \gamma$ , т.е.

$$\hbar\omega_c = (\gamma_1 + \gamma)\hbar\omega_0 \quad (4.6)$$

Энергетическое расстояние между двумя подуровнями с  $J_z = \pm 3/2$  можно записать в следующем виде [40; 77; 103] :

$$\Delta_Z = \varepsilon_{3/2} - \varepsilon_{-3/2} = 3\kappa\hbar\omega_0 \quad (4.7)$$

откуда получаем:

$$\Delta_Z - \hbar\omega_c = [3\kappa - (\gamma_1 + \gamma)]\hbar\omega_0 \quad (4.8)$$

Для набора параметров HgTe ( $\gamma_1 = 12.8$ ,  $\gamma = 8.4$  and  $\kappa = 10.5$ ) [71; 104] имеем  $3\kappa > (\gamma_1 + \gamma)$ , и, по крайней мере для малых  $k_{\parallel}$ , спиновое расщепление оказывается больше орбитального,  $\Delta_Z > \hbar\omega_c$ .

Таким образом, теоретические значения параметров в нижней части 2D-подзоны  $H1$  для квантовой ямы HgTe составляют  $g = 63.0$  и  $m_c/m_0 = 0.047$ . Однако экспериментальные оценки циклотронной и зеемановской энергий из активационного анализа в сильных магнитных полях могут не совсем соответствовать этим значениям  $g$  и  $m_c/m_0$  из-за смешанной природы подзон тяжелых дырок при конечном  $k_{\parallel}$ , что приводит к нелинейности зависимости энергии уровней Ландау от  $B$  в инверсионном режиме (см., например, [67; 105])

Отметим, что такое большое значение  $g$ -фактора для квантовой ямы HgTe с инвертированной зонной структурой обусловлено  $p$ - симметрией состояний в размерно-квантованной подзоне  $H1$  с  $z$ -проекциями «квази-спина»  $J_z = \pm 3/2$ , в отличие от стандартной ситуации с  $S_z = \pm 1/2$ . Перенормировка  $g$ -фактора относительно его значения,  $g = 6\kappa$ , на дне зоны связана с индуцированным магнитным полем перемешиванием состояний тяжелых дырок с состояниями легких носителей [67; 77].

На 4. 1 представлены зависимости  $\rho_{xx}$  (В) и  $\rho_{xy}$  (В), полученные для исследованного образца в магнитных полях  $B < 2$  Т при  $T = 2.2$  К, вблизи  $B = 2$  Т виден переход к режиму КЭХ ( $\rho_{xx} \rightarrow 0$ ). Режим ШДГ соответствует факторам заполнения  $\nu \geq 4$  с областью нерасщепленных по спину пиков при  $B < B^* \cong 1$ Т ( $\nu > 7$ )  $\nu > 7$ .

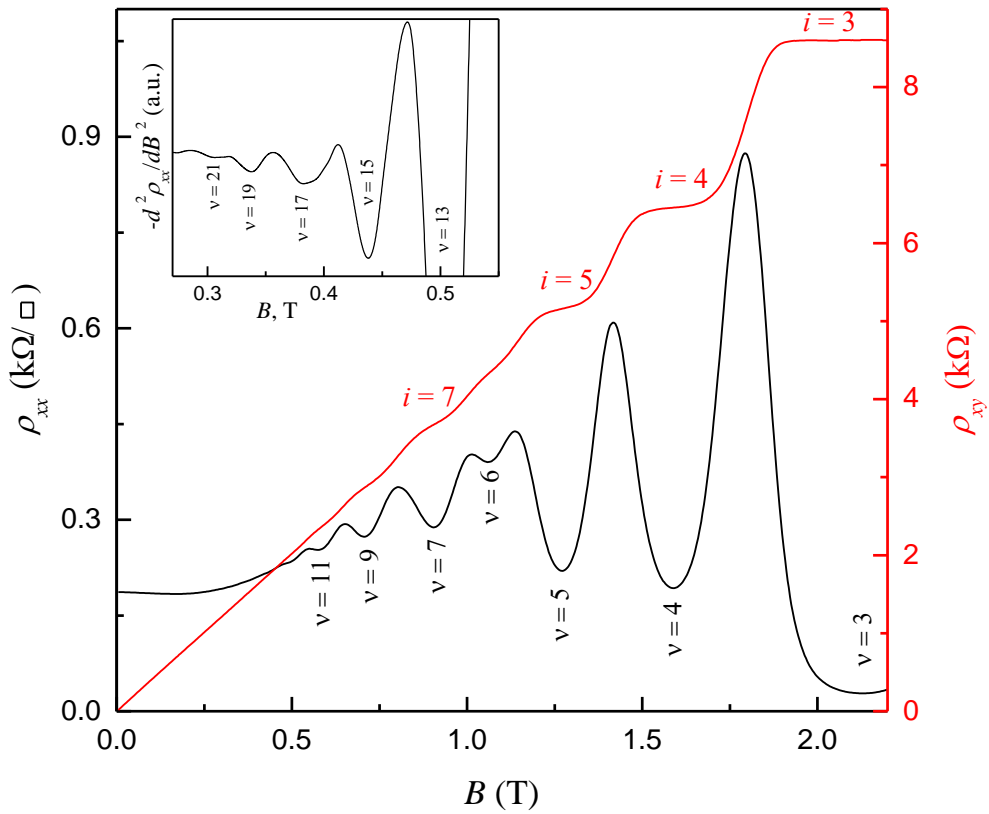


Рисунок 4. 1 – Зависимости продольного,  $\rho_{xx}$ , и холловского,  $\rho_{xy}$ , магнитосопротивлений от магнитного поля при  $T = 2.2$  К для исследуемого образца. Номера плато целочисленного КЭХ,  $i = \frac{e^2}{h} \rho_{xy}$ , отмечены на кривой для  $\rho_{xy}(B)$ . Индексы  $\nu = (3-11)$  вблизи минимумов  $\rho_{xx}(B)$  указывают на соответствующие факторы заполнения. На вставке: вторая производная от  $\rho_{xx}$  (со знаком минус) для больших факторов заполнения  $\nu = (13-21)$  с соответствующими номерами, указанными вблизи минимумов.

## 4.2.1 Аномальный фазовый сдвиг

## осцилляций Шубникова - де Гааза

Отметим важную особенность в области двукратно вырожденных пиков  $\rho_{xx}(B < B^*)$ : пики  $\rho_{xx}(B)$  наблюдаются для четных факторов заполнения,  $\nu = 8, 10, 12, \dots$ , а минимумы соответствуют нечетным  $\nu = 7, 9, 11, \dots, 21$  (см. вставку на рисунке 4. 1). Это противоречит обычной ситуации со спин-вырожденными УЛ.

Если предположить, что спиновое расщепление сравнимо с циклотронным расщеплением,  $g\mu_B B \gtrsim \hbar\omega_c$  (и для этого есть причина, а именно соотношение  $\gamma$  и  $k$  параметров зоны  $\Gamma_8$  в HgTe; подробности см. выше), то схема уровней Ландау и соответствующая ей плотность состояний в квантующем магнитном поле будут иметь вид, представленный на 4. 2.

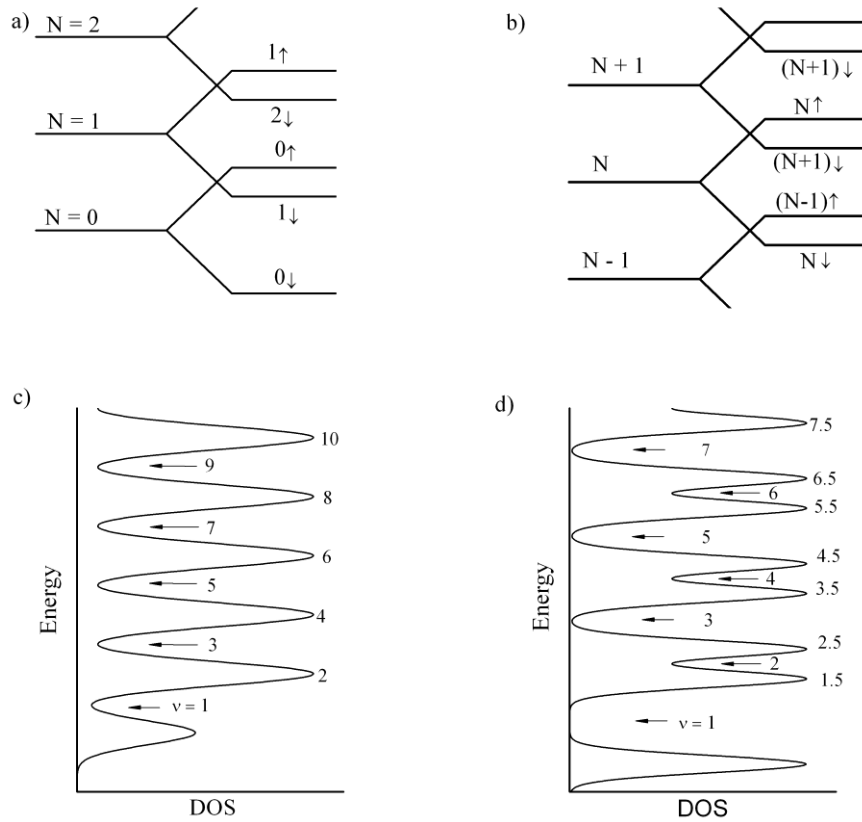


Рисунок 4. 2 – Принципиальная схема спектра уровней Ландау для нижних уровней Ландау (a) и для общего случая с номерами уровней Ландау, равными  $(N - 1)$ ,  $N$  and  $(N + 1)$  (b) в данном магнитном поле. Индексы  $N \uparrow$  и  $N \downarrow$  показаны рядом с уровнями Ландау. Плотность состояний (DOS), соответствующая приведенной выше схеме уровней Ландау: без спинового расщепления,  $B < B^*$  (c) и с расщеплением по спину,  $B > B^*$  (d). Факторы заполнения  $\nu$  показаны рядом с пиками и минимумами DOS.

Тогда область спин нерасщепленных пиков при  $B < B^*$  соответствует условию  $|g\mu_B B - \hbar\omega_c| < \Gamma$ , где  $\Gamma$  - уширение уровня Ландау. В этом случае двукратное вырождение пиков  $\rho_{xx}$  связано с близостью энергии соседних уровней Ландау с противоположно направленными спинами,  $N \downarrow$  и  $(N - 1) \uparrow$  (см. рисунок 4.2b). Таким образом, мы имеем систему

двукратно вырожденных уровней Ландау с «дополнительным» невырожденным уровнем для  $N = 0 \downarrow$  (см. рисунок 4. 2а).

Можно провести аналогию с ситуацией в монослойном графене [80; 96; 106], с той существенной разницей, что уровни Ландау в графене являются четырехкратно вырожденными. В графене уровень Ландау с  $N = 0$  соответствует энергии  $E = 0$  (точка Дирака), и каждый уровень, включая нулевой, имеет 4-кратное вырождение (2 направления спина  $\times$  2 компоненты псевдоспина). Вырождение по псевдоспину связано с наличием двух углеродных подрешеток. Нулевой уровень Ландау в диракоподобном спектре графена, наполовину заполнен электронами (2-кратное вырождение) и наполовину - дырками (2-кратное вырождение). Схема расположения уровней Ландау в монослойном графене представлена, например, в [96] (рисунок 2с) или в [106] (рисунок 1d).

Если рассматривать только одну, например, электронную ветвь спектра, то оказывается, что степень вырождения уровня для  $N = 0 \downarrow$  вдвое меньше, чем для любого другого  $N$ . Это объясняет, в частности, *полуцелые* значения плато КЭХ [80]:

$$\rho_{xy}^{-1} = g_s(i + 1/2) e^2/h \quad (4.9)$$

при факторах заполнения  $\nu = g_s(i + 1/2)$  (при  $g_s = 4$  и  $i = 0, 1, 2 \dots$  для графена), а также аномальную фазу магнитоосцилляций.

В нашей системе эти соображения применимы (при  $g_s = 2$ ) в области, где нет спинового расщепления, для  $\nu > 7$ , и, следовательно, минимумы  $\rho_{xx}$  должны быть при *нечетном*  $\nu = 2(i + 1/2)$  (для  $i \geq 3$ ), а максимумы (пики)  $\rho_{xx}$ , при *четном*  $\nu = 2i$  (для  $i \geq 4$ ), как это фактически и наблюдается в эксперименте (см. также схему на Рисунке 4. 2с).

Стоит подчеркнуть, что для графена поведение  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  как в области осцилляций, так и в режиме КЭХ, обусловлено фундаментальными физическими причинами (топологически нетривиальный спектр дираковского типа), в то время как наблюдаемые нами особенности имеют «технический» характер. Происхождение их связано со специфическим соотношением параметров ( $\gamma$  и  $k$  параметров) зоны  $\Gamma_8$  в теллуриде ртути при топологической тривиальности спектра актуальных носителей (электронов размерно-квантованной подзоны  $\Pi_1$ ).

Двойное вырождение уровней в нашей системе снимается в полях  $B > B^*$ , что соответствует условию  $|g\mu_B B - \hbar\omega_c| > \Gamma$ , и спектр уровней Ландау становится «нормальным»: все уровни Ландау полностью невырождены (см. 4. 2d).

Как следствие, в этом диапазоне полей нет аномального фазового сдвига, и наблюдается обычный целочисленный КЭХ с номерами плато  $i = 1, 2, 3$  и пиками  $\rho_{xx}(B)$  при  $\nu = 1.5; 2.5; \text{ and } 3.5$  (см. [105]).

С другой стороны, в графене из-за малого значения  $g$ -фактора ( $g \cong 2$  [107]) вырождение по спину не снимается даже в поле  $B=14\text{T}$ , при котором данные КЭХ для безмассовых дираковских фермионов представлены в [80] (см. рисунок 4). Таким образом, для электронов (также как и дырок) в графене разница в степени вырождения для уровней Ландау с  $N = 0$  (2-кратное вырождение) и всех остальных уровней Ландау (4-кратное вырождение) сохраняется и в режиме КЭХ, что приводит к аномальному фазовому сдвигу и, как следствие, к полуцелым номерам плато QHE:  $\left(\frac{h}{4e^2}\right) \sigma_{xy} = \pm \frac{1}{2}; \pm \frac{3}{2}; \pm \frac{5}{2}$ , и т. д.

#### 4.2.2 График Берри

С другой точки зрения, как уже упоминалось выше, фазовый сдвиг осцилляций ШдГ и, в то же время, полуцелочисленный квантовый эффект Холла в «идеальном» графене рассматриваются как проявление фазы Берри, приобретенной фермионами Дирака, движущимися в магнитном поле [80; 89; 94–96].

Для фазового анализа квантовых осцилляций должен быть построен график положения в обратном магнитном поле,  $1/B$ ,  $n$ -го минимума (максимума) осцилляций ШдГ в зависимости от его номера  $n$  ( $n + 1/2$ ) (*график Берри*). Тогда прямые, соответствующие линейной аппроксимации, пересекают ось  $n$  в некоторой точке  $n = n^*$ : с целочисленным значением  $n^*$  для топологически тривиальных систем и с полуцелым  $n^*$  для топологически нетривиальной.

Именно такого рода графики широко используются для непосредственного извлечения фазового сдвига Берри в магнитоосцилляциях систем с топологически нетривиальным энергетическим спектром, как в случае с графеном, а также для 2D или 3D топологических изоляторов (см. [96] и ссылки там).

Для графена экстраполяция прямой  $1/B(n)$  к полуцелому значению  $n^* = 1/2$  при  $1/B \rightarrow 0$  (см. рисунок 3b в [80]) рассматривается как проявление нетривиальной фазы Берри, обусловленной особенностями топологии зонной структуры графена с линейным законом дисперсии и исчезающее малой массой вблизи точки Дирака.

В [81] были изучены транспортные свойства бесщелевых квантовых ям  $\text{HgTe}$ , выращенных при критической толщине  $d_c \simeq 6.3$  нм. Наличие точки Дирака в этой однодолинной системе было продемонстрировано на графике Берри для глубоких минимумов осцилляций ШдГ: соответствующая зависимость  $1/B(n)$  экстраполируется к  $n^* = 1/2$ .

На рисунке 4.3 приведены зависимости значений обратных магнитных полей,  $1/B_{min}$ , соответствующих минимумам магнитосопротивления для исследуемого образца в двух вариантах: в зависимости от фактора заполнения,  $\nu$ , и в зависимости от порядкового номера,  $n$ , наблюдаемого минимума. Видно, что зависимость  $1/B$  от фактора заполнения  $\nu$  (определяемого

как  $h/(e^2\rho_{xy})$  экстраполируется к нулю при  $\nu \rightarrow 0$ , что естественно следует из определения  $\nu$  как числа заполненных уровней Ландау:

$$\nu = n_s/n_B \sim 1/B \quad (4.10)$$

где  $n_s$  и  $n_B = eB/h$  есть концентрация электронов и число состояний на уровне Ландау на единицу площади, соответственно (см. обсуждение в [96]).

Как сказано выше, для идентификации нетривиального фазового сдвига необходимо использовать зависимость положения минимума  $\rho_{xx}$  именно от порядкового номера  $n\rho_{xx}$ , независимо от степени вырождения пика [80; 96; 106]. Нетрудно найти, что в случае частичного вырождения (уровни Ландау вырождены при  $\nu > \nu^*$ , и вырождение снимается при  $\nu < \nu^*$ ) номер минимума связан с фактором заполнения следующим образом:  $n = (\nu + \nu^*)/2$ , то есть при  $1/B \rightarrow 0$  ( $\nu \rightarrow 0$ )

$$n \rightarrow n^* = \nu^*/2 \quad (4.11)$$

В этом случае при экстраполяции зависимости  $1/B_{\min}$  от  $n$  к  $1/B \rightarrow 0$  есть две возможности: (1) если  $\nu^*$  чётное (т.е. если в схеме уровней Ландау нет дополнительного невырожденного по спину уровня при  $N=0$ ), то  $n^*$  - целое число; (2) если  $\nu^*$  нечетное (т.е. если такой «лишний» уровень при  $N=0$  существует), то  $n^*$  - полуцелое число.

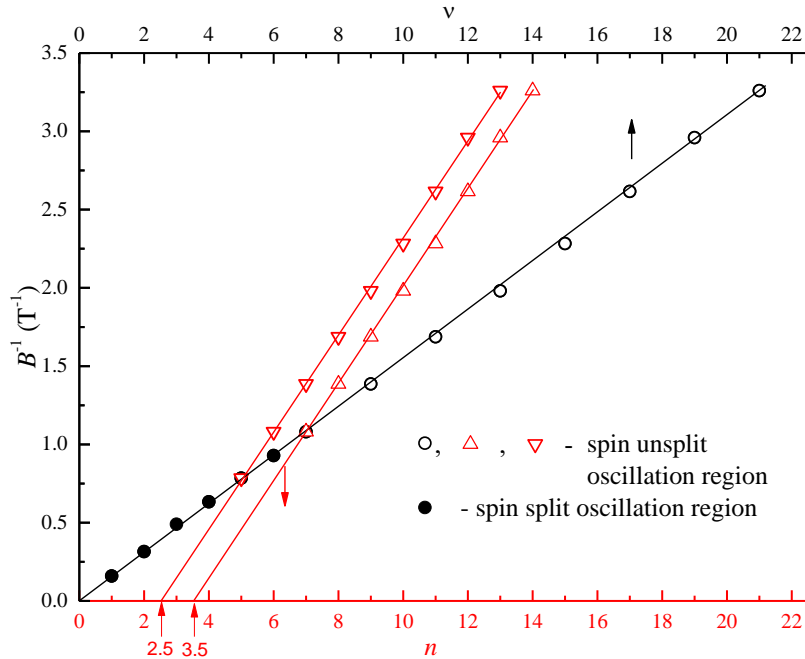


Рисунок 4. 3 – Положение минимумов осцилляций ШдГ в обратном магнитном поле  $1/B$  в зависимости от фактора заполнения  $\nu$  (верхняя ось) или от порядкового номера  $n$  наблюдаемого минимума магнитосопротивления для исследуемого образца. Экстраполяция  $1/B(n)$  к  $1/B \rightarrow 0$  из области спин-нерасщепленных пиков ( $\nu \geq 7$ ) приводит к  $n^* = (3.55 \pm 0.05)$  и из области  $\nu \geq 5$  (см. текст) дает  $n^* = (2.55 \pm 0.05)$ .



Вернемся к рисунку 4.3: экстраполяция зависимости  $1/V_{\min}$  от  $n$  к  $1/V \rightarrow 0$  из области спин-нерасщепленных пиков ( $B < B^*$ ) в нашем образце дает отсечку  $n^* \cong 3.5$ , то есть полуцелое (!) предельное значение. Конкретное значение  $n^* = 3.5$  связано с тем, что вырождение спина сохраняется только до  $\nu^* = 7$ . При  $\nu < 7$  все уровни Ландау невырождены, понятия  $\nu$  и  $n$  совпадают, и мы имеем единственную прямую линию, которая обращается в ноль как  $1/V \rightarrow 0$  на графике рисунок 4.3. Однако, если (следуя [81]) мы пренебрежем «мелким» минимумом от спинового расщепления при  $\nu = 6$ , мы имеем  $\nu^* = 5$ , и, как следствие,  $n^* \cong 2.5$  (см. рисунок 4.3).

Подчеркнем, что найденные нами полуцелые значения  $n^*$  не связаны с наличием подлинной фазы Берри, присущей топологически нетривиальным системам. В данном случае, это является простым следствием конкретного соотношения параметров ( $g\mu_B B \cong \hbar\omega_c$ ) для квантовой ямы HgTe с инвертированным энергетическим спектром, благодаря которому в системе двукратно вырожденных уровней Ландау (при  $B < B^*$ ) существует «дополнительный» невырожденный уровень с  $N = 0$ , в некоторой аналогии с монослойным графеном.

#### 4.3 Заключение к главе 4

Мы исследовали эффект ШдГ для гетероструктуры HgCdTe / HgTe / HgCdTe с шириной квантовой ямы HgTe 20.3 нм в магнитных полях  $B$  до 2.5Т при температурах  $T = (2.2-10)$  К. В исследованной квантовой яме, с инвертированной зонной структурой, проводимость осуществляется электронами размерно-квантованной подзоны H1.

Соотношение параметров Латтинжера зоны  $\Gamma_8$  в HgTe таково, что в подзоне H1 спиновое расщепление сравнимо с орбитальным, по крайней мере, для малых  $k_{\parallel}$ . Ранее в работе [105] мы представили связанные с этим особенности спектра уровней Ландау в режиме КЭХ ( $\omega_c\tau \gg 1$ ).

Изучая магнитосопротивление этой системы в промежуточных магнитных полях, при  $\omega_c\tau > 1$ , обнаружена еще одна особенность, а именно аномальный сдвиг на  $\pi$  фазы магнито-осцилляций в области двукратно вырожденных пиков. Мы показали, что в исследуемой системе такой фазовый сдвиг ШдГ осцилляций обусловлен именно специфическим соотношением параметров  $\Gamma_8$ -зоны в HgTe, а не топологической нетривиальностью системы.

В топологически нетривиальной 2D системе со спектром Дирака, например, в монослойном графене, дополнительный фазовый сдвиг магнито-осцилляций обусловлен так называемой фазой Берри. Впервые нами был обнаружен сдвиг на  $\pi$  в фазе магнито-осцилляций для топологически тривиальной 2D системы (где дополнительная фаза Берри отсутствует), а именно для размерно-квантованной подзоны H1 зоны  $\Gamma_8$  в КЯ HgTe с инвертированной зонной структурой.

Нетривиальность исследуемой системы состоит в том, что формально подуровень  $\text{H1}$  принадлежит ветви тяжелых дырок зоны  $\Gamma_8$  с  $J_z = \pm 3/2$ , однако, в подзоне  $\text{H1}$  реализуется проводимость электронного типа. Именно большое значение  $z$ -компонент квазиспина,  $|J_z| = 3/2$ , приводит к необычной ситуации, когда зеемановское расщепление становится больше циклотронной энергии. В схеме уровней Ландау это проявляется в наличии «дополнительного», невырожденного по спину, уровня (при  $N = 0$ ) и, как следствие, к сдвигу на  $\pi$  фазы магнитоосцилляций.

В целом, наблюдаемый нами в немагнитной 2D системе эффект связан с инвертированным характером энергетического спектра КЯ HgTe, что, в свою очередь, есть следствие инвертированной зонной структуры объемного полупроводника HgTe, где зона  $\Gamma_8$  с  $p$ -симметрией ( $J = 3/2$ ) расположена по энергии выше зоны  $\Gamma_6$  с  $s$ -симметрией ( $S = 1/2$ ) из-за релятивистских вкладов, присущих соединениям с тяжелыми атомными элементами [3].

Результаты, представленные в данной главе диссертации, были опубликованы в работе [А6] списка публикаций по теме диссертации.

## Глава 5. Осцилляции Шубникова-де Гааза в квантовых ямах на основе HgTe: эффективная масса и g-фактор электронов

### 5.1 Экспериментальные результаты

На рисунке 5. 1 приведены зависимости продольного,  $\rho_{xx}$ , и холловского,  $\rho_{xy}$ , магнитосопротивлений от магнитного поля  $B$ , в полях до 9Т при  $T = 2.2$  К с переходом в режим квантового эффекта Холла (КЭХ) в сильных магнитных полях. Четко наблюдаются плато КЭХ с номерами  $i = 1, 2$  и  $3$  при  $\rho_{xx}(B) \rightarrow 0$  в соответствующих интервалах магнитных полей.

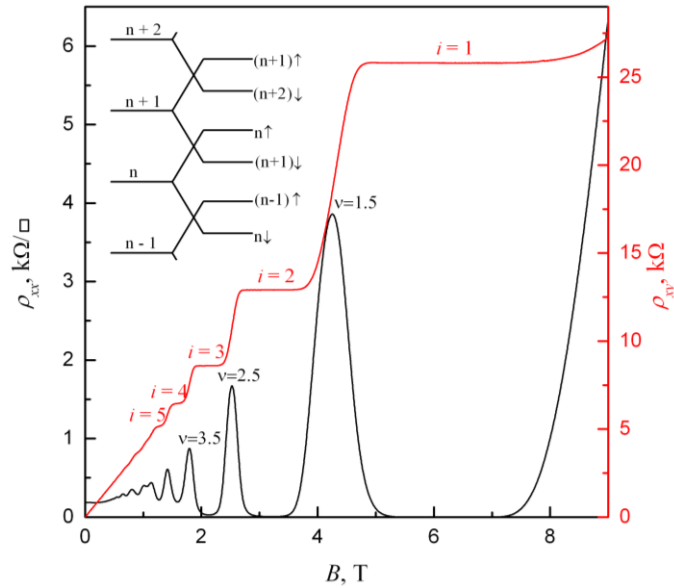


Рисунок 5. 1 – Зависимости продольной,  $\rho_{xx}$ , и холловской,  $\rho_{xy}$ , компонент тензора магнитосопротивления при  $T = 2.2$  К. Вставка: схематическая картина уровней Ландау для УЛ с номерами номеров  $(n-1)$ ,  $n$ ,  $(n+1)$  и  $(n+2)$  в данном магнитном поле. Индексы  $n\uparrow$  и  $n\downarrow$  показаны справа от УЛ.

На Рисунке 5.2 представлена область осцилляций Шубникова-де Гааза в полях  $B < B^{**} = 2.5$  Тл, а на вставке показана область нерасщепленных по спину пиков ( $B < B^* = 1$  Тл) с началом снятия спинового вырождения при  $1 \text{ Т} < B < 1.2 \text{ Т}$ .

$$\rho_{xx} B < B^*$$

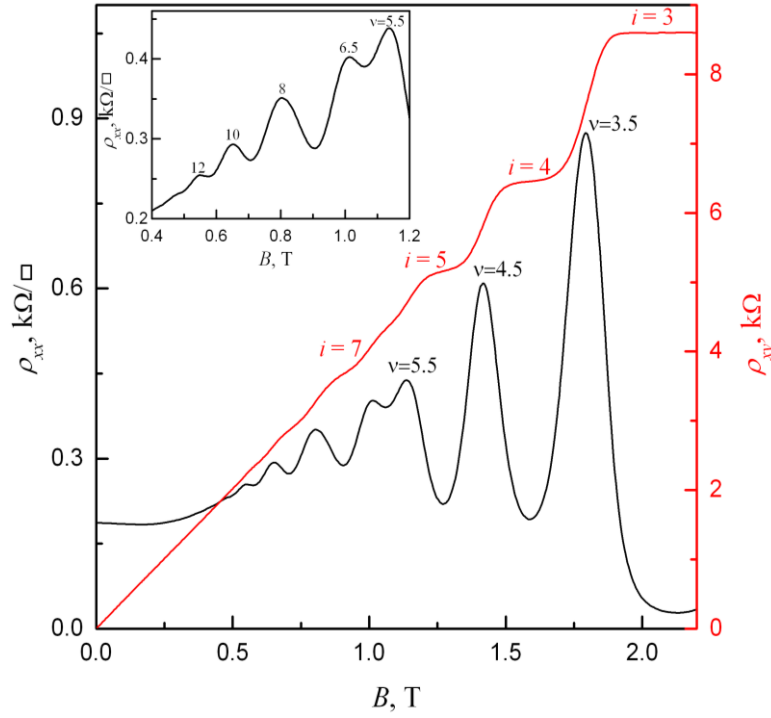


Рисунок 5. 2 – Область осцилляций Шубникова-де Гааза при  $T = 2.2$  К в полях  $B < B^{**} = 2.5$  Тл. Вставка: область спин - нерасщепленных пиков ( $B < B^* = 1$  Тл).

Согласно Уравнению (1.7), осцилляции магнитосопротивления являются периодическими по обратному магнитному полю, и концентрация носителей заряда, может быть определена по периоду осцилляций,  $\Delta(1/B)$ , с использованием следующей формулы [11; 26]:

$$\Delta\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{e\hbar}{\varepsilon_F m}; n_{2DEG} = \frac{2e}{h} \frac{1}{\Delta B} \quad (5.1)$$

где  $\varepsilon_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m}$  для случая квадратичного изотропного закона дисперсии. Дальнейшие соотношения зависят от размерности системы. Для двумерной системы  $n_{2D} = \frac{\nu_s}{4\pi} k_F^2$ , где  $\nu_s$  – фактор спинового вырождения. Тогда для периода осцилляций в 2D системе из (5.1) находим:

$$\Delta\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{e\nu_s}{2\pi\hbar n_{2D}} = \frac{e\nu_s}{\hbar n_{2D}} \quad (5.2)$$

Степень спинового вырождения  $\nu_s$  в данной области магнитных полей определяется сравнением  $n_{2D}$ , полученного из (5.2), с холловской концентрацией. Для исследуемого образца, согласно периоду осцилляций (при  $\nu_s = 2$ ) мы находим  $n_{2D} = (1.53 \pm 0.05) \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ , что идеально совпадает с измерениями коэффициента Холла ( $n_H = 1/eR_H = (1.53 \pm 0.05) \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ )).

Зависимость положений максимумов и минимумов магнитосопротивления по обратному магнитному полю от фактора заполнения  $\nu = n_{2D}/n_B$  ( $n_B = eB/h$  число состояний на уровне Ландау на единицу площади) показана на рисунке 5. 3. Хорошая периодичность наблюдаемых

осцилляций от обратного магнитного поля видна в широком интервале значений  $\nu$  (при  $1 \leq \nu \leq 14.5$ ), на рисунке можно также видеть удвоение периода осцилляций при  $\nu > 7.5$ , что соответствует двукратному спиновому вырождению пиков магнитосопротивления в этой области магнитных полей.

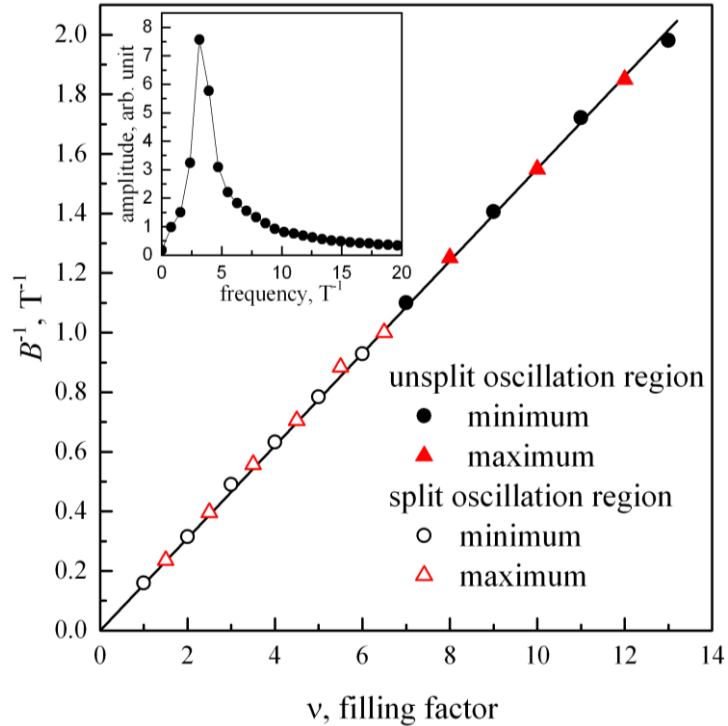


Рисунок 5. 3 – Зависимость положений экстремумов  $\rho_{xx}$  (в обратном магнитном поле) от фактора заполнения: треугольники - максимумы, кружки - минимумы, закрашенные символы - область осцилляций, вырожденных по спину, пустые символы - область осцилляций, расщепленных по спину. На вставке показан Фурье- спектр осцилляций ШдГ. представленных на вставке 5. 2.

На вставке к 5. 3 показано, что Фурье-анализ дает одну, хорошо выраженную частоту, соответствующую концентрации  $n_{2D} = (1.53 \pm 0.05) \cdot 10^{15} \text{m}^{-2}$  (при  $\nu_s = 2$ ), что согласуется с хорошей периодичностью данных по обратному магнитному полю. Таким образом, можно утверждать, что в исследуемой системе заполнена только одна размерно-квантованная подзона, и что нет, например, эффектов спин-орбитального расщепления Бычкова-Рашбы [108] (биения осцилляций).

На рисунке 5.4 показаны осцилляции Шубникова-де Гааза в полях  $B < B^{**} = 2.5 \text{T}$  при различных фиксированных температурах  $T = 2.2-10 \text{ K}$ . Из температурной зависимости амплитуды осцилляций при фиксированном значении магнитного поля, и при условии, что квантовое время жизни,  $\tau_q$ , не зависит от температуры, можно определить циклотронные эффективные массы носителей заряда. Используя отношение амплитуд при двух конечных температурах  $T$  и  $T_0$ , имеем:

$$\frac{A(T)}{A(T_0)} = \left( \frac{\alpha \operatorname{sh}(\alpha_0)}{\alpha_0 \operatorname{sh}(\alpha)} \right) = \frac{T \operatorname{sh}(\alpha_0)}{T_0 \operatorname{sh}(\alpha)}, \quad (5.3)$$

где

$$\alpha = \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar \omega_c}, \quad \alpha_0 = \frac{2\pi^2 k_B T_0}{\hbar \omega_c} \quad (5.4)$$

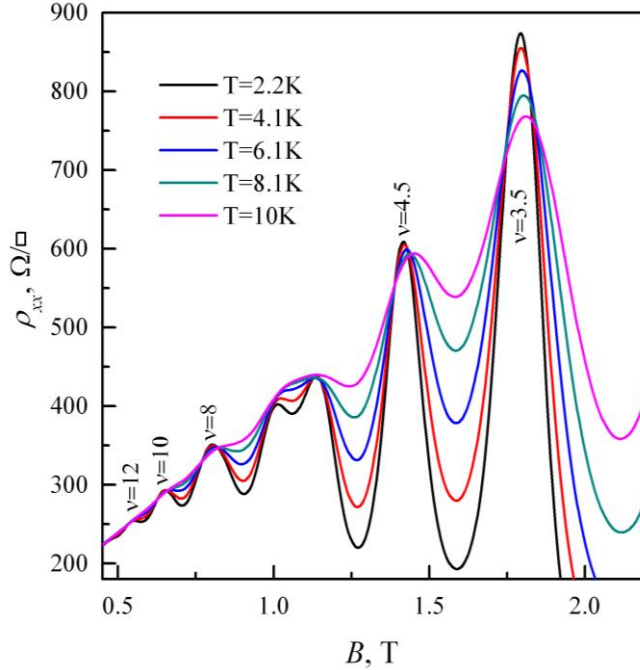


Рисунок 5. 4 – Осцилляции Шубникова-де Гааза при различных температурах.

Зная эффективную массу, из отношения амплитуд осцилляций в полях  $B$  и  $B_0$ ,  $\frac{A(B)}{A(B_0)}$  при фиксированной температуре можно оценить квантовое время жизни,  $\tau_q$ . Согласно (5.3) с учетом (5.4) можно получить следующее соотношение

$$\ln[BA(B)\operatorname{sh}(\alpha)] = -\frac{\pi}{\omega_c \tau_q} = -\pi \left( \frac{m}{e\tau_q} \right) \frac{1}{B} \quad (5.5)$$

Таким образом, зависимость левой части уравнения (5.5) от  $1/B$  при фиксированной температуре должна быть прямой линией, из угла наклона которой можно определить  $\tau_q$ .

На рисунках 5. 5 и 5. 6 представлены экспериментальные данные для отношения амплитуд осцилляций при фиксированных значениях магнитного поля (рисунок 5. 5) и оценки квантового времени жизни для исследуемой квантовой ямы (рисунок 5. 6). Из рисунка 5. 6 видно, что  $\tau_q$  практически не зависит от  $T$  как в области слабых,  $\nu = (8-12)$ , так и промежуточных,  $\nu = (3,5-4,5)$ , магнитных полей.

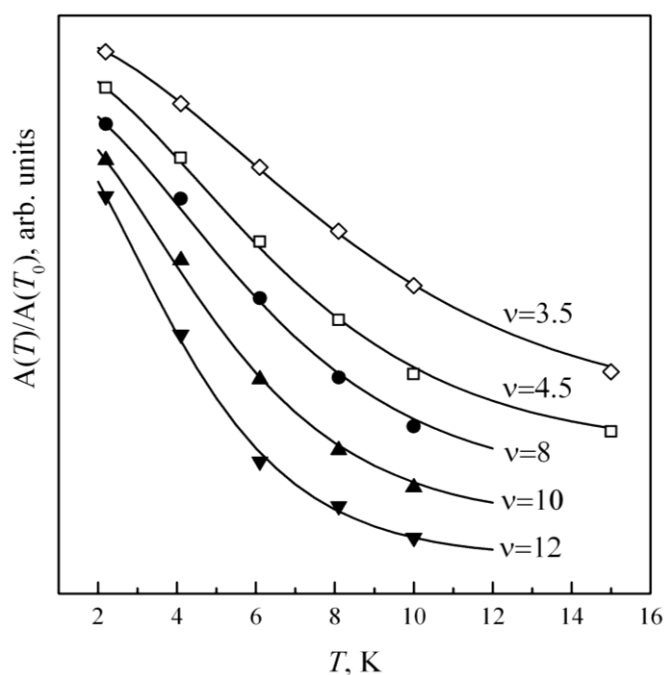


Рисунок 5. 5 – Экспериментальная температурная зависимость отношения амплитуд осцилляций ШдГ для различных максимумов  $\rho_{xx}$  (символы различной формы), и наилучшая подгонка по формуле (5. 3) (кривая). Значения фактора заполнения указаны около кривых.

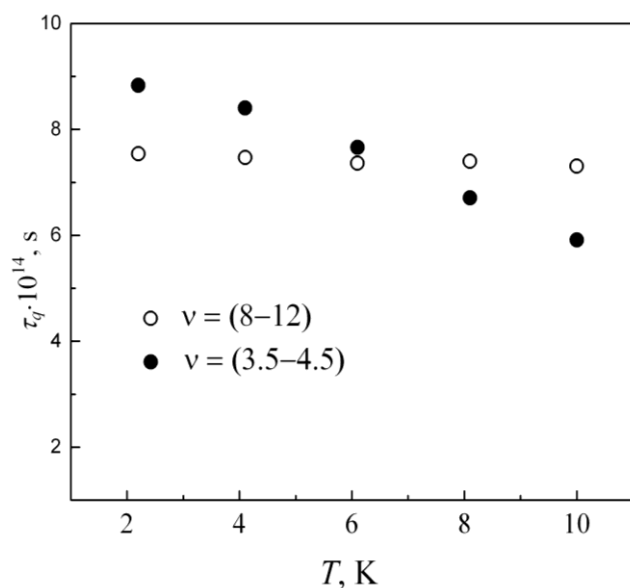


Рисунок 5. 6 – Температурная зависимость квантового времени жизни  $\tau_q$  для областей вырожденных по спину (пустые символы) и расщепленных по спину (закрашенные символы) пиков.

## 5.2 Обсуждение экспериментальных результатов

Стандартный анализ температурной зависимости отношения амплитуд осцилляций ШдГ,  $A(T)/A(T_0)$ , показанный на рисунке 5. 5, дает значения  $m_c/m_0$  для набора пиков магнитосопротивления. Результаты подгонки для разных  $\nu$  представлены в таблице 5. 1. Для

сравнения, в таблице приведены также наши экспериментальные результаты по  $m_c/m_0$ , полученные из анализа активационного транспорта в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) [105], а также теоретические оценки эффективной массы электрона на дне подзоны Н1 [71; 76].

Метод определения	$B, T$	$\nu$	$m_c/m_0$	$g$
Теория [36]	—	$k_{\parallel} \ll \pi/d_{QW}$	0.047	61.5
Активация в режиме КЭХ [38]	3.15; 2.1	2; 3	$0.037 \pm 0.005$	$75 \pm 5$ $72 \pm 3.5^*$
ШдГ осцилляции	1.79	3.5	$0.033 \pm 0.005$	$76.7 \pm 3.5^*$
	1.42	4.5	$0.034 \pm 0.005$	
ШдГ осцилляции	0.8	8	$0.022 \pm 0.002$	—
	0.645	10		
	0.54	12		

Таблица 5. 1 – Параметры исследуемого образца, определенные разными методами: значения магнитного поля  $B$  и фактора заполнения  $\nu$  для положения максимумов осцилляций ШдГ; эффективная масса  $m_c/m_0$ ; фактор Ланде  $g$ . \* оценка по формуле (5.10) Т.Вимбауэра и др. [76]

Для эффективной массы,  $m_c$ , на дне подзоны Н1 at  $k_{\parallel} \ll \pi/d_{QW}$  ( $d_{QW}$  - ширина квантовой ямы) теория в сферическом приближении дает [71; 76]:

$$m_0/m_c = \gamma_1 + \gamma, \quad \text{т. е. } \hbar\omega_c = (\gamma_1 + \gamma)\hbar\omega_0, \quad (5.6)$$

а энергетическое расстояние между двумя подуровнями с  $J_z = \pm 3/2$  можно записать в следующем виде [71; 76; 77]:

$$\varepsilon_{3/2} - \varepsilon_{-3/2} \equiv g\mu_B B = 3\kappa\hbar\omega_0 \quad (5.7)$$

то есть теоретическое значение эффективного  $g$ -фактора,  $g = 6\kappa$ . Здесь  $\gamma_1$ ,  $\gamma$  и  $\kappa$  - параметры Латтинжера,  $\mu_B = e\hbar/2m_0$  - магнетон Бора. Для набора параметров Латтинжера в HgTe ( $\gamma_1 = 12.8$ ,  $\gamma = 8.4$  and  $\kappa = 10.5$ ) [71] имеем  $3\kappa > (\gamma_1 + \gamma)$ , и, таким образом (по крайней мере для малых  $k_{\parallel}$ ), спиновое расщепление больше, чем орбитальное,  $g\mu_B B > \hbar\omega_c$ .

Отсюда следует, что двукратное вырождение пиков  $\rho_{xx}$  при  $B < B^*$  обусловлено близостью энергий соседних уровней Ландау с противоположно направленными спинами  $n\downarrow$  и  $(n-1)\uparrow$  (см. вставку на рисунке 5. 1), что соответствует условию  $|\varepsilon_{(n-1)\uparrow} - \varepsilon_{n\downarrow}| < \frac{\hbar}{\tau_q}$  (подробности см. в главе 4 [109]).

Для осцилляций ШдГ это может означать, что «правильная» эффективная масса для исследуемой квантовой ямы HgTe может быть получена только в достаточно сильных



магнитных полях, когда вырождение уровней Ландау  $\varepsilon_{(n-1)\uparrow}$  и  $\varepsilon_{n\downarrow}$  полностью снято:  

$$|\varepsilon_{(n-1)\uparrow} - \varepsilon_{n\downarrow}| > \frac{\hbar}{\tau_q}$$

Действительно, в этой области магнитных полей при  $B > 1.4\text{T}$  мы получаем значение  $m_c/m_0 = (0.034 \pm 0.005)$ , что хорошо согласуется с активационным анализом КЭХ [105] и теоретическими оценками для конечного  $k_{\parallel}$  [76]:

$$m_0/m_c = \gamma_1 + \gamma - S_2 \quad (5.8)$$

где  $S_2$  - вклад в величину эффективной массы во втором порядке теории возмущений, обусловленный смешиванием состояний легких частиц и тяжелых дырок в квантовой яме.

Аналогичное рассмотрение с использованием теории возмущений дает выражение для расщепления наинизшего размерно-квантованного уровня тяжёлых дырок по  $J_z$ :

$$\varepsilon_{3/2} - \varepsilon_{-3/2} = \hbar \omega_0 (3\kappa - S_2) \quad (5.9)$$

Тогда для оценки  $g$ -фактора на уровне Ферми можно использовать соотношение Вимбауэра и др. [76] для подзоны  $N1$ :

$$g - 6\kappa = 2[m_0/m_c - (\gamma_1 + \gamma)] \quad (5.10)$$

который учитывает смешивание состояний легких и тяжелых носителей при  $k_{\parallel} \neq 0$ . Для  $m_c/m_0 = (0.034 \pm 0.005)$  мы получаем  $g = (76,7 \pm 3,5)$ , что также хорошо согласуется с [105] (см. Таблицу 1).

Из таблицы видно, что анализ по формуле (1.7) Лифшица-Косевича [11; 26] в слабых полях,  $B < 1\text{T}$ , в области нерасщепленных по спину, дважды вырожденных пиков  $\rho_{xx}$  дает значение  $m_c/m_0 = (0.022 \pm 0.002)$  в соответствии с результатами некоторых других авторов [20; 43; 66; 110].

Но это значение противоречит как теоретическим оценкам [71; 76], так и нашим экспериментальным результатам по анализу активационной проводимости в режиме КЭХ [105]:  $m_c/m_0 = 0.037 \pm 0.005$  and  $g = 75 \pm 5$

В работе [110] исследован энергетический спектр зоны проводимости в квантовых ямах  $\text{HgTe}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с шириной КЯ  $d_{\text{QW}} = (4.6 - 20.2)$  нм в широком диапазоне концентрации электронов. Показано, что эффективная масса, полученная из температурной зависимости амплитуды ШДГ осцилляций, для структур с  $d_{\text{QW}} < d_c$  близка к рассчитанным значениям во всем диапазоне электронной плотности. Однако с увеличением ширины КЯ, при  $d_{\text{QW}} > (7 - 8)$  нм, экспериментально полученные значения  $m_c/m_0$  становятся заметно меньше расчетных. При  $d_{\text{QW}} = 20.2$  нм соотношение расчетных и экспериментальных масс достигает значения двух (что мы также наблюдаем в слабом магнитном поле). Миньков и др. в [110] полагают, что наблюдаемое

поведение эффективной массы электрона обусловлено перенормировкой спектра из-за электрон-электронного взаимодействия.

С другой стороны, в кремниевых инверсионных слоях также зафиксировано существенное различие между эффективной массой носителя, полученной из анализа осцилляций ШдГ в слабых магнитных полях и из теоретических оценок [8]. Систематическое исследование температурной зависимости осцилляций ШдГ проводилось для различных значений  $B$ , приложенного напряжения на затворе, легирования в объеме образца и концентрации зарядов в оксиде. Было обнаружено, что значения эффективной массы, полученные в результате такого анализа, не ведут себя регулярным образом, как должно быть, если основную роль играет внутренний эффект, такой как электрон-электронное взаимодействие. Полученные результаты позволяют предположить, что эффективные массы, полученные из анализа осцилляций ШдГ в слабых магнитных полях, зависят от детальной природы рассеивателей в системе.

Согласно одной из физических моделей, описанных в [8], видимое уменьшение  $m_c$  может быть связано с возмущением циклотронной частоты,  $\omega_c$ , флуктуациями потенциала, а именно с изменением  $\omega_c$  при движении электрона в медленно меняющемся случайном примесном потенциале. Отметим, что именно крупномасштабный характер флуктуаций примесного потенциала был установлен в исследуемом образце из анализа скейлинговых закономерностей в режиме КЭХ [44; 45; 47].

### 5.3 Заключение к главе 5

Представлено исследование осцилляций Шубникова - де Гааза при температурах (2.2-10) К в магнитных полях до 2.5 Тл в квантовой яме HgTe шириной 20.3 нм с инвертированной зонной структурой, выращенной на подложке (013) GaAs и модуляционно симметрично легированной In.

Анализ температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ в слабых магнитных полях,  $B < 1$  Т, в области спин-нерасщепленных пиков приводит к значению  $m_c/m_0 = (0.022 \pm 0.002)$  в соответствии с результатами некоторых других авторов [20; 43; 66; 110], но в противоречии с теорией, а также и с нашими экспериментальными данными по анализу активационного транспорта в режиме КЭХ ( $m_c/m_0 = 0.037 \pm 0.005$  and  $g = 75 \pm 5$ ) [105].

С другой стороны, в промежуточных магнитных полях,  $1.2\text{Т} < B < 2.5\text{Т}$ , в области спин-расщепленных пиков получены значения  $m_c/m_0 = (0.034 \pm 0.003)$  и  $g = (76.7 \pm 3.5)$  в хорошем согласии с активационным анализом в режиме КЭХ и с теоретическими оценками для конечного  $k_{\parallel}$ .

Мы предполагаем, что из-за специфики инвертированного энергетического спектра подзоны  $N1$  «правильное» значение эффективной массы может быть получено только в достаточно сильных магнитных полях, когда полностью снято перекрытие близлежащих уровней Ландау с разными номерами  $n$  и противоположно направленными спинами. Обсуждаются также другие физические причины такого расхождения.

Результаты, представленные в данной главе диссертации, были опубликованы в работах [A2] списка публикаций по теме диссертации.

## Глава 6. Эффективная масса дырок в квантовой яме HgTe с инвертированной зонной структурой в модели «петли экстремумов»

### 6.1. Введение

В широких КЯ HgTe/Cd(Hg)Te с инвертированной зонной структурой ( $d_{QW} \geq 18\text{нм}$ ) возникает новая двумерная электронная система: фаза двумерного полуметалла [65; 111]. Существование 2D полуметалла в этой системе связано с перекрытием на несколько мэВ минимума зоны проводимости в центре зоны Бриллюэна с боковыми максимумами валентной зоны. Расчет структуры энергетических зон [65] показывает, что основной причиной перекрытия в широких КЯ является деформация, обусловленная несоответствием постоянных решетки HgTe и CdTe.

В области полуметалла, когда уровень Ферми пересекает как валентную зону, так и зону проводимости, в HgTe КЯ наблюдается ряд интересных кинетических эффектов, обусловленных сосуществованием 2D электронов и дырок [21; 68; 69; 112; 113].

Численные расчеты эффективной массы дырок валентной зоны (подзоны H2) для сильной анизотропии спектра (учет гофрировки; асимметрии границ квантовой ямы и различия их размытия) в квазиклассическом приближении выполнены в [114].

В данной главе мы представляем результаты квазиклассических расчетов эффективной массы, а также спектра уровней Ландау валентной зоны КЯ HgTe с инвертированной зонной структурой как в изотропном приближении (модель «петли экстремумов»), так и с учетом эффектов гофрировки.

### 6.2. Зонная структура квантовой ямы HgTe при $V=0$

На рисунке 6. 1 приведены дисперсионные кривые,  $E(k_{\parallel})$ , для энергетических подзон полностью напряженной КЯ HgTe шириной 20 нм в наноструктуре Hg<sub>0.35</sub>Cd<sub>0.65</sub>Te/HgTe/Hg<sub>0.35</sub>Cd<sub>0.65</sub>Te, рассчитанная для ориентации (001). Мы полагаем, что различия между расчетной (001) и экспериментальной (013) ориентациями, хотя и вносят некоторые количественные поправки, не окажут существенного влияния на результаты настоящего исследования. Расчеты выполнены методом огибающей функции в рамках 8-зонной  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  теории самосогласованно с уравнением Пуассона для распределения заряда [67].

Для широкой квантовой ямы HgTe в инвертированном режиме первая размерно-квантованная подзона тяжелых дырок H1 становится зоной проводимости, поскольку теория [64] предсказывает для нее закон дисперсии электронного типа. Наивысшей валентной зоной теперь является размерно-квантованная подзона тяжелых дырок H2 с немонотонным законом дисперсии [64]. При учёте одноосной деформации слоя HgTe, вызванной рассогласованием

решеток HgTe и CdHgTe [65; 111] возникает существенное перекрытие подзон валентной (H2) и проводимости (H1): в данном случае около 6.45 мэВ (см. рисунок 6. 1)

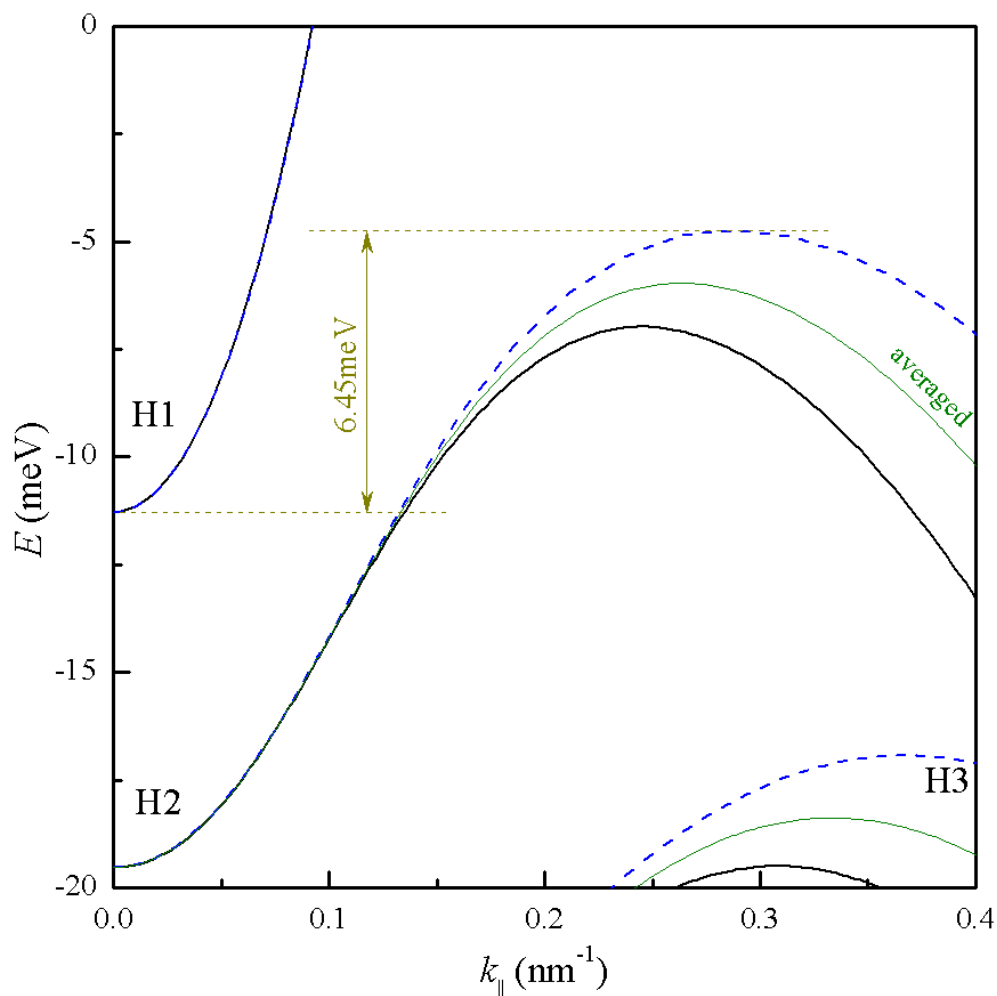


Рисунок 6. 1 – Рассчитанная зонная структура напряженной квантовой ямы HgTe с  $d_{QW} = 20$  нм [67; 69] для ориентации (001). Жирные сплошные линии для  $(k_x, k_y) = (1,0)$ , пунктирные линии для  $(k_x, k_y) = (1,1)$ . Тонкие сплошные кривые для усреднённой структуры подзон (изотропная модель).

### 6.3. Спектр уровней Ландау

На рисунке 6. 2 показан спектр уровней Ландау КЯ HgTe/Hg<sub>0.35</sub>Cd<sub>0.65</sub>Te ([001]), дисперсионные кривые для которой представлены на рисунке 6. 1, рассчитанный в рамках изотропной модели. Обозначения уровней Ландау соответствует обозначениям работы [67].

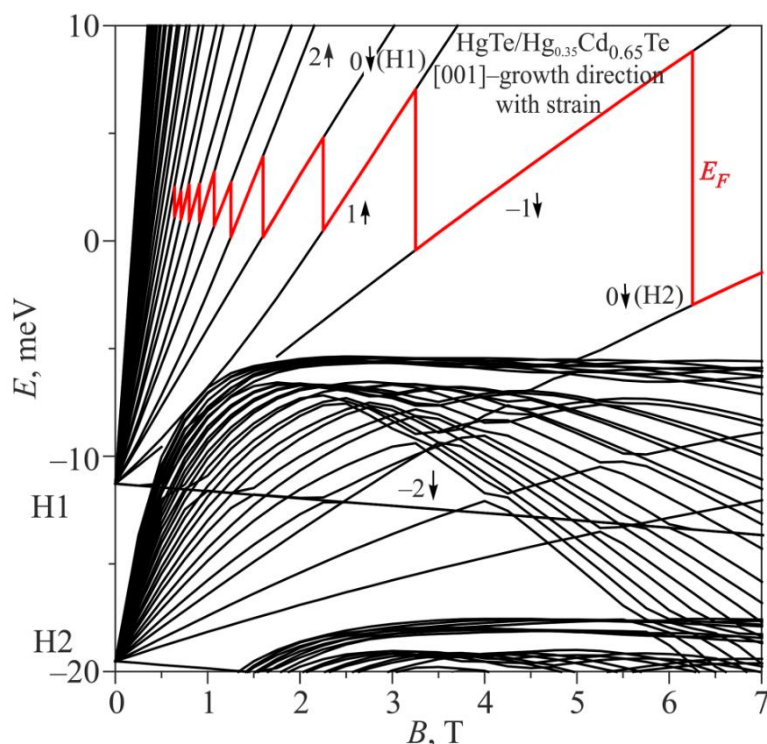


Рисунок 6. 2 –Уровни Ландау подзон Н1 и Н2 для квантовой ямы  $\text{HgTe}/\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$  (001) n-типа в зависимости от магнитного поля для  $d_{\text{QW}} = 20$  нм,  $n_{2\text{DEG}} = 1.5 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$  [69] .

Из рисунка 6. 2 видно, что уровни Ландау существенно не эквидистантны, не линейно зависят от магнитного поля и не монотонны, что обусловлено смешиванием состояний тяжелых дырок с состояниями легких частиц при конечных значениях волновых векторов  $k_{\parallel}$  для подзон Н1 и Н2 в инвертированном режиме. Только самый нижний уровень Ландау ( $N = -2 \downarrow$ ) подзоны Н1 содержит чистые состояния тяжелых дырок, которые не смешиваются с состояниями легких частиц [67] (см. также [59; 115] и ссылки в них).

#### 6.4. Модель «петли экстремумов»

На рисунке 6. 3а приведена зонная структура напряженной квантовой ямы  $\text{HgTe}$  с  $d_{\text{QW}} = 20$  нм в изотропном приближении, согласно работам [67; 69]. На рисунке 6. 3б представлены изоэнергетические контуры дна зоны проводимости (малая окружность с центром в точке  $\Gamma$ ) и потолка валентной зоны (окружности с радиусами  $(k_0 \pm \Delta k)$  в координатах  $(k_x, k_y)$ , соответствующие энергии  $\varepsilon$  (пунктир на рисунке 6. 3а), в изотропном приближении, когда гофрировка зоны  $\Gamma_8$  не учитывается. На рисунке 6. 3а,б заштрихованы участки зонной диаграммы, соответствующие запрещенной щели между зоной проводимости и валентной зоной.

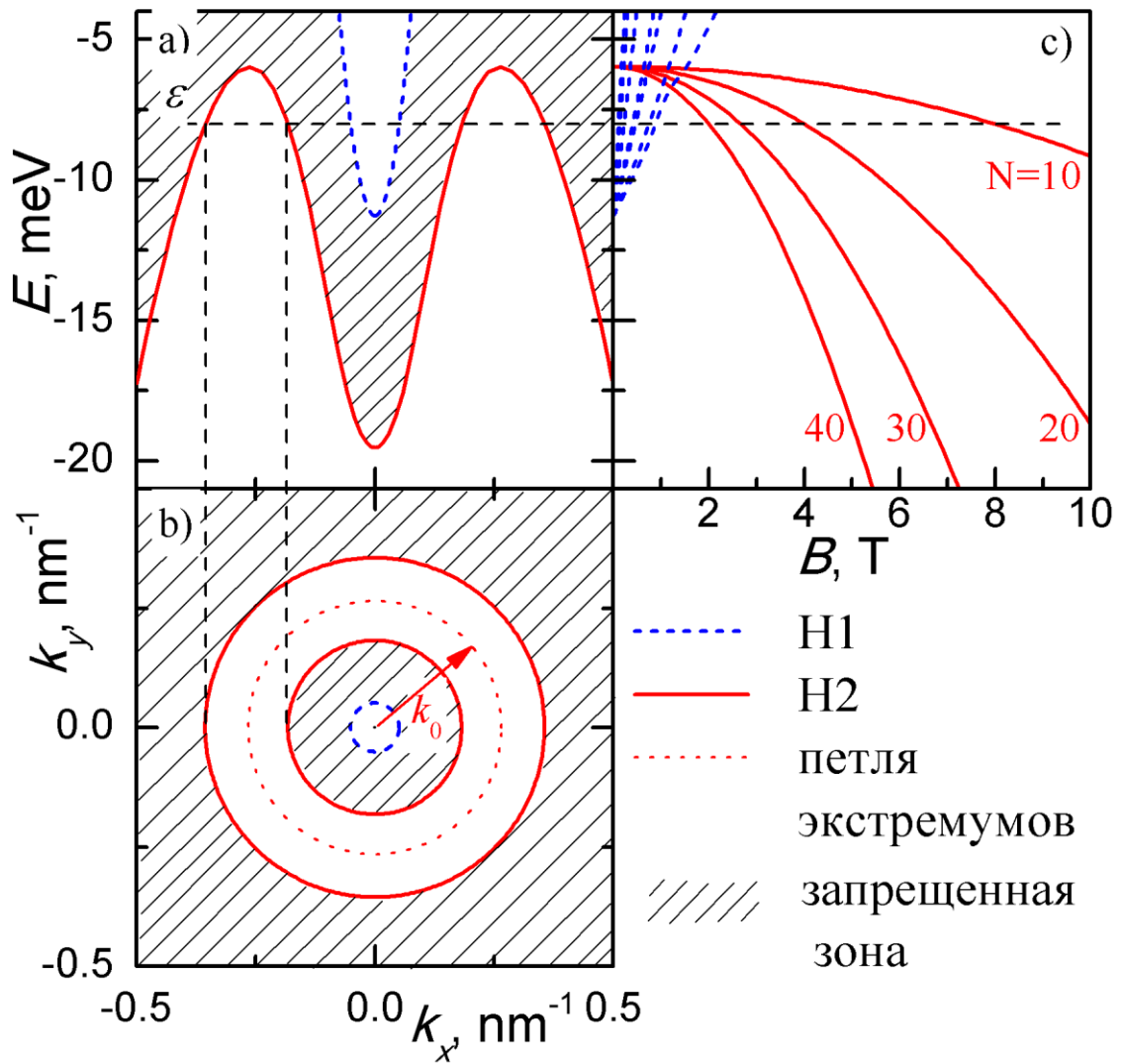


Рисунок 6. 3 – а) Зонная структура напряженной квантовой ямы HgTe с  $d_{QW} = 20$  нм в изотропном приближении. б) Изоэнергетические контуры дна зоны проводимости и потолка валентной зоны в координатах  $(k_x, k_y)$ , соответствующие энергии  $\epsilon$  (пунктир на рисунке 6. 3а). в) Спектр уровней Ландау валентной зоны, вычисленный в модели «петли экстремумов». Заштрихованы участки зонной диаграммы, соответствующие запрещенной щели между зоной проводимости и валентной зоной.

В изотропном приближении изоэнергетические контуры вблизи потолка валентной зоны имеют вид колец (см. рисунок 6. 3б), и мы для расчета эффективной массы и спектра уровней Ландау (уровней Ландау) дырок используем модель, предложенную в [116] для полупроводников с решеткой вюрцита. Рашба и Шека в [116] показали, что если пренебречь анизотропией релятивистских взаимодействий, то минимум энергии электронов в этих полупроводниках достигается не в отдельных изолированных точках импульсного пространства, а на целой кривой – окружности, которая была названа петлей экстремумов.

В этой модели закон дисперсии дырок с энергиями, близкими к экстремальной (при  $p_{\perp} = p_0 \equiv \hbar k_0$ ), для 2D – случая возьмём в виде:

$$\varepsilon = a(p_{\perp} - p_0)^2 \quad (6.1)$$

где  $p_{\perp} = (p_x^2 + p_y^2)^{1/2}$  при отсчете энергии вглубь валентной зоны.

Вычисляем в квазиклассическом приближении [117] циклотронную эффективную массу

$$m_c(\varepsilon) = \frac{1}{2\pi} \frac{dS(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \frac{2p_0}{\sqrt{a\varepsilon}}, \quad (6.2)$$

где  $S(\varepsilon)$  - площадь кольца, отрезанного от боковых максимумом в валентной зоне плоскостью постоянной энергии  $\varepsilon$ . Циклотронная эффективная масса расходится при приближении к потолку валентной зоны как  $\varepsilon^{-1/2}$ .

Расстояние между квантованными магнитным полем  $B$  уровнями энергии определяется выражением [117]:

$$\Delta\varepsilon = \frac{\hbar e B}{m_c(\varepsilon)} \quad (6.3)$$

и для уровней Ландау спектра дырок валентной зоны КЯ HgTe в модели «петли экстремумов», при  $N \gg 1$  находим:

$$\varepsilon(N, B) = aN^2 \left( \frac{\hbar e B}{p_0} \right)^2 \quad (6.4)$$

то есть  $\varepsilon(N, B) \sim N^2 B^2$ .

Спектр уровней Ландау валентной зоны, вычисленный в модели «петли экстремумов», схематически показан на рисунке 6. 3с. Важно, что этот спектр стартует с энергии  $\varepsilon = 0$ , соответствующей энергии вершин (боковых максимумов) валентной зоны (подзоны H2) и перекрывается со спектром уровней Ландау зоны проводимости (подзоны H1), как это и должно быть в полуметаллической фазе.

### 6.5. Учет эффектов гофрировки

Учет анизотропии  $\varepsilon_v(k_{\parallel})$ , в соответствии с рисунком 6. 1, приводит к более сложному виду изоэнергетических контуров вблизи потолка подзоны H2 (см. например, [118]). Картина линий постоянной энергии валентной зоны с учетом гофрировки представлена на рисунке **Ошибка! Источник ссылки не найден.**: при малых энергиях основными состояниями дырок с тановятся четыре максимума, смещенные из центра зоны Бриллюэна в направлениях  $(\pm 1; \pm 1)$ , а в направлениях  $(0; \pm 1)$  и  $(\pm 1; 0)$  находятся четыре седловые точки.



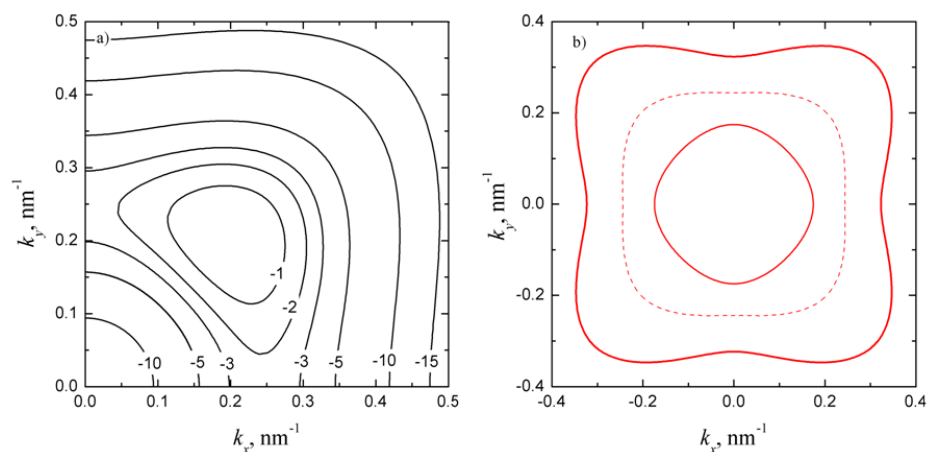


Рисунок 6. 4 – а) Картина контуров постоянной энергии вблизи потолка подзоны  $N_2$  с учетом гофрировки спектра дырок. Показан только один квадрант зоны Бриллюэна. Цифры на кривых соответствуют значениям энергии  $\varepsilon$  (мэВ) при отсчете от вершины бокового максимума валентной зоны. б) Изоэнергетические контуры потолка валентной зоны, соответствующие энергии  $\varepsilon = -4$  мэВ. Пунктирная кривая – «петля экстремумов».

При энергиях ниже седловых точек изоэнергетические контуры приобретают вид деформированных («гофрированных») колец, и мы снова имеем «петлю экстремумов», когда максимумы энергии дырок достигаются на гладкой замкнутой кривой в пространстве импульсов (рисунок. 6. 4b).

На рисунке 6. 5 представлена зависимость циклотронной эффективной массы от энергии  $m_c(\varepsilon)$  с учетом эффектов гофрировки. В целом, эффект гофрировки приводит к аномальной зависимости  $m_c(\varepsilon)$  с логарифмической расходимостью в седловых точках и, как следствие, к сложному виду картины уровней Ландау. При энергиях выше седловой точки (открытые красные точки на рисунке 6. 5) значения циклотронной эффективной массы отвечают четырехкратно вырожденному (без учета спина) состоянию. Ниже седловой точки значения циклотронной эффективной массы ведут себя подобно состояниям в случае петли экстремумов.

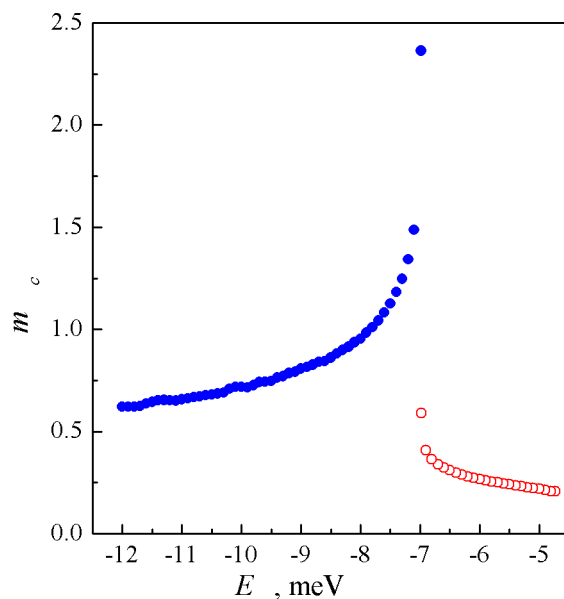
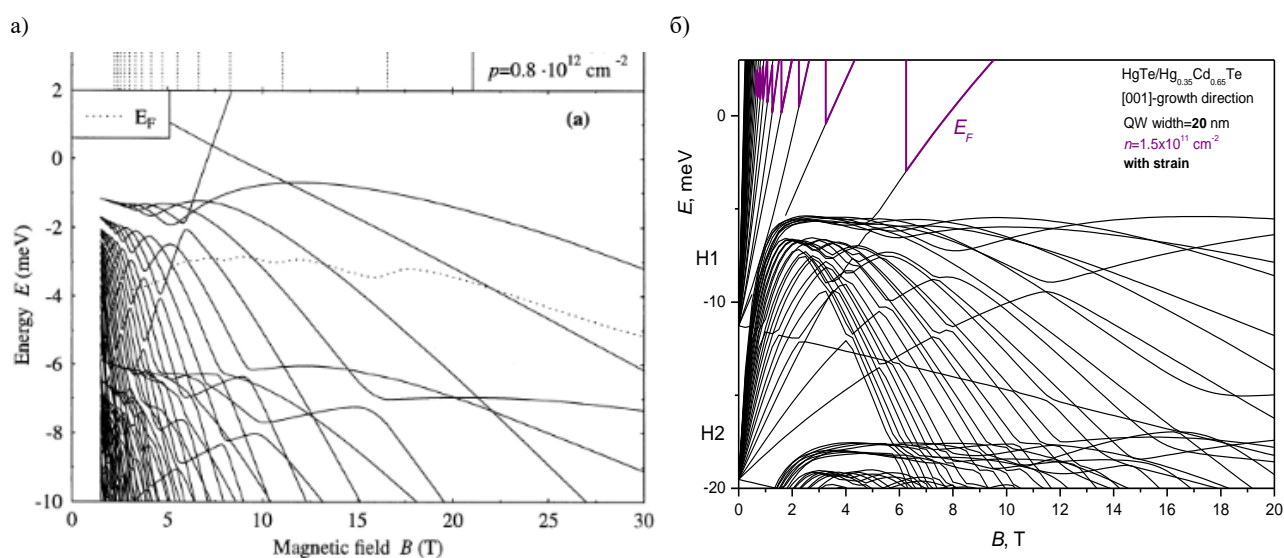


Рисунок 6. 5 – Зависимость эффективной массы от энергии при наличии эффектов гофрировки. Учтено, что состояния выше седловой точки (красные открытые точки) четырехкратно вырождены.

Сравнивая полученный нами спектр уровней Ландау валентной зоны с результатами квантовомеханических расчетов других авторов, представленными на рисунке 6.6 можно наблюдать качественно похожий ход уровней Ландау с ростом магнитного поля. При этом важным отличием, полученным в модели петли экстремумов, является то, что уровни Ландау, стартуют из потолка валентной зоны, а не из  $\Gamma$ -точки.



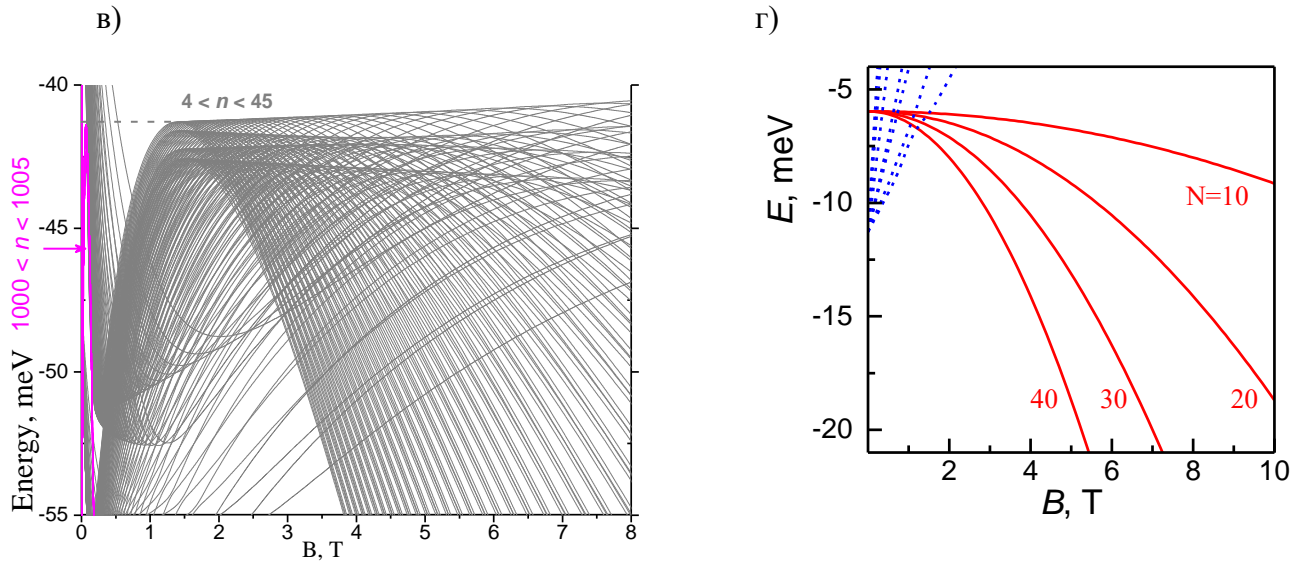


Рисунок 6.6 – Спектры уровней Ландау, вычисленные а) в  $8 \times 8$  k·p модели для КЯ HgTe/HgCdTe шириной 12.5нм [118]; б) в 8-зонной k·p модели для КЯ HgTe/HgCdTe шириной 20 нм [69]; в)  $8 \times 8$  k·p модель для двойной КЯ HgTe/HgCdTe шириной 6.5нм [119]; г) в рамках модели петли экстремумов

### 6.6. Заключение к главе 6

Для валентной зоны квантовой ямы HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структурой рассчитаны эффективная масса и спектр уровней Ландау в квазиклассической модели «петли экстремумов». В полуметаллической фазе спектр уровней Ландау валентной зоны стартует при  $B=0$  с энергии, соответствующей энергии боковых максимумов этой зоны, и перекрывается с веером уровней Ландау зоны проводимости.

Отметим, что квазиклассический подход важен для теоретической оценки эффективной массы дырок сложной валентной зоны с немонотонным законом дисперсии.

Результаты, представленные в данной главе диссертации, были опубликованы в работах [A1;A3] списка публикаций по теме диссертации.

## Глава 7. Антисимметричный вклад в магнитосопротивление гетероструктур $n$ - $\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

### 7.1 Введение

В физике полупроводников важную роль играют процессы рассеяния носителей заряда на статических дефектах, акустических и оптических фононах, плазмонах и других квазичастицах. Они определяют различные транспортные и оптические свойства как объемных материалов, так и низкоразмерных структур и во многом определяют характеристики полупроводниковых приборов. Значимую информацию о рассеянии электронов в полупроводниках получают магнитотранспортными и магнитооптическими измерениями. В структурах с КЯ внешнее магнитное поле может быть приложено в плоскости гетероструктуры или перпендикулярно ей. Магнитное поле, приложенное параллельно плоскости идеальных двумерных систем, не влияет на их проводимость (сопротивление). Реальные двумерные структуры имеют конечные размеры в поперечном плоскости системы направлении и магнитное поле, лежащее в плоскости такой реальной системы, оказывает влияние на электронные состояния в КЯ. И хотя величина эффектов не большая, по сравнению с эффектами в перпендикулярном магнитном поле (это является следствием того, что из-за сильного размерного квантования параллельное плоскости гетероструктуры магнитное поле не образует уровней Ландау) было установлено, что параллельное плоскости структуры магнитное поле приводит не только к спиновому расщеплению электронных состояний (эффект Зеемана), но и влияет на орбитальное движение свободных носителей заряда.

В данной работе мы сообщаем о первом экспериментальном наблюдении теоретически предсказанного эффекта [18] влияния продольного магнитного поля на сопротивление, состоящего в появлении нечетного вклада в зависимости удельного сопротивления от направления тока в магнитном поле, параллельном плоскости гетероструктуры. Мы предполагаем, что наблюдаемый эффект вызван различием вкладов в удельное сопротивление от рассеивателей, расположенных по разные стороны от центра квантовой ямы.

Эффект, рассматриваемый в данной работе, в первую очередь, определяется смещением волновой функции электрона в сечении КЯ. Экспериментально данный эффект будет проявляться только в случае разного вклада в проводимость от рассеивателей с разных сторон КЯ. Тогда должна наблюдаться разница сопротивлений при пропускании тока в прямом ( $R_{xx}^+$ ) и обратном направлениях ( $R_{xx}^-$ ):  $\Delta R_{xx} = R_{xx}^+ - R_{xx}^-$ . Очевидно, что свойства эффекта будут определяться действием силы Лоренца, приводящей к смещению электронной плотности вдоль оси ОУ и он, как и эффект Холла, должен быть нечетным по магнитному полю. При увеличении силы тока величина смещения волновой функции от центра КЯ будет возрастать,

следовательно, должна возрасти и  $\Delta R_{xx}$ . В случае, когда  $I \parallel B$ , данный эффект не должен наблюдаться.

## 7.2 Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рисунке 7. 1 а) схематически представлена конфигурация эксперимента. Рисунок 7. 1 б) качественно показывает смещение центра волновой функции электрона в квантовой яме в зависимости от направления тока (магнитного поля).

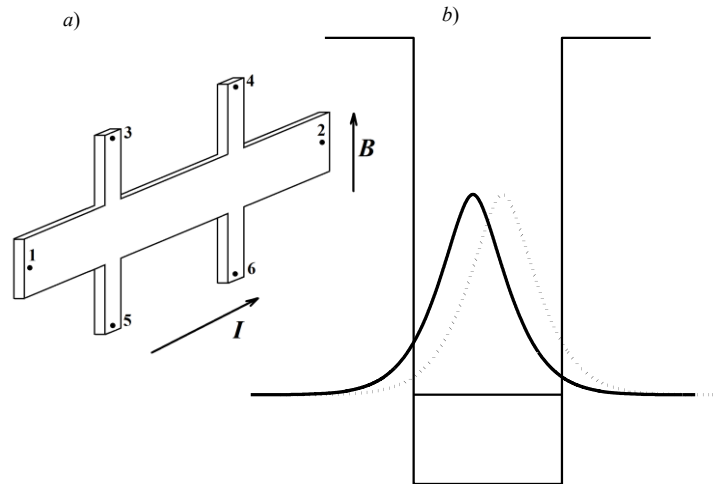


Рисунок 7. 1 – а) Направление тока и магнитного поля относительно исследуемого образца. б) Схематический вид плотности вероятности найти электрон в КЯ для основного состояния для прямого (сплошная линия) и обратного (точечная линия) направлений тока.

На всех исследованных образцах в магнитном поле, направленном нормально к плоскости гетероструктуры ( $\mathbf{n}$  - нормаль к плоскости гетероструктуры), наблюдалась четкая картина квантового эффекта Холла (на рисунке 7. 2 для примера представлены зависимости магнитосопротивления  $R_{xx}(B)$  и  $R_{xy}(B)$  для образца 2981).

На рисунке 7. 3 приведены результаты измерения магнитосопротивления для разных взаимных направлений магнитного поля и тока для образца 2981. Минимум сопротивления при  $B \cong 5.2\text{T}$  (вставка на рисунке 7. 3) связан с перестройкой энергетического спектра двойной КЯ в параллельном плоскости гетероструктуры магнитном поле [120].

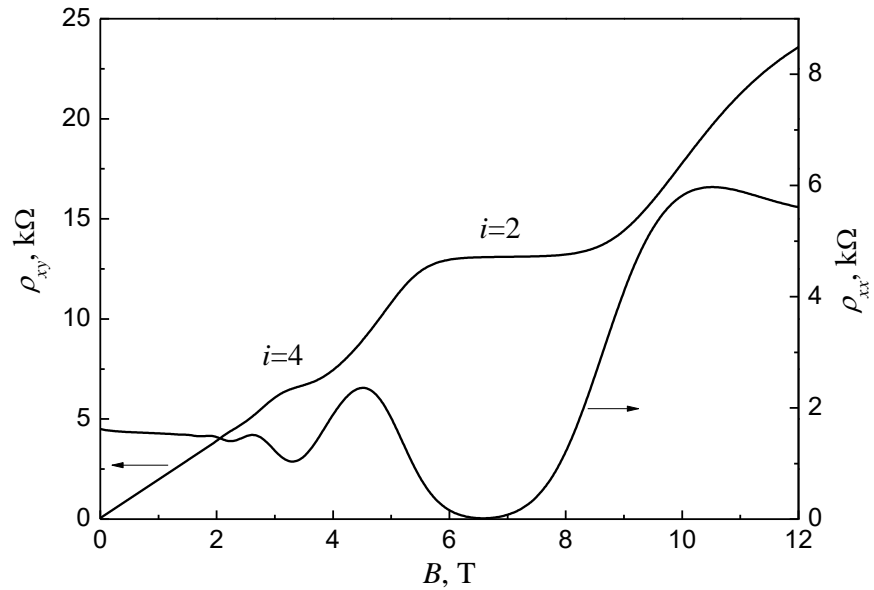


Рисунок 7. 2 – Зависимости продольной  $R_{xx}(B)$  и поперечной  $R_{xy}(B)$  компонент тензора магнитосопротивления для образца 2981 при  $T = 4.2\text{K}$ , когда магнитное поле нормально плоскости гетероструктуры.

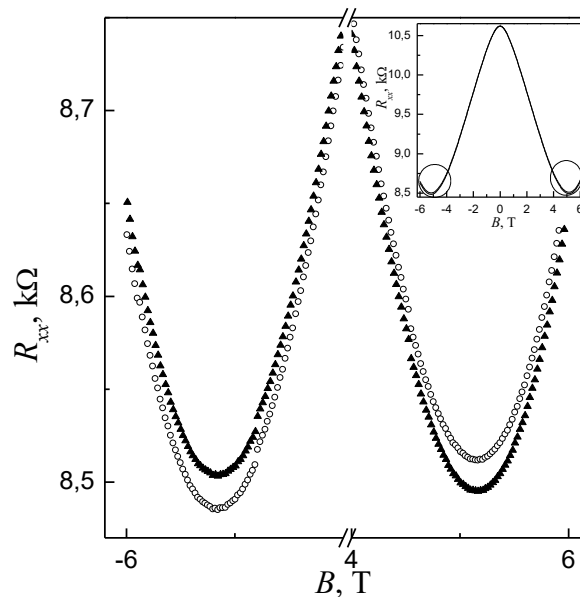


Рисунок 7. 3 – Зависимости сопротивления в сильных магнитных полях при  $T = 4.2\text{K}$  для образца 2981. Пустые и заполненные точки отвечают разным направлениям тока через образец при фиксированном направлении  $\mathbf{I} \perp \mathbf{B}$ ,  $\mathbf{B} \perp \mathbf{n}$ . На вставке зависимость сопротивления во всем диапазоне магнитного поля.

На рисунке 7. 4 представлена зависимость  $\Delta R_{xx}(B)$  для образца 2981. Полученные зависимости нечетны по магнитному полю.

При исследовании двумерных систем в магнитных полях, направленных вдоль плоскости электронного газа, всегда возникает вопрос о вкладе перпендикулярной составляющей магнитного поля в исследуемый эффект. Видно (закрашенные ромбы рисунок 7.

4), что в перпендикулярном магнитном поле  $\Delta R_{xx}(B)$  также близка к нулю. При угле между полем и плоскостью гетероструктуры  $\approx 80^\circ$  наблюдаемый эффект заметно уменьшается (синие круги) по сравнению с углом в  $90^\circ$  (черные круги). Это указывает на то, что вклад перпендикулярного поля не вносит никаких дополнительных особенностей, а эффект уменьшается вследствие уменьшения магнитного поля, лежащего в плоскости гетероструктуры. Когда же  $\mathbf{I} \parallel \mathbf{B}$  (пустые треугольники),  $\Delta R_{xx}(B)$  близка к нулю. Величина эффекта невелика, и он тем больше, чем больше эффективная ширина квантовой ямы. Так отношение  $|\Delta R_{xx}|/R_0$ , где  $R_0$  – сопротивление в нулевом поле, составляет  $1.7 \cdot 10^{-3}, 7.5 \cdot 10^{-4}, 3 \cdot 10^{-4}$  для образцов 2981, 2984 и 2985 соответственно.

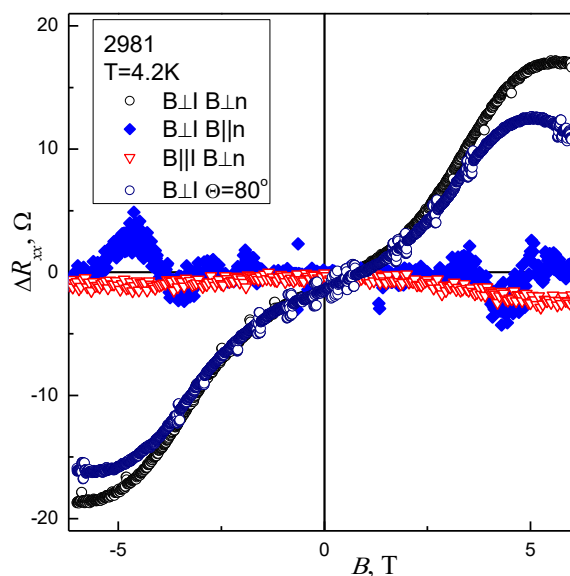


Рисунок 7. 4 – Зависимости разности сопротивлений в разных направлениях тока от магнитного поля  $B$  для разных взаимных ориентаций  $\mathbf{I}$ ,  $\mathbf{B}$  и нормали к поверхности образца для образца 2981, где  $\mathbf{n}$  - нормаль к плоскости гетероструктуры;  $\mathbf{I}$  направление тока. Величина тока  $15\text{mkA}$  при  $T = 4.2\text{K}$ .

С увеличением силы тока  $\Delta R_{xx}(B)$  растет (рисунок 7. 5). На всех кривых  $\Delta R_{xx}(B)$  при разных значениях тока (рисунок 7. 5) наблюдается максимум в магнитных полях  $\approx 5.2$ , когда магнитная длина ( $l_B(8\text{T}) \approx 90\text{\AA}$ ) становится порядка ширины квантовой ямы. Можно предположить, что наличие максимума, как и в работе [17] связано с эффектом локализации волновой функции электрона в пределах магнитной длины в границах квантовой ямы в сильных магнитных полях. Температура образца при максимальном значении тока  $30\text{mkA}$  оставалась меньше  $5\text{K}$ .

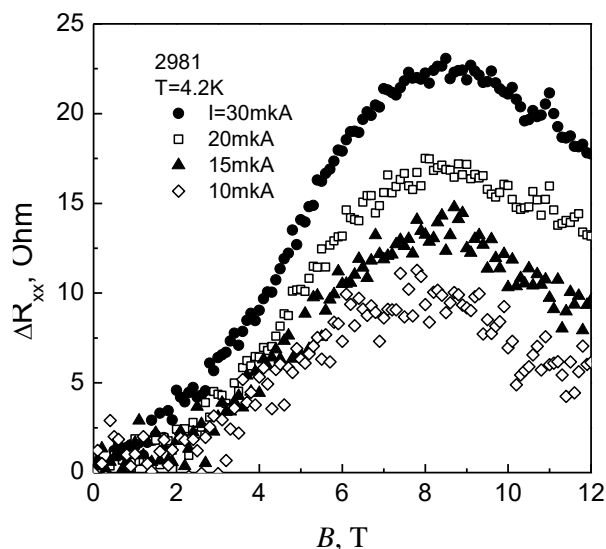


Рисунок 7. 5 – Зависимости разности сопротивлений при различных значениях тока от магнитного поля для образца 2981 (величина тока 30, 20, 15 и 10mA).

Зависимости  $\Delta R_{xx}(B)$ , полученные при разных значениях тока, образуют единую кривую (в магнитных полях меньше 8Т), если их построить от магнитного поля умноженного на квадратный корень из нормированной величины силы тока  $B \cdot (I/I_{max})^{0.5}$  (рисунок 7. 6). Возможность такого масштабирования указывает на то, что смещение плотности вероятности нахождения электрона в квантовой яме определяется не только величиной силы Лоренца, но и потенциалами гетеропереходов, ограничивающими движение электрона в  $z$  направлении (нормально к плоскости квантовой ямы).

По знаку эффекта можно сделать вывод о том, что рассеяние со стороны подложки больше, чем со стороны поверхности. Большая величина рассеяния со стороны подложки может быть связана с так называемым всплыванием легирующих атомов [121]. Другим возможным объяснением различия сопротивлений является эффект поверхностной сегрегации атомов  $\text{In}$  в твердом растворе  $\text{InGaAs}$ , который образует квантовую яму [122]. С другой стороны, небольшая величина данного эффекта косвенно указывает на симметричность рассеивающих потенциалов гетерограниц исследованных структур.



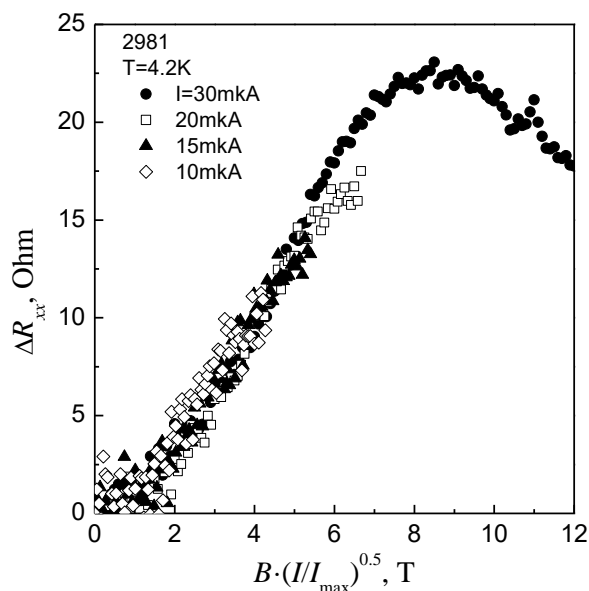


Рисунок 7. 6 – Зависимости разности сопротивлений при различных значениях тока от произведения магнитного поля и квадратного корня из нормированной величины тока  $B \cdot (I/I_{max})^{0.5}$  для образца 2981. Для всех значений тока, кроме максимального, экспериментальные зависимости представлены до 8Т.

### 7.3 Заключение к главе 7

Исследовано магнитосопротивление 2D – структур n-GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с двойной и одиночной квантовыми ямами при различных ориентациях магнитного поля относительно плоскости гетероструктуры и направления тока в ней.

Обнаружен новый эффект, приводящий к анизотропии магнитосопротивления в зависимости от направления тока, когда магнитное поле лежит в плоскости двумерной системы и перпендикулярно направлению тока. Этот эффект связан с совместным действием силы Лоренца, которая приводит к смещению максимума электронной плотности из центра КЯ к разным стенкам квантовой ямы при противоположных направлениях тока, и различием вкладов рассеивателей в сопротивление с разных сторон квантовой ямы.

Экспериментально показано, что разность между сопротивлениями при разных направлениях тока:

- является нечетным эффектом относительно магнитного поля;
- эффект отсутствует, когда ток сонаправлен с направлением магнитного поля;
- величина эффекта растет с увеличением тока, при этом зависимости разности сопротивления от магнитного поля формируют единую кривую при построении их от произведения магнитного поля и квадратного корня от величины тока в слабых магнитных полях.

Исходя из знака эффекта следует, что рассеяние со стороны подложки больше, чем со стороны поверхности.

Результаты, представленные в данной главе диссертации, были опубликованы в работе [A5] списка публикаций по теме диссертации.

## Заключение

Диссертационная работа посвящена исследованию квантовых гальваномагнитных явлений в полупроводниковых гетероструктурах  $\text{HgTe}/\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$  и  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с квантовыми ямами  $\text{HgTe}$  ( $d = 20.3$  нм) и  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x \approx 0.2$ ), соответственно. Проведены измерения и анализ магнитополевых зависимостей продольного и холловского сопротивлений в квантующих магнитных полях при низких температурах.

Для квантовой ямы  $\text{HgTe}$  с инвертированной зонной структурой исследован режим квантового эффекта Холла и осцилляций Шубникова-де Гааза для электронов размерно-квантованной подзоны Н1 (зона проводимости), а также проведен квазиклассический анализ спектра уровней Ландау для дырок размерно-квантованной подзоны Н2 (валентная зона).

В гетероструктурах  $n$ -  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с двойными и одиночными квантовыми ямами исследовано магнитосопротивление при различных ориентациях магнитного поля относительно плоскости гетероструктуры и направлениях тока в ней.

В результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1. Определены щели подвижности между соседними уровнями Ландау в магнитных полях до 9 Тл в широком диапазоне температур  $T = (2.9 - 50)$  К в результате активационного анализа магнитопроводимости в областях плато КЭХ для КЯ  $\text{HgTe}$  (20 нм). Показано, что экспериментально полученные значения энергетических щелей для чисел заполнения  $\nu = 1, 2$  и 3 хорошо согласуются с результатами расчетов в рамках  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  модели. Сделаны оценки эффективной массы и  $g$ -фактора электронов размерно-квантованной подзоны Н1,  $m_c/m_0 = 0.037 \pm 0.005$  и  $|g| = 75 \pm 5$ , что находится в хорошем соответствии с теоретическими оценками.

2. Получены значения эффективной массы электронов размерно-квантованной подзоны Н1 КЯ  $\text{HgTe}$  (20 нм) в результате анализа осцилляций ШдГ при  $T = (2.2-10)$  К в области спин-расщепленных пиков  $m_c/m_0 = (0.034 \pm 0.003)$ , что хорошо согласуется с результатами активационного анализа в режиме КЭХ и с теоретическими оценками для конечных значений  $k_{\parallel}$ .

3. Анализ положения пиков и минимумов магнитосопротивления в режиме осцилляций ШдГ в зависимости от фактора заполнения в КЯ  $\text{HgTe}$  (20 нм) позволил сделать вывод о наличии дополнительного сдвига (на  $\pi$ ) фазы магнитоосцилляций. Показано, что фазовый сдвиг обусловлен аномальным соотношением циклотронного и зеемановского расщеплений и не связан с наличием фазы Берри, присущей топологически нетривиальным системам.

4. В рамках модели «петли экстремумов» проведен квазиклассический расчет спектра уровней Ландау для сложной валентной зоны КЯ  $\text{HgTe}$  с немонотонным законом

дисперсии. Показано, что эффект гофрировки приводит к аномальной зависимости циклотронной эффективной массы от энергии с логарифмической расходимостью в седловых точках и к сложному виду спектра уровней Ландау. Установлено, что в полуметаллической фазе спектр уровней Ландау валентной зоны начинается в точке, соответствующей энергии боковых экстремумов этой зоны, и перекрывается с веером уровней Ландау зоны проводимости.

5. Обнаружен антисимметричный вклад в магнитосопротивление одиночных и двойных квантовых ям n- InGaAs, а именно, анизотропия магнитосопротивления в зависимости от направления тока, когда магнитное поле лежит в плоскости двумерной системы и перпендикулярно направлению тока. Показано, что наблюдаемый эффект определяется смещением магнитным полем максимума электронной плотности из центра к стенкам квантовой ямы, а также различием эффективного рассеивающего потенциала у противоположных гетерограниц. По знаку эффекта сделан вывод о том, что рассеяние со стороны подложки больше, чем со стороны поверхности структуры.

### **Перспективы дальнейшей разработки темы**

Квантовые низкоразмерные системы на основе теллурида ртути и твердых растворов замещения арсенида галлия и индия, обладающие широким спектром необычных свойств, остаются в центре внимания исследователей как уникальные модельные объекты и перспективные материалы для электроники.

Расчеты энергетического спектра и спектра уровней Ландау валентной зоны широких квантовых ям теллурида ртути в рамках модели «петли экстремумов» с учетом эффектов кубической симметрии выявили аномальную зависимость циклотронной эффективной массы от энергии с логарифмической расходимостью в седловых точках. Для сопоставления расчетной зависимости с результатами эксперимента необходимо преодолеть проблему расходимости. Это можно сделать, если принять во внимание внутризонный магнитный пробой, который происходит вблизи седловых точек в магнитном поле. Таким образом, необходимо рассчитать зависимость эффективной массы от энергии с учетом магнитного пробоя, что позволяет надеяться на получение адекватных теоретических предсказаний относительно параметров сложного энергетического спектра КЯ на основе HgTe.

Одним из результатов данной работы является экспериментальное наблюдение предсказанного теоретически [18] эффекта асимметрии рассеяния на случайном примесном потенциале при приложении магнитного поля вдоль двумерной плоскости гетероструктуры. Еще одно теоретическое предсказание проявления асимметрии рассеяния связано с рассеянием электронов на фононах [18]. Наведенная параллельным магнитным полем асимметрия электрон-

фононного взаимодействия может привести к генерации электрического тока, если электронный газ будет выведен из теплового равновесия с кристаллической решеткой. Магнитное поле индуцирует асимметрию неупругого рассеяния электронов на фононах и приводит к возникновению электрического тока, если температура электронного газа отличается от температуры решетки. Предсказаны следующие оценки ожидаемого эффекта: ожидается возникновение тока  $j \sim 10^{-7}$  А/см в магнитном поле  $B=1$  Тл для структур на основе GaAs со временем релаксации импульса  $\tau_p=10^{-12}$  с и концентрацией носителей заряда  $n_e=10^{12}$  см<sup>-2</sup>, при относительной разности температур электронного газа и решетки  $T/T_e=0.1$ , где степень асимметрии КЯ задана безразмерным параметром  $\xi=0.1$ . По-видимому, если судить по величине эффекта анизотропии магнитосопротивления при изменении направления тока, обнаруженного нами в структурах на основе InGaAs при приложении параллельного магнитного поля, в реальных КЯ степень симметрии гораздо меньше взятого для теоретической оценки значения  $\xi=0.1$ , однако, есть надежда обнаружить этот эффект экспериментально.

### **Благодарности**

Выражаю благодарность всем тем, кто способствовал реализации данной диссертационной работы, помогая в постановке целей и задач, проведение эксперимента и в обсуждение полученных данных: к.ф.-м.н. Шелушиной Н.Г., к.ф.-м.н. Гудиной С.В., д.ф.-м.н. Неверову В.Н., д.ф.-м.н. Якунину М.В., д.ф.-м.н. Ринкевичу А.Б., к.ф.-м.н. Клепиковой А.С., к.ф.-м.н. Подгорных С.М., Туруткину К.В., к.ф.-м.н. Новокшенову С.Г., моим соавторам, а так же членам лаборатории полупроводников и полуметаллов и лаборатории углеродных наноматериалов, поддерживавшим меня на всём пути написания диссертационной работы.

Отдельную благодарность хочу выразить коллегам из Института физики полупроводников СО РАН Николаю Николаевичу Михайлову и Сергею Алексеевичу Дворецкому, вырастившим структуры с КЯ на основе HgTe, и сотрудникам группы Бориса Николаевича Звонкова НИФТИ Нижегородского Государственного университета, вырастившим гетероструктуры InGaAs/GaAs.

## Список литературы

1. Quantum Spin Hall Insulator State in HgTe Quantum Wells / M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune [et al.] // *Science*. – 2007. – Vol. 318. – № 5851. – P. 766-770.
2. Двумерные электронные системы в квантовых ямах на основе HgTe / З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Н. Н. Михайлов, Д. А. Козлов // *ФНТ*. – 2009. – Т. 35. – С. 10.
3. Цидильковский И. М. Электронный спектр бесщелевых полупроводников / И. М. Цидильковский. – Свердловск : УрО АН СССР, 1991.
4. Алфёров Ж. И. Двойные гетероструктуры: концепция и применения в физике, электронике и технологии / Ж. И. Алфёров // *УФН*. – 2002. – Т. 172. – С. 1068.
5. Alamo J. de. Nanometre-scale electronics with III–V compound semiconductors / J. de. Alamo // *Nature*. – 2011. – Vol. 479. – P. 317.
6. Svensson S. P. Pseudomorphic HEMT Technology and Applications / S. P. Svensson, P. Lugli. – Ross, R. L. – NATO ASI Series Springer, 1996. – 350 с.
7. Ajayan J. A review of InP/InAlAs/InGaAs based transistors for high frequency applications / J. Ajayan, D. Nirmal // *Superlattices and Microstructures*. – 2015. – Vol. 86. – P. 1.
8. Ando T. Electronic properties of two-dimensional systems / T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern // *Reviews of Modern Physics*. – 1982. – Vol. 54. – № 2. – P. 437-672.
9. Shoenberg D. Magnetic Oscillations in Metals / D. Shoenberg. – Cambridge University Press, 1984.
10. Pudalov V. M. David Shoenberg and the beauty of quantum oscillations, / V. M. Pudalov // *ФНТ*. – 2011. – Т. 37. – С. 12.
11. Лифшиц И. М. К теории эффекта де Газа–ван Альфена для частиц с произвольным законом дисперсии / И. М. Лифшиц, А. М. Косевич // *Доклады Академии наук*. – 1954. – Т. 96. – С. 963.
12. Аверкиев Н. С. Квазидвумерный эффект Шубникова-де Гааза / Н. С. Аверкиев, Л. Е. Голуб, С. А. Тарасенко // *ЖЭТФ*. – 2000. – Т. 117. – С. 407.
13. Klitzing K. v. New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance / K. v. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper // *Physical Review Letters*. – 1980. – Vol. 45. – № 6. – P. 494-497.
14. Кейдж М., Чэнг А., Холдейн Ф., Лафлин Р., Пруискен А., Таулесс Д., Клитцинг К., Гирвин С. П. Р. Квантовый эффект Холла / П. Р. Кейдж М., Чэнг А., Холдейн Ф., Лафлин Р., Пруискен А., Таулесс Д., Клитцинг К., Гирвин С.; Р. Прендж, С. Гирвин ред. . – Мир, 1989. – 408 с.
15. Huckestein B. Scaling theory of the integer quantum Hall effect / B. Huckestein // *Reviews of Modern Physics*. – 1995. – Vol. 67. – № 2. – P. 357-396.
16. Кукушкин И. В. Плотность состояний двумерных электронов в поперечном магнитном поле / И. В. Кукушкин, С. В. Мешков, В. Б. Тимофеев // *УФН*. – 1988. – Т. 155. – С. 219.
17. О волновой функции двумерных электронов в параллельном магнитном поле / А. И. Филин, К. фон Клитцинг, И. В. Кукушкин, А. В. Ларионов // *Письма в ЖЭТФ*. – 1995. – Т. 61. – С. 684.
18. Tarasenko S. A. Electron scattering in quantum wells subjected to an in-plane magnetic field /

- S. A. Tarasenko // *Physical Review B*. – 2008. – Vol. 77. – № 8. – P. 085328.
19. Cyclotron resonance photoconductivity of a two-dimensional electron gas in HgTe quantum wells / Z.-D. Kvon, S. N. Danilov, N. N. Mikhailov [и др.] // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. – 2008. – Т. 40. – № 6. – С. 1885-1887.
  20. 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. – № 4. – P. 948-951.
  21. Two-dimensional semimetal in a wide HgTe quantum well: Magnetotransport and energy spectrum / G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut [et al.] // *Physical Review B*. – 2013. – Vol. 88. – № 15. – P. 155306.
  22. Обменное усиление g-фактора электронов в двумерном полуметалле в квантовых ямах HgTe / Л. С. Бовкун, С. С. Криштопенко, М. С. Жолудев [и др.] // *ФТП*. – 2015. – Т. 49. – С. 1676.
  23. Electron mass in a HgTe quantum well: Experiment versus theory / G. M. Minkov, V. Y. Aleshkin, O. E. Rut [et al.] // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. – 2020. – Vol. 116. – P. 113742.
  24. Зеемановское расщепление зоны проводимости квантовых ям HgTe с полуметаллическим спектром / Г. М. Миньков, О. Э. Рут, А. А. Шерстобитов [и др.] // *Письма в ЖЭТФ*. – 2016. – Т. 104. – № 4. – С. 41 – 247.
  25. Lifshitz I. M. On the theory of the Shubnikov-de Haas effect / I. M. Lifshitz, A. M. Kosevich // *ЖЭТФ*. – 1957. – Т. 33. – С. 88-100.
  26. Lifshitz I. M. Theory of Magnetic Susceptibility in Metals at Low Temperature / I. M. Lifshitz, A. M. Kosevich // *ЖЭТФ*. – 1956. – Т. 2. – С. 636.
  27. Adams E. N. N. Quantum theory of transverse galvano-magnetic phenomena / E. N. N. Adams, T. D. D. Holstein, H. T. D. Adams E. N. // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. – 1959. – Vol. 10. – № 4. – P. 254-276.
  28. Isihara A. Density and magnetic field dependences of the conductivity of two-dimensional electron systems / A. Isihara, L. Smrcka // *Journal of Physics C: Solid State Physics*. – 1986. – Vol. 19. – № 34. – P. 6777-6789.
  29. Vavilov M. G. Magnetotransport in a two-dimensional electron gas at large filling factors / M. G. Vavilov, I. L. Aleiner // *Physical Review B*. – 2004. – Vol. 69. – № 3. – P. 035303.
  30. Novokshonov S. G. Diffusive magnetotransport in a two-dimensional electron gas in the presence of Rashba spin-orbit interaction / S. G. Novokshonov, A. G. Groshev // *Physical Review B*. – 2006. – Vol. 74. – № 24. – P. 245333.
  31. Integer quantum Hall transition on a tight-binding lattice / M. Puschmann, P. Cain, M. Schreiber, T. Vojta // *PHYSICAL REVIEW B*. – 2018. – Vol. 99. – P. 121301(R).
  32. Büttiker M. Absence of backscattering in the quantum Hall effect in multiprobe conductors / M. Büttiker // *Physical Review B*. – 1988. – Vol. 38. – № 14. – P. 9375-9389.
  33. Anderson P. W. Absence of Diffusion in Certain Random Lattices / P. W. Anderson // *Phys. Rev.* – 1958. – Т. 109. – С. 1492.
  34. Evers F. Anderson transitions / F. Evers, A. D. Mirlin // *Reviews of Modern Physics*. – 2008. – Vol. 80. – № 4. – P. 1355-1417.



35. Wei H. P. Effect of long-range potential fluctuations on scaling in the integer quantum Hall effect / H. P. Wei, S. Y. Lin, D. C. Tsui // *Physical review B*. – 1992. – Vol. 45. – P. P.3926–3928.
36. Неверов В. Н. Квантовые кинетические явления в дырочном газе размерно-квантованной валентной зоны германия / В. Н. Неверов // Диссертация доктора ф-м наук Неверов Нижний Новгород. – 2013. – Т. том. – С. 197.
37. Laughlin R. B. Quantized Hall conductivity in two dimensions / R. B. Laughlin // *Physical Review B*. – 1981. – Vol. 23. – № 10. – P. 5632-5633.
38. Halperin B. I. Quantized Hall conductance, current-carrying edge states, and the existence of extended states in a two-dimensional disordered potential / B. I. Halperin // *Physical Review B*. – 1982. – Vol. 25. – № 4. – P. 2185-2190.
39. Гаврилов М. Г. Плотность состояний в щелях энергетического спектра двумерных электронов в поперечном магнитном поле / М. Г. Гаврилов, И. В. Кукушкин // *Письма в ЖЭТФ*. – 1986. – Т. 43. – С. 79.
40. Evaluation of mobility gaps and density of localized hole states in p-Ge/Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> heterostructures in the quantum Hall effect mode / Y. G. Arapov, O. A. Kuznetsov, V. N. Neverov [и др.] // *Semiconductors*. – 2002. – Т. 36. – № 5. – С. 519-526.
41. Probing a two-dimensional Fermi surface by tunneling / J. P. Eisenstein, T. J. Gramila, L. N. Pfeiffer, K. W. West // *Physical Review B*. – 1991. – Vol. 44. – № 12. – P. 6511-6514.
42. Magnetoresistance and Hall effect in a disordered two-dimensional electron gas / B. L. Altshuler, D. Khmel'nitzkii, A. I. Larkin, P. A. Lee // *Physical Review B*. – 1980. – Т. 22. – № 11. – С. 5142-5153.
43. Quantum Hall liquid-insulator and plateau-to-plateau transitions in a high mobility 2D electron gas in an HgTe quantum well / E. B. Olshanetsky, S. Sassine, Z. D. Kvon [et al.] // *JETP Letters*. – 2007. – Vol. 84. – № 10. – P. 565-569.
44. Temperature scaling in the quantum-Hall-effect regime in a HgTe quantum well with an inverted energy spectrum / Y. G. Arapov, S. V Gudina, V. N. Neverov [et al.] // *Semiconductors*. – 2015. – Vol. 49. – № 12. – P. 1545-1549.
45. Variable-Range Hopping Conductivity in Quantum Hall Regime for HgTe-Based Heterostructure / Y. G. G. Arapov, S. V. Gudina, V. N. Neverov [et al.] // *Journal of Low Temperature Physics*. – 2016. – Vol. 185. – № 5-6. – P. 665-672.
46. 2D-localization and delocalization effects in quantum Hall regime in HgTe wide quantum wells / S. V Gudina, Y. G. Arapov, V. N. Neverov [et al.] // *physica status solidi (c)*. – 2016. – Vol. 13. – № 7-9. – P. 473-476.
47. HgTe quantum wells with inverted band structure: Quantum Hall effect and the large-scale impurity potential / S. V Gudina, Y. G. Arapov, V. N. Neverov [et al.] // *Low Temperature Physics*. – 2019. – Vol. 45. – № 4. – P. 412-418.
48. Cyclotron Resonance Photoconductivity of a Two-Dimensional Electron Gas in HgTe Quantum Wells / Z.-D. D. Kvon, S. N. Danilov, N. N. Mikhailov [и др.] // *Narrow Gap Semiconductors 2007*. – Dordrecht : Springer Netherlands, 2008. – Т. 2175. – С. 195-198.
49. Two-dimensional semimetal in HgTe-based quantum wells / Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, D. A. Kozlov [и др.] // *Low Temperature Physics*. – 2011. – Т. 37. – № 3. – С. 202-209.
50. Двумерный полуметалл в широких квантовых ямах HgTe: энергетический спектр

- носителей и магнитотранспорт / А. В. Германенко, Г. М. Миньков, О. Э. Рут [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2013. – Т. 47. – № 12. – С. 1586-1590.
51. Добрецова А. А., Брагинский Л. С., Энтин М. В., Квон З. Д., Михайлов Н. Н. Д. С. А. Поверхностные состояния в HgTe квантовой яме и рассеяние на шероховатостях / Д. С. А. Добрецова А. А., Брагинский Л. С., Энтин М. В., Квон З. Д., Михайлов Н. Н. // Письма в ЖЭТФ. – 2015. – Т. 101. – № 5. – С. 360-364.
  52. Spin mixing between subbands and extraordinary Landau-level shift in wide HgTe quantum wells / A. A. Dobretsova, A. D. Chepelianskii, N. N. Mikhailov, Z. D. Kvon // Physical Review B. – 2018. – Vol. 98. – № 15. – P. 155310.
  53. Spin splitting of surface states in HgTe quantum wells / A. A. Dobretsova, Z. D. Kvon, S. S. Krishtopenko [et al.] // Low Temperature Physics. – 2019. – Vol. 45. – № 2. – P. 159-164.
  54. 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.] // Physical Review B. – 2001. – Vol. 63. – № 24. – P. 245305.
  55. Bernevig B. A. Quantum Spin Hall Effect and Topological Phase Transition in HgTe Quantum Wells / B. A. Bernevig, T. L. Hughes, S.-C. Zhang // Science. – 2006. – Vol. 314. – № 5806. – P. 1757-1761.
  56. Pressure- and temperature-driven phase transitions in HgTe quantum wells / S. S. Krishtopenko, I. Yahniuk, D. B. But [et al.] // Physical Review B. – 2016. – Vol. 94. – № 24. – P. 245402.
  57. Density of states in Landau level tails of GaAs $\square$ Al $x$ Ga $1-x$ As heterostructures / D. Weiss, E. Stahl, G. Weimann [et al.] // Surface Science. – 1986. – Vol. 170. – № 1-2. – P. 285-291.
  58. Temperature dependence of the quantized Hall effect / H. P. Wei, A. M. Chang, D. C. Tsui, M. Razeghi // Physical Review B. – 1985. – Vol. 32. – № 10. – P. 7016-7019.
  59. Probing the p-Ge  $1-x$  Si  $x$  / Ge / p-Ge  $1-x$  Si  $x$  quantum well by means of the quantum Hall effect / Y. G. G. Arapov, G. I. Harus, V. N. Neverov [et al.] // Nanotechnology. – 2000. – Vol. 11. – № 4. – P. 351-358.
  60. Reconstruction of the 2D hole gas spectrum for selectively doped p-Ge/Ge $1-x$  Si $x$  heterostructures / Y. G. Arapov, G. I. Harus, V. N. Neverov [et al.] // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 2003. – Vol. 96. – № 1. – P. 118-128.
  61. Quantum Hall effect in HgTe quantum wells at nitrogen temperatures / D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov [и др.] // Applied Physics Letters. – 2014. – Т. 105. – № 13. – С. 132102.
  62. High-temperature quantum Hall effect in finite gapped HgTe quantum wells / T. Khouri, M. Bendias, P. Leubner [et al.] // Physical Review B. – 2016. – Vol. 93. – № 12. – P. 125308.
  63. The Quantum Spin Hall Effect: Theory and Experiment / M. König, H. Buhmann, L. W. Molenkamp [et al.] // Journal of the Physical Society of Japan. – 2008. – Vol. 77. – № 3. – P. 031007.
  64. Gerchikov L. G. Interface States in Subband Structure of Semiconductor Quantum Wells / L. G. Gerchikov, A. V. Subashiev // physica status solidi (b). – 1990. – Vol. 160. – № 2. – P. 443-457.
  65. Two-dimensional electron-hole system in HgTe-based quantum wells with surface orientation (112) / Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, E. G. Novik [et al.] // Physical Review B. – 2011. – Vol. 83. – № 19. – P. 193304.
  66. Two-dimensional electron systems in HgTe quantum wells / Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky,

- N. N. Mikhailov, D. A. Kozlov // *Low Temperature Physics.* – 2009. – Vol. 35. – № 1. – P. 6-14.
67. Band structure of semimagnetic  $\text{Hg}_{1-y}\text{MnyTe}$  quantum wells / E. G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth [et al.] // *Physical Review B.* – 2005. – Vol. 72. – № 3. – P. 035321.
68. Cyclotron resonance in  $\text{HgTe/CdTe}$ -based heterostructures in high magnetic fields / M. S. Zholudev, A. V Ikonnikov, F. Tepe [et al.] // *Nanoscale Research Letters.* – 2012. – Vol. 7. – № 1. – P. 534.
69. Magnetotransport in double quantum well with inverted energy spectrum:  $\text{HgTe/CdHgTe}$  / M. V Yakunin, A. V Suslov, M. R. Popov [et al.] // *Physical Review B.* – 2016. – Vol. 93. – № 8. – P. 085308.
70. Квантовый эффект Холла в многослойных гетероструктурах  $p\text{-Ge/Ge}_{1-x}\text{Six}$  и энергетический спектр двумерного дырочного газа в магнитном поле / Ю. Г. Арапов, Н. А. Городилов, М. В. Якунин [и др.] // *Письма в ЖЭТФ.* – 1994. – Т. 59. – С. 247.
71. Interband  $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_8$  Magnetoabsorption in  $\text{HgTe}$  / Y. Guldner, C. Rigaux, M. Grynberg, A. Mycielski // *Physical Review B.* – 1973. – Vol. 8. – № 8. – P. 3875-3883.
72. Pidgeon C. R. Interband Magneto-Absorption and Faraday Rotation in  $\text{InSb}$  / C. R. Pidgeon, R. N. Brown // *Physical Review.* – 1966. – Vol. 146. – № 2. – P. 575-583.
73. Krishtopenko S. S. Phase transitions in two tunnel-coupled  $\text{HgTe}$  quantum wells: Bilayer graphene analogy and beyond / S. S. Krishtopenko, W. Кнап, F. Tepe // *Scientific Reports.* – 2016. – Vol. 6. – № 1. – P. 30755.
74. Proceedings of the 20th International Conference on Physics of Semiconductors / R. W. Martin, R. J. Warburton, R. G. Nicolas [и др.] // *Proceedings of the 20th International Conference on Physics of Semiconductors.* – Thessaloniki, 1990. – Т. 20. – Proc. 20th Int. Conf. Phys. Semicond. – С. 909.
75. Удержание спинового момента дырок в напряженных сверхрешетках  $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Six}$  / Н. А. Городилов, О. А. Кузнецов, Л. К. Орлов [и др.] // *Письма в ЖЭТФ.* – 1992. – Т. 56. – С. 409.
76. Zeeman splitting of the excitonic recombination in  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$  single quantum wells / T. Wimbauer, K. Oettinger, A. L. Efros [et al.] // *Physical Review B.* – 1994. – Vol. 50. – № 12. – P. 8889-8892.
77. Semina M. A. Holes localized in nanostructures in an external magnetic field: g-factor and mixing of states / M. A. Semina, R. A. Suris // *Semiconductors.* – 2015. – Т. 49. – № 6. – С. 797-806.
78. Crossing of conduction- and valence-subband Landau levels in an inverted  $\text{HgTe/CdTe}$  quantum well / M. Schultz, U. Merkt, A. Sonntag [et al.] // *Physical Review B.* – 1998. – Vol. 57. – № 23. – P. 14772-14775.
79. Cyclotron masses of asymmetrically doped  $\text{HgTe}$  quantum wells / A. Pfeuffer-Jeschke, F. Goschenhofer, S. J. Cheng [et al.] // *Physica B: Condensed Matter.* – 1998. – Vols. 256-258. – P. 486-489.
80. Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene / K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov [et al.] // *Nature.* – 2005. – Vol. 438. – № 7065. – P. 197-200.
81. Single valley Dirac fermions in zero-gap  $\text{HgTe}$  quantum wells / B. Büttner, C. X. Liu, G. Tkachov [et al.] // *Nature Physics.* – 2011. – Vol. 7. – № 5. – P. 418-422.
82. The electronic properties of graphene / A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres [et al.] //

Reviews of Modern Physics. – 2009. – Vol. 81. – № 1. – P. 109-162.

83. Katsnelson M. I. “Graphene: carbon in two dimensions” / M. I. Katsnelson.
84. Backscattering of Dirac Fermions in HgTe Quantum Wells with a Finite Gap / G. Tkachov, C. Thienel, V. Pinneker [et al.] // Physical Review Letters. – 2011. – Vol. 106. – № 7. – P. 076802.
85. Mobility of Dirac electrons in HgTe quantum wells / A. A. Dobretsova, Z. D. Kvon, L. S. Braginskii [et al.] // JETP Letters. – 2016. – Vol. 104. – № 6. – P. 388-391.
86. HgTe/CdHgTe double quantum well with a spectrum of bilayer graphene and peculiarities of its magnetotransport / M. V Yakunin, S. S. Krishtopenko, S. M. Podgornykh [et al.] // JETP Letters. – 2016. – Vol. 104. – № 6. – P. 403-410.
87. On the Thermal Activation of Conductivity Electrons in a p-Type HgTe/CdHgTe Double Quantum Well with HgTe Layers of Critical Width / S. M. Podgornykh, M. V. Yakunin, S. S. Krishtopenko [et al.] // Semiconductors. – 2019. – Vol. 53. – № 7. – P. 919-922.
88. Magneto-transport in inverted HgTe quantum wells / I. Yahniuk, S. S. Krishtopenko, G. Grabecki [et al.] // npj Quantum Materials. – 2019. – Vol. 4. – № 1. – P. 13.
89. Hasan M. Z. Colloquium : Topological insulators / M. Z. Hasan, C. L. Kane // Reviews of Modern Physics. – 2010. – Vol. 82. – № 4. – P. 3045-3067.
90. Qi X.-L. Topological insulators and superconductors / X.-L. Qi, S.-C. Zhang // Reviews of Modern Physics. – 2011. – Vol. 83. – № 4. – P. 1057-1110.
91. Ando Y. Topological Insulator Materials / Y. Ando // Journal of the Physical Society of Japan. – 2013. – Vol. 82. – № 10. – P. 102001.
92. Ortman F. Topological Insulators: Fundamentals and Perspectives / F. Ortman, S. Roche, S. O. Valenzuela // John Wiley & Sons. – 2015. – Vol. 000. – P. 0.
93. Photogalvanic probing of helical edge channels in two-dimensional HgTe topological insulators / K.-M. Dantscher, D. A. Kozlov, M. T. Scherr [et al.] // Physical Review B. – 2017. – Vol. 95. – № 20. – P. 201103.
94. Xiao D. Berry phase effects on electronic properties / D. Xiao, M.-C. C. Chang, Q. Niu // Reviews of Modern Physics. – 2010. – Vol. 82. – № 3. – P. 1959-2007.
95. Taskin A. A. Berry phase of nonideal Dirac fermions in topological insulators / A. A. Taskin, Y. Ando // Physical Review B. – 2011. – Vol. 84. – № 3. – P. 035301.
96. Kuntsevich A. Y. Simple mechanisms that impede the Berry phase identification from magneto-oscillations / A. Y. Kuntsevich, A. V Shupletsov, G. M. Minkov // Physical Review B. – 2018. – Vol. 97. – № 19. – P. 195431.
97. Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry’s phase in graphene / Y. Zhang, Y.-W. Tan, H. L. Stormer, P. Kim // Nature. – 2005. – Vol. 438. – № 7065. – P. 201-204.
98. Electronic transport in two-dimensional graphene / S. Das Sarma, S. Adam, E. H. Hwang, E. Rossi // Reviews of Modern Physics. – 2011. – Vol. 83. – № 2. – P. 407-470.
99. Nontrivial Berry phase in magnetic BaMnSb<sub>2</sub> semimetal / S. Huang, J. Kim, W. A. Shelton [и др.] // Proceedings of the National Academy of Sciences. – 2017. – Т. 114. – № 24. – С. 6256-6261.
100. Robust helical edge transport at  $\nu=0$  quantum Hall state / G. M. Gusev, D. A. Kozlov, A. D. Levin [et al.] // Physical Review B. – 2017. – Vol. 96. – № 4. – P. 045304.

101. 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. – Т. 55. – С. 917.
102. Luttinger J. M. Quantum Theory of Cyclotron Resonance in Semiconductors: General Theory / J. M. Luttinger // Phys. Rev. – 1956. – Vol. 102. – P. 1030.
103. Two-dimensional spin confinement in strained-layer quantum wells / R. W. Martin, R. J. Nicholas, G. J. Rees [et al.] // Physical Review B. – 1990. – Vol. 42. – № 14. – P. 9237-9240.
104. Tsidilkovski I. M. Impurity states and electron transport in gapless semiconductors / I. M. Tsidilkovski, G. I. Harus, N. G. Shelushinina // Advances in Physics. – 1985. – Т. 34. – № 1. – С. 43-174.
105. Activation transport under quantum Hall regime in HgTe-based heterostructure / S. V Gudina, V. N. Neverov, E. G. Novik [et al.] // Low Temperature Physics. – 2017. – Vol. 43. – № 4. – P. 485-490.
106. Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene / Y. Zhang, Y.-W. Tan, H. L. Stormer, P. Kim // Nature. – 2005. – Vol. 438. – № 7065. – P. 201-204.
107. Katsnelson M. I. Graphene / M. I. Katsnelson. – Cambridge University Press, 2012.
108. Bychkov Y. A. and Rasbha E. I. Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy / E. I. Bychkov Y. A. and Rasbha // JETP Letters. – 1984. – Vol. 39. – P. 78.
109. Anomalous phase shift of Shubnikov - de Haas oscillations in HgTe quantum well with inverted energy spectrum / N. V. Neverov, S. A. Klepikova, A. S. Bogolubskii [et al.] // cond-mat 2002. – 2020. – Vol. 02283. – P. 0.
110. Renormalization of the conduction band spectrum in HgTe quantum wells by electron-electron interaction / G. M. Minkov, V. Y. Y. Aleshkin, O. E. Rut [и др.] // cond-mat 1805.09538. – 2018.
111. Two-dimensional electron-hole system in a HgTe-based quantum well / Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, D. A. Kozlov [et al.] // JETP Letters. – 2008. – Vol. 87. – № 9. – P. 502-505.
112. Quantum Hall Effect near the Charge Neutrality Point in a Two-Dimensional Electron-Hole System / G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon [et al.] // Physical Review Letters. – 2010. – Vol. 104. – № 16. – P. 166401.
113. Magnetospectroscopy of two-dimensional HgTe-based topological insulators around the critical thickness / M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita [et al.] // Physical Review B. – 2012. – Vol. 86. – № 20. – P. 205420.
114. Valence band energy spectrum of HgTe quantum wells with an inverted band structure / G. M. Minkov, V. Y. Aleshkin, O. E. Rut [et al.] // Physical Review B. – 2017. – Vol. 96. – № 3. – P. 035310.
115. Quantum Hall effect in multilayer p-Ge/Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> heterostructures and energy spectrum of the 2D hole gas in a magnetic field / Y. G. Arapov, N. A. Gorodilov, V. N. Neverov [et al.] // JETP Letters. – 1994. – Vol. 59. – P. 268-271.
116. Рашба Э. И. Симметрия энергетических зон в кристаллах типа вюрцита. Симметрия зон учетом спин-орбитального взаимодействия / Э. И. Рашба, В. И. Шека // ФТТ. – 1959. – Т. 2. – С. 162.
117. Лифшиц И. М. Электронная теория металлов / И. М. Лифшиц, М. Я. Азбель, М. И. Каганов. – Наука, 1971. – 416 с.

118. Quantum transport in n-type and p-type modulation-doped mercury telluride quantum wells / G. Landwehr, J. Gerschütz, S. Oehling [et al.] // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. – 2000. – Vol. 6. – № 1-4. – P. 713-717.
119. Unconventional reentrant quantum Hall effect in a HgTe/CdHgTe double quantum well / M. V. Yakunin, S. S. Krishtopenko, W. Desrat [et al.] // *Physical Review B*. – 2020. – Vol. 102. – № 16. – P. 165305.
120. Parallel magnetic field-induced magnetoresistance peculiarities of the double quantum well filled with electrons or holes / M. V. Yakunin, G. A. Alshanskii, Y. G. Arapov [и др.] // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. – 2004. – Т. 22. – № 1-3. – С. 68-71.
121. Kinetics of dopant incorporation using a low-energy antimony ion beam during growth of Si(100) films by molecular-beam epitaxy / W.-X. Ni, J. Knall, M. A. Hasan [et al.] // *Physical Review B*. – 1989. – Vol. 40. – № 15. – P. 10449-10459.
122. Surface segregation of third-column atoms in group III-V arsenide compounds: Ternary alloys and heterostructures / J. M. Moison, C. Guille, F. Houzay [et al.] // *Physical Review B*. – 1989. – Vol. 40. – № 9. – P. 6149-6162.