

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

САВЧЕНКО Максим Леонидович

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

01.04.07 – физика конденсированного состояния

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

кандидат физико-математических наук

Дмитрий Андреевич Козлов

Новосибирск – 2019 год

Оглавление

| | |
|--|-----------|
| Введение | 4 |
| 1 Обзор литературы | 10 |
| 1.1 Двумерные дираковские фермионы в структурах на основе HgTe . | 10 |
| 1.1.1 Квантовые ямы HgCdTe критической толщины | 11 |
| 1.1.2 Трехмерные топологические изоляторы на основе HgTe . . . | 19 |
| 1.2 Двумерный электронный газ в магнитном поле | 29 |
| 1.2.1 Классический магнетотранспорт | 29 |
| 1.2.2 Осцилляции Шубникова — де Гааза | 31 |
| 1.2.3 Слабая локализация и антилокализация | 33 |
| 2 Методика эксперимента | 51 |
| 2.1 Исследуемые образцы | 51 |
| 2.2 Методика измерения магнетосопротивления и квантовой емкости . | 53 |
| 2.3 Получение низких температур | 55 |
| 3 Двумерные дираковские фермионы в квантовых ямах HgCdTe критической толщины | 58 |
| 3.1 Плотность состояний дираковских фермионов в квантовой яме HgTe толщиной 6.6 нм | 59 |
| 3.2 Плотность состояний дираковских фермионов в квантовой яме Hg _{0.98} Cd _{0.02} Te толщиной 7.4 нм | 67 |
| 3.3 Заключение по главе | 72 |

| | |
|--|------------|
| 4 Слабая антилокализация в трехмерном топологическом изоляторе на основе высокоподвижной пленки HgTe толщиной 80 нм | 73 |
| 4.1 Классический магнетотранспорт пленки HgTe толщиной 80 нм . . . | 74 |
| 4.2 Температурная зависимость аномального магнетосопротивления в пленке HgTe толщиной 80 нм | 81 |
| 4.3 Слабая антилокализация при различных затворных напряжениях в пленке HgTe толщиной 80 нм | 81 |
| 4.4 Заключение по главе | 86 |
| 5 Дираковские фермионы в пленке HgTe толщиной 200 нм | 87 |
| 5.1 Классический магнетотранспорт пленки HgTe толщиной 200 нм . . | 88 |
| 5.2 Квантовый транспорт в пленке HgTe толщиной 200 нм | 93 |
| 5.3 Заключение по главе | 101 |
| Заключение | 102 |
| Основные результаты и выводы | 102 |
| Публикации автора по теме диссертации | 104 |
| Благодарности | 105 |
| Список сокращений и обозначений | 106 |
| Список литературы | 107 |

Введение

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

Объемный теллурид ртути интенсивно изучался задолго до открытия в нем дираковских фермионов и нетривиальных топологических фаз: был хорошо известен закон дисперсии HgTe, и как происходит модификация спектра при изменении температуры, давления или при добавлении примеси кадмия в материал; были рассчитаны уровни Ландау такой системы и изучены ее основные магнитные свойства (см., например, обзор 1976 года [25]). Далее в теоретических работах 80-х годов двадцатого века было предсказано [26–28], что инверсия энергетических зон HgTe приводит к образованию поверхностных состояний даже в случае идеальной границы раздела со структурой с обычным спектром — требование сшивки энергетических зон приводит к тому, что в двумерной области пересечения термов Γ_6 и Γ_8 неизбежно появляются проводящие состояния с линейным законом дисперсии. Более того, с помощью чувствительной к поверхностным состояниям методики туннельной спектроскопии было показано [29], что в бесщелевом

$\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \ll 1$) существуют невырожденные по спину двумерные носители. Однако только во второй декаде двадцать первого века началось интенсивное исследование квантовых ям и пленок HgTe .

Усиление внимания к различным структурам на основе HgTe началось, с одной стороны, после предсказаний перечисленных выше топологических фаз, а с другой стороны, благодаря значительному прогрессу в молекулярно-лучевой эпитаксии пленок HgTe и $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Так появились все необходимые условия для изучения тонких физических эффектов в новых необычных системах.

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

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

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

щение положения уровня Ферми в объемные зоны приводит к появлению тривиальных носителей.

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

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

Основные задачи работы:

1. Измерение и анализ магнетотранспортного отклика и квантовой емкости с получением зависимости плотности состояний дираковских фермионов от энергии в квантовых ямах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \ll 1$) толщиной близкой к критической, при которой происходит переход от прямого спектра к инвертированному и реализуется бесщелевая система двумерных однодолинных дираковских фермионов;
2. Исследование аномального магнетосопротивления трехмерного топологического изолятора на основе напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм и уста-

новление механизмов, ответственных за его возникновение;

3. Измерение магнетотранспортного и емкостного отклика пленки HgTe толщиной 200 нм с целью определения величины запрещенной зоны и идентификации вклада поверхностных дираковских электронов.

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

Научная новизна и практическая значимость:

1. Впервые была экспериментально определена зависимость плотности состояний дираковских фермионов от положения уровня Ферми в квантовой яме HgTe критической толщины. Подтверждено, что замена части атомов ртути на атомы кадмия в такой системе приводит к увеличению значения критической толщины с сохранением основных особенностей дираковских фермионов в магнетотранспортном отклике. Это открывает путь для дальнейшего улучшения качества таких систем.
2. Установлено, что аномальное магнетосопротивление напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм, которая является трехмерным топологическим изолятором, вызвано эффектом слабой антилокализации.
3. Установлено, что пленка HgTe толщиной 200 нм обладает невырожденными по спину поверхностными электронами и вырожденными объемными носителями заряда. Данный вывод сделан по результатам совместного анализа магнетотранспорта и квантовой емкости структуры. Такой подход может быть использован для получения информации о свойствах проводящих поверхностных состояний других систем, которые не обладают объемной запрещенной зоной.

Положения, выносимые на защиту:

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

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

Основные результаты работы докладывались на следующих научных школах и конференциях: «International Conference on Electronic Properties of Two-Dimensional

Systems (EP2DS)», Япония (2015); «Российская конференция по физике полупроводников», Звенигород (2015); «Recent Developments in 2D systems», Япония (2016); «International Conference on the Physics of Semiconductors (IPCS)», Китай (2016); «SpinTech», Япония (2017); «Российская конференция по физике полупроводников», Екатеринбург, (2017); «Quantum Condensed-matter Physics», Черноголовка (2017); «Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников», Екатеринбург (2018); «International Conference on the Physics of Semiconductors», Франция (2018).

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

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

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

Глава 1

Обзор литературы

1.1 Двумерные дираковские фермионы в структурах на основе HgTe

Объемный теллурид ртути интенсивно изучался задолго до открытия в нем дираковских фермионов и топологических свойств (см., например, обзор 1976 года [25]). В частности, было известно, что HgTe имеет кристаллическую структуру цинковой обманки, однако его зонный спектр принципиальным образом отличается от закона дисперсии носителей других полупроводников, имеющих ту же кристаллическую структуру. В них, как и в близком по составу к HgTe кристалле CdTe, зона проводимости формируется из состояний с нулевым орбитальным моментом и имеет симметрию типа Γ_6 (рис. 1.1). Закон дисперсии легких и тяжелых дырок формируется из состояний с симметрией типа Γ_8 и равным единице орбитальным моментом; энергетическая щель CdTe составляет около 1.5 эВ. Однако, атомы ртути обладают относительно большим зарядом ядра Z_e ($Z_{\text{Hg}} = 80$, $Z_{\text{Cd}} = 48$, $Z_{\text{Te}} = 52$), что приводит к значительному усилению релятивистских поправок уравнения Паули (а именно, релятивистской поправки к кинетической энергии и поправки Дарвина, которая определяет дополнительную энергию взаимодействия электрона в s-состоянии и ядра) и изменению последовательности

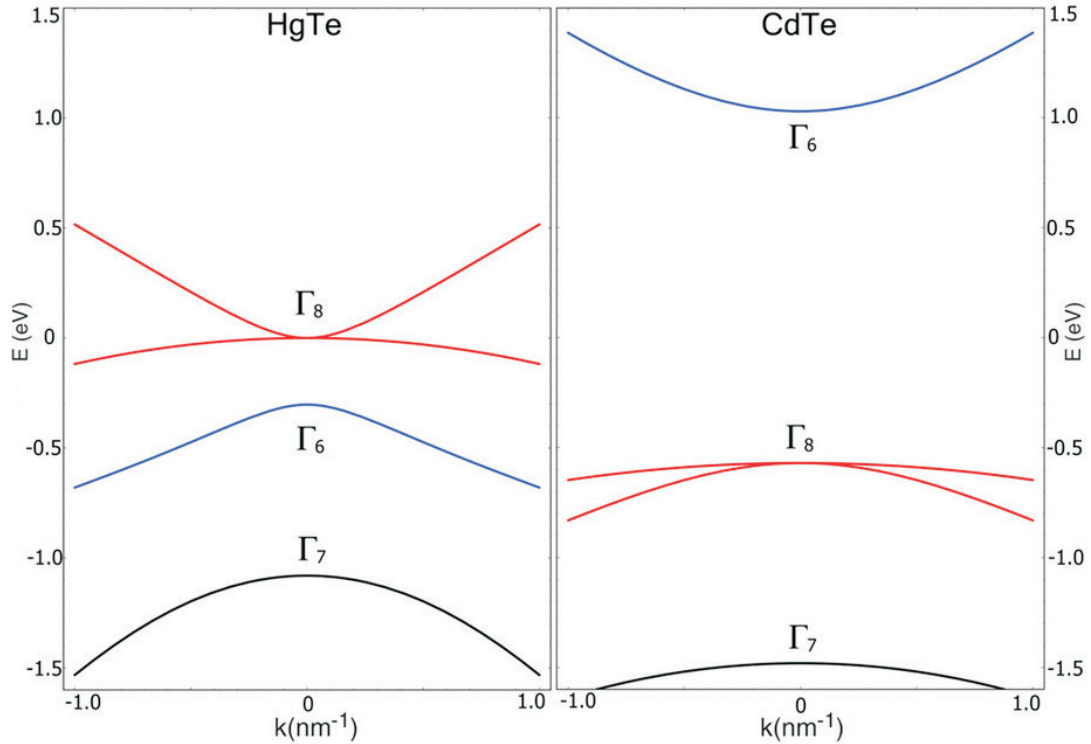


Рис. 1.1. Сравнение законов дисперсии HgTe и CdTe. Теллурид кадмия (справа) имеет типичный для большинства полупроводников порядок зон – его зона проводимости обладает симметрией типа Γ_6 , валентная зона – Γ_8 и Γ_7 . Однако усиленные в теллуриде ртути релятивистские эффекты приводят к тому, что экстремум терма Γ_6 в HgTe (слева) оказывается глубоко в валентной зоне, первые пустая и заполненные зоны имеют симметрию Γ_8 . По этой причине считается, что HgTe обладает инвертированным спектром. Рисунок из [1].

энергетических зон в HgTe: ветвь Γ_6 оказывается ниже зон Γ_8 , в результате и зона проводимости и ближайшая к ней валентная зона имеют симметрию типа Γ_8 . Как было показано в работах [26–28], такая «инверсия» энергетических зон HgTe приводит к образованию поверхностных состояний на границе HgTe и системы с прямым спектром даже в случае идеальной границы раздела – в области пересечения зон Γ_6 и Γ_8 неизбежно появляются проводящие состояния с линейным законом дисперсии.

1.1.1 Квантовые ямы HgCdTe критической толщины

Расположение слоя HgTe, который обладает инвертированным спектром, между слоями CdTe с обычным порядком зон позволяет реализовать различные по

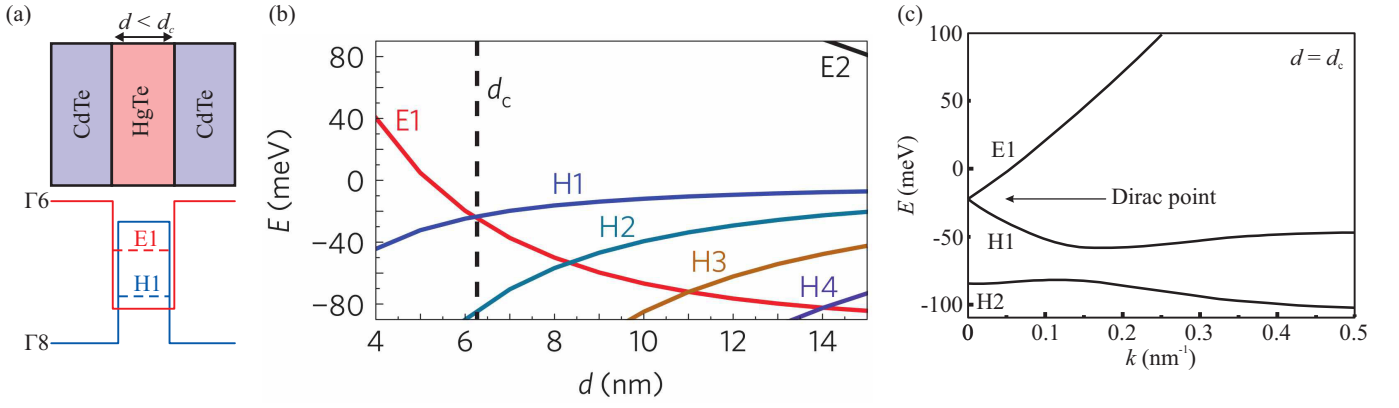


Рис. 1.2. (а) Схематическое изображение подзон размерного квантования в квантовой яме HgTe/Cd при толщине HgTe $d < d_c$. (б) Зависимость энергии подзон в Γ -точке от толщины слоя HgTe. (в) Закон дисперсии носителей при толщине квантовой ямы $d = d_c = 6.3$ нм. Панели (б) и (в) из [2].

своим свойствам системы. В узких квантовых ямах при толщине HgTe $d < 6.3$ нм влияние CdTe является определяющим, и система обладает прямым порядком подзон размерного квантования — первая электрон-подобная подзона E1 объемной зоны Γ_6 находится выше дырочно-подобной подзоны размерного квантования H1 объемной зоны Γ_8 (рис. 1.2(a)) [1, 31, 32]. С увеличением d подзона E1 движется вниз, H1 — вверх, при толщине HgTe равной критической, когда $d = d_c = 6.3 - 6.6$ нм (в зависимости от величины напряжения HgTe [33]) происходит касание подзон (1.2(b)). Это приводит к формированию спектра с квазилинейным законом дисперсии (1.2(c)), в силу чего его называют дираковским, а носители — дираковскими фермионами [1–7]. При $d > d_c$ порядок зон становится инвертированным, и реализуется двумерный топологический изолятор, который обладает краевыми геликоидальными состояниями с линейным законом дисперсии, направление спина которых жестко связано с направлением импульса [1, 5, 8–10]. Дальнейшее увеличение толщины HgTe приводит к поднятию боковых максимумов валентной зоны, так что при $d > 14$ нм зоны пересекаются, и система становится двумерным полуметаллом [11–14].

Двумерные дираковские фермионы в квантовых ямах HgTe

Экспериментальное исследование бесщелевых однодолинных двумерных дираковских фермионов в квантовых ямах HgTe критической толщины началось с изучения их транспортного отклика [2] и циклотронного резонанса в фотопроводимости [3], где было показано, что спектр системы представляет собой дираковский конус в центре зоны Бриллюэна, причем электронная часть спектра характеризуется линейным законом дисперсии $E = \pm \hbar k v_{\text{DF}}$ (рис. 1.3 (а)), точка касания электронного и дырочного конусов называется точкой Дирака (*Dirac point*, DP); $v_{\text{DF}} \approx 7 \times 10^5$ м/с — скорость дираковских фермионов [4]. К настоящему времени в таких системах изучен магнетотранспорт как в слабых магнитных полях [7], так и в режиме квантового эффекта Холла [2, 34, 35], наблюдался циклотронный резонанс в пропускании, фотопроводимости и фототоках [3–5], а в недавней работе [36] обнаружено наиболее ярко выраженное квантование фарадеевского вращения в единицах постоянной тонкой структуры. Все указанные работы позволили как установить отсутствие энергетической щели в спектре дираковских фермионов, так и продемонстрировать целый ряд особенностей, свидетельствующих о линейности спектра дираковских электронов в широком диапазоне энергий, дираковских дырок вблизи точки Дирака, а также о сильном влиянии долин тяжелых дырок, расположенных на 10 – 20 мэВ ниже DP.

Однако, несмотря на перечисленные работы, до последнего времени отсутствовала какая-либо информация о наиболее важной характеристике системы дираковских фермионов в квантовых ямах на основе HgTe — их плотности состояний¹.

В соответствии с законом дисперсии, который схематически представлен на рис. 1.3 (а), плотность состояний идеальной системы дираковских фермионов D_0 линейно зависит от энергии, то есть $D_0 = |E_{\text{F}}| / (\pi \hbar^2 v_{\text{DF}}^2)$ (рис. 1.3 (с), сплошная кривая черного цвета); поэтому в дираковской точке D_0 падает до нуля. Однако существует ряд факторов, которые влияют на закон дисперсии и, как следствие,

¹ В работе [32] продемонстрированы экспериментальные данные о плотности состояний в квантовой яме критической толщины, однако их анализ является поверхностным.

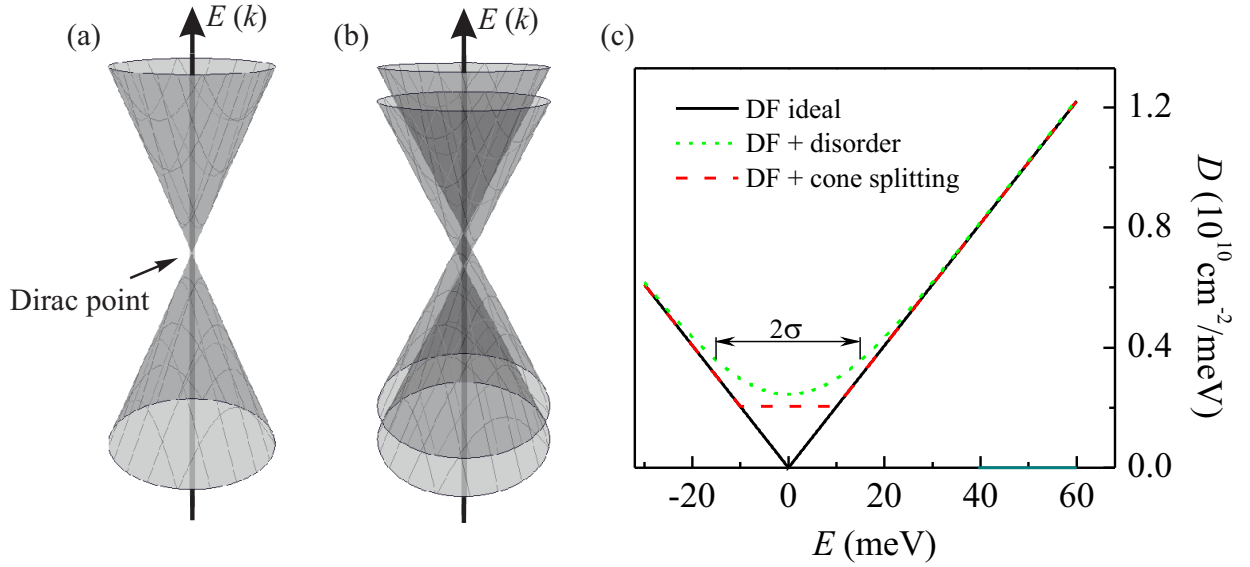


Рис. 1.3. (a) и (b) Конуса закона дисперсии квантовой ямы HgTe критической толщины вблизи точки Дирака без и с учетом спинового расщепления, которое возникает из-за отсутствия центра инверсии объемного HgTe и атомарной структуры интерфейсов HgTe/CdHgTe. (c) Теоретические зависимости плотности состояний от энергии в квантовой яме HgTe критической толщины. Черная сплошная линия соответствует идеальной системе дираковских фермионов (спиновое расщепление конусов закона дисперсии отсутствует), зеленый пунктир соответствует учету флуктуационного потенциала с дисперсией $\sigma_{\text{DF}} = 15 \text{ мэВ}$, красная пунктирная линия соответствует плотности состояний при учете расщепления конусов [37].

изменяют фактическую величину $D(E_F = 0)$. Во-первых, известно, что в любой реальной системе всегда присутствует беспорядок, а именно пространственные неоднородности концентрации, возникающие благодаря случайно распределенному встроенному заряду в квантовой яме и ее окрестностях. Это приводит к тому, что даже в условиях зарядовой нейтральности (когда в идеальной системе дираковских фермионов плотность состояний равна нулю) в реальном образце сосуществуют как области нулевой концентрации (в которых уровень Ферми проходит через точку Дирака), так и области с отличными от нуля концентрациями электронов и дырок. При усреднении по образцу вклад всех областей в плотность состояний суммируется и, таким образом, благодаря случайному потенциалу всегда находятся области с ненулевой плотностью состояний. Рассчитанная с учетом такого беспорядка плотность состояний показана на рис. 1.3 (с) зеленым пунктиром. Описанный механизм роста экспериментальных значений плотности состояний вблизи дираковской точки вследствие пространственных флуктуаций встроенного заряда наблюдается в графене [38] — другой системе с линейным спектром (рис. 1.4).

Другой фундаментальный фактор, препятствующий уменьшению $D(E)$ до нуля, специфичен для квантовых ям HgTe. В соответствии с теоретическими расчетами [37], учет отсутствия центра инверсии объемного HgTe и атомной структуры интерфейсов HgTe/CdHgTe приводит к ненулевому матричному элементу между зонами E1 и H1, следовательно, вместо пересечения этих зон на рис. 1.2 (b) при $d = d_c$ должно происходить их антипересечение. Это приводит к расщеплению изначально двукратно вырожденных дираковских конусов на 10 – 15 мэВ и снятию спинового вырождения даже в нулевом магнитном поле. Закон дисперсии без и с учетом спинового расщепления представлен на рис. 1.3 (a) и (b), соответственно. Рассчитанная с учетом расщепления плотность состояний представлена красным пунктиром на рис. 1.3 (с).

Третий механизм, который оказывает влияние на плотность состояний в точке Дирака, связан с наличием шероховатостей квантовой ямы HgTe. Согласно оцен-

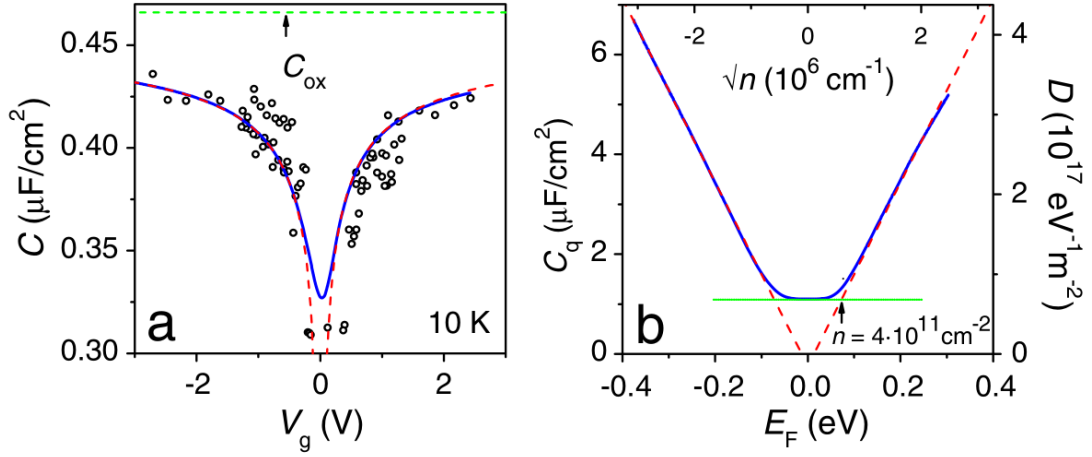


Рис. 1.4. (а) Зависимость удельной емкости графена от напряжения на затворе; символы соответствуют экспериментальным точкам, синяя линия подгонке, красная пунктирная линия соответствует зависимости для идеальных дираковских фермионов без учета флуктуаций потенциала. (б) Восстановленная зависимость плотности состояний от энергии Ферми (синяя линия), красная пунктирная линия соответствует идеальной зависимости плотности состояний без учета влияния флуктуаций. Рисунок из [38].

кам, полученным на основе анализа зависимостей подвижности от концентрации в таких системах [39], высота шероховатостей на каждой границе составляет около 0.2 нм. В то же время, согласно рис. 1.2 (b) как локальное уменьшение толщины квантовой ямы HgTe, так и увеличение этого параметра приводят к появлению запрещенной зоны в системе, что неизбежно уменьшает плотность состояний. Однако стоит заметить, что указанные шероховатости слабо меняют ширину слоя HgTe, так как преимущественно одинаковым образом повторяют рельеф подложки на обеих границах раздела. Более того, очевидно, что одновременный учет относительно слабых флуктуаций толщины ямы (которые уменьшают плотность состояний в дираковской точке) при подгонке экспериментальных зависимостей будет приводить лишь к перенормировке параметра беспорядка, но не изменит качественный вид зависимости $D(E_F)$.

Двумерные дираковские фермионы в квантовых ямах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

Стоит отметить, что одной из основных причин возросшего интереса исследователей к квантовым ямам и пленкам HgTe связан со значительными успехами в молекулярно-лучевой эпитаксии таких структур. Именно по причине чрезвычайно высокого качества квантовых ям и пленок HgTe в недавней работе 2019 года [40] обсуждаются возможности метрологического применения квантовых ям HgTe критической толщины в качестве стандарта сопротивления, так как такие системы позволяют получать хорошо выраженные плато квантового эффекта Холла при относительно высоких температурах ($T > 1$ К) и небольших магнитных полях ($B \sim 1$ Т). Тем не менее, дальнейшее изучение тонких эффектов в такой системе дираковских фермионов ограничено неизбежным беспорядком, который, в частности, уменьшает подвижность носителей. В то же время существует эмпирическая закономерность роста максимальной электронной подвижности μ^{\max} с увеличением толщины квантовой ямы HgTe [34]: $\mu^{\max} \approx (0.2 - 0.3) \times 10^5$ см²/Вс при $d = 5$ нм [41], $\mu^{\max} \approx 1.6 \times 10^5$ см²/Вс при $d = 6.6$ нм [39] и при $d = 20$ нм подвижность двумерных носителей достигает близких к миллиону значений $\mu^{\max} \approx 7 \times 10^5$ см²/Вс [15]. Возможной причиной, которая объясняет такое поведение подвижности, является наличие пространственных флуктуаций толщины квантовой ямы Δd , которые приводят к обычному рассеянию на шероховатостях [34, 39, 42] (которое пропорционально $1/d^6$) и соответствующим флуктуациям энергетической щели в случае квантовой ямы HgTe критической толщины [34, 39]. Логично предположить, что абсолютные флуктуации толщины не зависят от d . Тогда при увеличении d будет уменьшаться относительная величина флуктуаций $\Delta d/d$ и, соответственно, вероятность рассеяния на них. Однако бесщелевое состояние в квантовых ямах HgTe реализуется только при фиксированной критической толщине $d_c = 6.3 - 6.6$ нм (в зависимости от механического напряжения HgTe). Тем не менее известно [43], что замещение части атомов ртути атомами кадмия, с одной стороны, не приводит к размытию зон [25], а с другой стороны, эффективно уве-

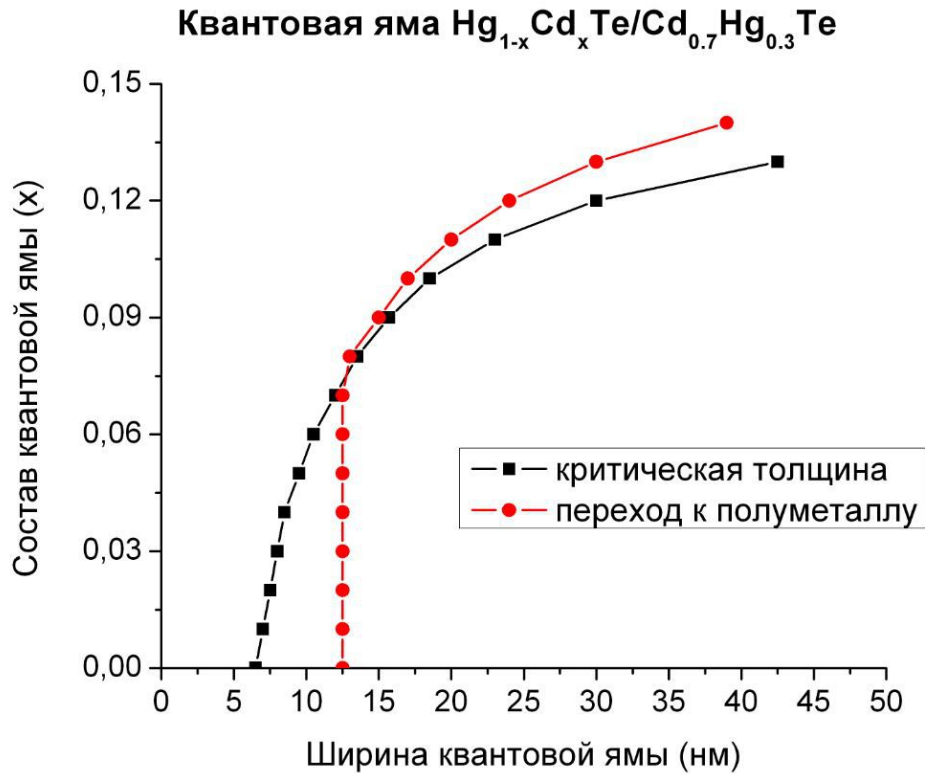


Рис. 1.5. Диаграмма типов зонной структуры квантовой ямы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ (013) в зависимости от ее ширины и состава при $T = 0$ К. Согласно приведенным расчетам, при нулевом содержании кадмия критическая толщина квантовой ямы HgTe равняется $d_c(x = 0) \approx 6.3$ нм. Замена части атомов ртути на атомы кадмия смещает эту величину в область бóльших толщин – так 7% содержание Cd увеличивает критическую толщину практически в два раза, $d_c(x = 0.07) \approx 12.5$ нм. Бóльшие концентрации Cd также увеличивают d_c , однако боковой максимум валентной зоны оказывается выше точки Дирака, и система становится полуметаллом. Рисунок из [43].

увеличивает критическую толщину квантовой ямы, при которой происходит переход от тривиального к инвертированному спектру (рис. 1.5). В случае тройного соединения $\text{Hg}_{0.83}\text{Cd}_{0.17}\text{Te}$ линейный закон дисперсии реализуется уже в бесконечном (объемном) материале [44, 45]. К настоящему времени отсутствует экспериментальное подтверждение того, что такая замена атомов в квантовой яме $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ позволяет увеличивать d_c , сохраняя основные свойства системы дираковских фермионов.

1.1.2 Трехмерные топологические изоляторы на основе HgTe

Объемный $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (при $x < 0.16$) и пленка HgTe толщиной более 70 нм демонстрируют наличие невырожденных по спину поверхностных состояний [18, 29, 46]. Начиная с работы 2007 года [47], такие системы относят к классу трехмерных (3D) топологических изоляторов, то есть систем, обладающих запрещенной зоной в объеме и «топологически» защищенными проводящими состояниями на поверхности. В дальнейших исследованиях напряженного HgTe толщиной 70-80 нм было показано [19, 20, 48], что спектр его поверхностных состояний квазилинеен и сильное спин-орбитальное взаимодействие приводит к жесткой связи спина и импульса дираковских состояний¹ [30].

С практической стороны «топологическая» защита сводится к следующей простой идее. В отличие от классических поверхностных состояний Тамма, основные свойства поверхностных состояний топологического изолятора не зависят от наличия дефектов кристалла и качества границы раздела, а определяются лишь фактом инверсии порядка энергетических зон образующих гетеропереход материалов.

Двумерные дираковские фермионы в трехмерных топологических изоляторах

Одно из первых предсказаний существования поверхностных состояний нетривиальной природы было представлено в работе Волкова и Панкратова 1985 года [28]. В ней рассматривается трансформация зонной структуры сплава $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ при плавном изменении x . В работе использовался тот факт, что полуметалл SnTe и полупроводник PbTe имеют разный порядок следования энергетических зон. Ввиду правил симметрии, каждая зона одного материала переходит в такую же

¹ Нетривиальные поверхностные состояния трехмерного топологического изолятора также называют «дираковскими» или «топологическими».

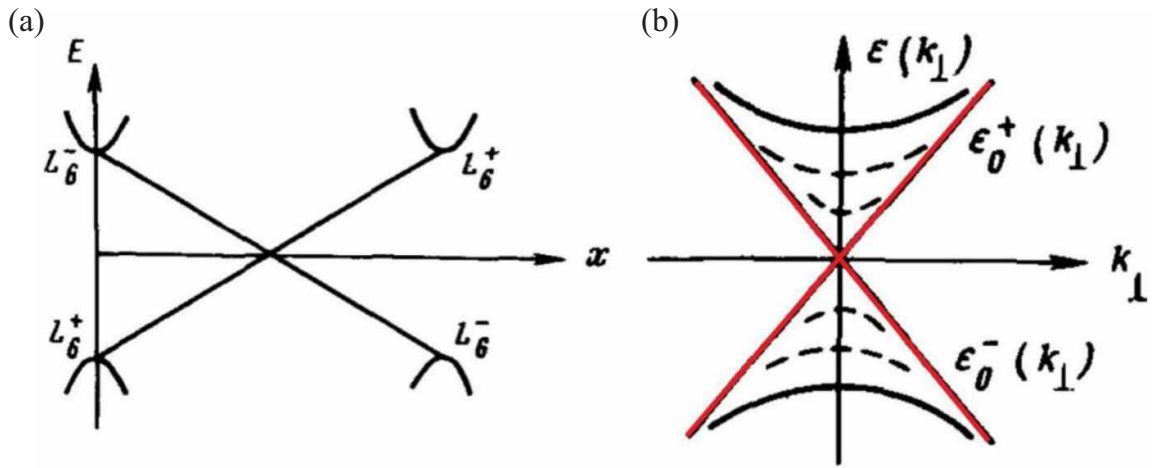


Рис. 1.6. (а) Инверсия образующих запрещенную зону термов L_6^+ и L_6^- в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ с изменением состава. (б) Энергетический спектр инверсионного контакта PbTe/SnTe . Закон дисперсии объемных носителей представлен черными сплошными линиями. Прямые красные линии соответствуют линейному закону дисперсии поверхностных состояний; k_\perp обозначает волновой вектор вдоль границы. Рисунок из [28].

по симметрии зону другого материала. Следовательно, независимо от качества и формы границы, найдется точка, где зоны пересекутся. В работе показано, что такое пересечение разных по симметрии зон приведет к образованию проводящих вдоль контакта и затухающих в объеме состояний с линейным законом дисперсии (рис. 1.6). Однако только после экспериментального открытия топологических изоляторов в 2013 году появились работы, где было продемонстрировано существование нетривиальных поверхностных состояний в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ с переменным x [49, 50]. В то же время авторы теоретической работы указывали, что аналогичные состояния также возникают в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ и $\text{Cd}_{1-x}\text{Hg}_x\text{Te}$.

Интенсивное изучение трехмерных топологических изоляторов начинается с теоретических работ трех групп [51–53]. Они показали, что в 3D топологическом изоляторе образуются проводящие поверхностные состояния на фоне трехмерных объемных носителей. Электроны поверхностных состояний обладают законом дисперсии, близким к линейному, а направление спина оказывается жестко связано с направлением импульса. При этом на каждой двумерной поверхности отсутствует спиновое вырождение: конус с противоположным направлением спи-

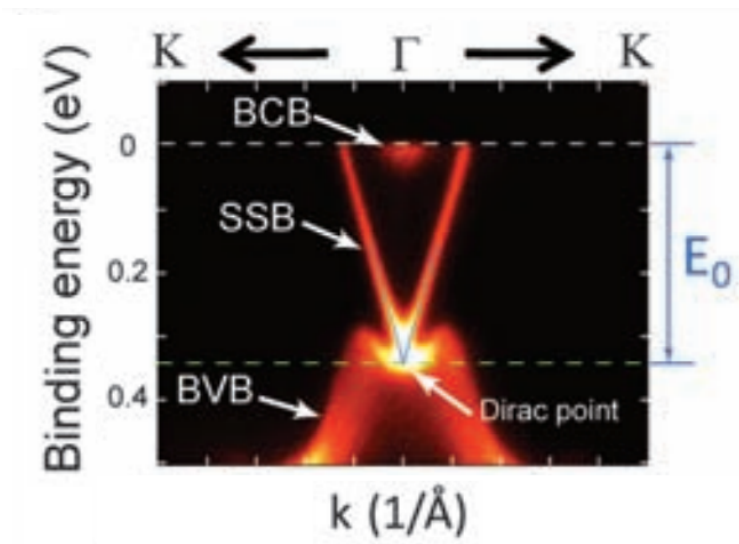


Рис. 1.7. Полученный методом ARPES закон дисперсии трехмерного топологического изолятора на основе Bi_2Te_3 . Стрелками указаны: в верхней части проявляется дно объемной зоны проводимости (BCB – bulk conduction band), при промежуточных энергиях на фоне объемной щели реализуется линейный закон дисперсии поверхностных состояний (SSB – surface state band), в нижней части графика находится объемная валентная зона (BVB – bulk valence band). Также стрелкой указана дираковская точка топологических состояний, которая находится в валентной зоне системы. Рисунок из [55].

на находится на противоположной поверхности образца.

Вместе с теоретическим изучением свойств новых систем появились работы, в которых авторы предсказывали, какие материалы могут быть примерами для реализации 3D топологического изолятора. Fu и Kane в работе 2007 года [51] называют претендентов: соединения $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$, $\alpha\text{-Sn}$ и напряженный HgTe . В 2008 году появилась первая экспериментальная работа, в которой с помощью метода фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (*angle-resolved photoemission spectroscopy*, ARPES) получены конусообразные законы дисперсии [54] с пятью дираковскими точками для системы $\text{Bi}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}$ (на рис. 1.7 представлен получаемый таким образом закон дисперсии типичного трехмерного топологического изолятора на примере Bi_2Te_3). Хорошо видно, как на фоне объемной запрещенной зоне системы реализуется линейный спектр поверхностных топологических состояний. В целом, практика идентификации топологических изоляторов по ARPES-

измерениям стала широко использоваться для поиска и характеристики поверхностных состояний трехмерных топологических изоляторов [56]. Более того, модификация ARPES-измерений с использованием чувствительного к магнитному моменту электрона детектора (например, детектора Мотта) позволяет получить информацию о спиновой поляризации носителей изучаемой структуры.

Несмотря на то, что ARPES-измерения позволяют восстанавливать спектр 3D топологических изоляторов, наиболее интересные эффекты (связанные с возможностью реализации в таких системах майорановских фермионов [57] или магнитного монополя [58]) и гипотетическое применение топологических изоляторов связаны прежде всего с их нестандартными транспортными свойствами [30, 56]. Наиболее часто изучаются свойства 3D топологических изоляторов на основе соединений Bi, Sb, Sn и Te. С одной стороны, такие 3D топологические изоляторы обладают большой (~ 1 эВ) объемной запрещенной зоной, что позволяет говорить о каких-либо связанных с ними приложениях. Однако с другой стороны, они имеют значительное кристаллическое несовершенство, что приводит к большой объемной концентрации дефектов ($N_{\text{imp}} \sim 10^{17} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и низкой подвижности носителей ($\mu \lesssim 10^4 \text{ см}^2/\text{Вс}$). По этой причине в такого рода системах всегда изучается смешанная объемно-поверхностная проводимость¹ [63–66].

Заклученная между слоями CdTe напряженная пленка HgTe толщиной $d = 70 - 80$ нм также является 3D топологическим изолятором с объемной запрещенной зоной около 15 мэВ [18]. Отличительная черта данной системы состоит в ее значительно более высоком качестве по сравнению с другими 3D топологическими изоляторами, максимальная подвижность в пленке HgTe достигает значений $\mu^{\text{max}} \approx 5 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ [19]. В следующем параграфе будет проведен обзор основных свойств такой структуры.

¹ Хотя в последних работах уже показана возможность реализации исключительно поверхностной проводимости [59–62], наиболее качественные структуры все еще имеют значительный уровень беспорядка, который исключает возможность изучения тонких физических эффектов; в частности, выраженные плато квантового эффекта Холла реализуются только при магнитных полях, близких к пределу сверхпроводящих магнитов или превышающих его [60–62].

Трехмерный топологический изолятор на основе напряженной пленки HgTe

Объемный HgTe является бесщелевым полупроводником [25]. В работах [18–20] показано, что напряжение растяжения толстых пленок HgTe ($d = 70 - 80$ нм) приводит к появлению энергетической щели в объемном спектре. Такое напряжение возникает, в частности, в процессе роста теллурида ртути на подложке CdTe, постоянная решетки которого на 0.3% больше чем $a_{\text{HgTe}} = 0.646$ нм. Критическая толщина псевдоморфного роста в таких условиях составляет около 100 – 150 нм. Согласно расчетам, которые подтверждаются измерениями, созданного таким образом напряжения достаточно для формирования непрямой объемной запрещенной зоны $E_g \approx 15$ мэВ. Это позволяет изучать как транспортные свойства дираковских состояний, так и смешанную проводимость поверхностных и тривиальных объемных носителей.

На рис. 1.8 (а) представлен закон дисперсии носителей заряда в напряженной пленке HgTe (013) толщиной 80 нм [20]. Черные сплошные линии соответствуют вырожденным по спину подзонам размерного квантовая объемного спектра. Красная пунктирная линия отражает закон дисперсии дираковских электронов, локализованных на верхней и нижней относительно слоя HgTe поверхностях. Несмотря на одинаковую зависимость энергии от квазиимпульса, они пространственно разделены и невырождены по спину. Гибридизация поверхностных носителей и объемных дырок приводит к значительному отклонению формы $E(k)$ дираковских фермионов от линейной в области перекрытия их закона дисперсии с дырками – при малых k спектр суть парабола, которая переходит в линейную зависимость при больших k . С хорошей точностью их закон дисперсии может быть описан простой аналитической зависимостью:

$$E = E_0 + \sqrt{\Delta^2 + (v\hbar k)^2} = E_0 + \begin{cases} \frac{(v\hbar k)^2}{2\Delta}, & v\hbar k \ll \Delta; \\ v\hbar k, & v\hbar k \gg \Delta, \end{cases} \quad (1.1)$$

где v есть дираковская скорость поверхностных электронов, которая, согласно

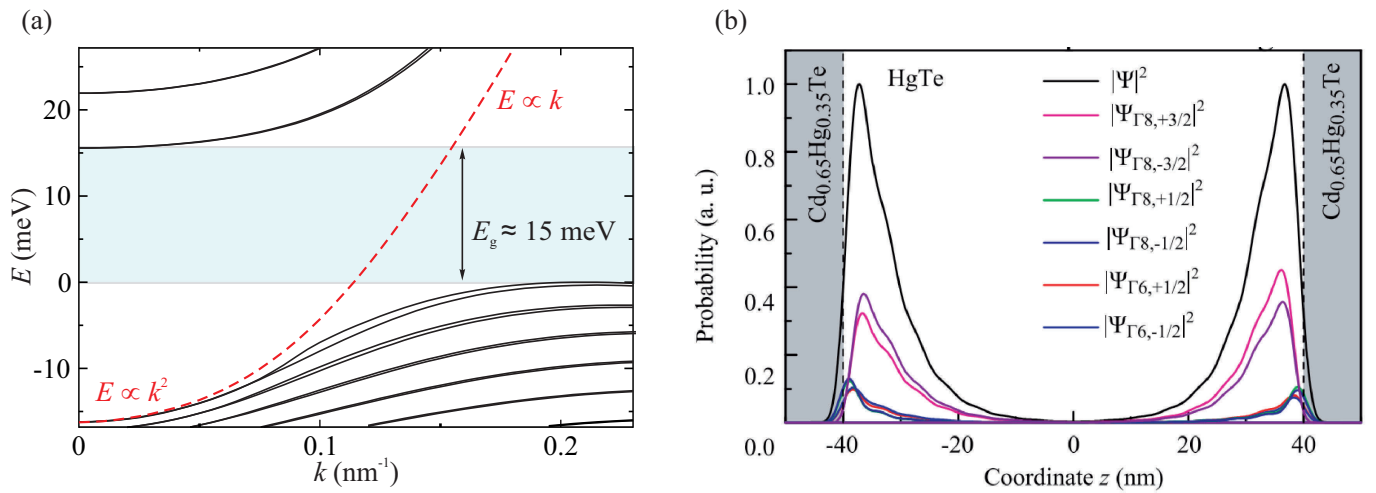


Рис. 1.8. Результаты расчета закона дисперсии и волновых функции напряженной пленки HgTe (013) толщиной 80 нм на основе шестизонного $k \cdot p$ метода. (а) Зависимость энергии от квазиимпульса. Черные сплошные линии соответствуют подзонам размерного квантового объемного спектра, красная пунктирная линия — закону дисперсии дираковских электронов на верхней и нижней поверхностях. Величина объемной запрещенной зоны $E_g \approx 15$ мэВ. (б) Зависимость квадратов модуля волновых функций поверхностных состояний (черные линии) от координаты z вдоль оси роста пленки. Расчеты выполнены для энергии Ферми $E_F = 11$ мэВ и величине встроенного поля $E_z = 2$ кВ/см. Рисунок из [20].

расчетам, равна $v \approx 9 \times 10^5$ м/с, $\Delta \approx 100$ мэВ. Тогда в области энергетической щели эффективная масса поверхностных электронов равна $m_{\text{surface}}^* \approx 0.03 m_0$, что согласуется с экспериментом по циклотронному резонансу [20]; m_0 — масса электрона в вакууме. Стоит отметить, что в изучаемой системе отсутствует дираковская точка, поскольку ветвь закона дисперсии, связанная с поверхностными дырками, находится глубоко в валентной зоне. По этой причине при всех достижимых в эксперименте положениях уровня Ферми поверхностными носителями являются электроны.

Также в работе [20] проведен расчет зависимости плотности вероятности $|\psi(z)|^2$ поверхностных состояний от координаты z вдоль оси роста пленки HgTe (рис. 1.8 (b)). Хорошо видно, что глубина локализации дираковских состояний составляет около 10 нм, и перекрытие их волновых функций отсутствует.

Наличие металлического затвора позволяет изменять положение уровня Ферми, подавая постоянное напряжение V_g [19] (схематический разрез снабженной затвором структуры представлен на рис. 2.1 (a) во второй Главе). На рис. 1.9 схематически изображена зонная диаграмма напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм при различных значениях напряжения на затворе. Между пленкой и металлическим затвором находятся слои диэлектриков. Заштрихованные области соответствуют занятым состояниям. E_c соответствует дну объемной зоны проводимости, E_v — потолку валентной зоны. Нижние границы зон поверхностных состояний, обозначенные $E_c^{\text{DF-top}}$ и $E_c^{\text{DF-bot}}$, находятся глубоко в объемной валентной зоне. В режиме плоских зон (a) в системе присутствуют объемные дырки концентрации p и дираковские электроны на верхней n_e^{top} и нижней n_e^{bot} поверхностях. Эффективная масса объемных дырок и, как следствие, их плотность состояний, примерно на порядок больше электронной m_{surface}^* . По этой причине при приложении отрицательных V_g (b) концентрации электронов на верхней и нижней поверхностях n_e^{top} и n_e^{bot} уменьшаются со значительно меньшей скоростью, чем растет концентрация дырок p . Небольшие положительные V_g (c) приводят к уменьшению p и росту n_e^{top} , n_e^{bot} . При $V_g \approx 1$ В (d) уровень Ферми касается

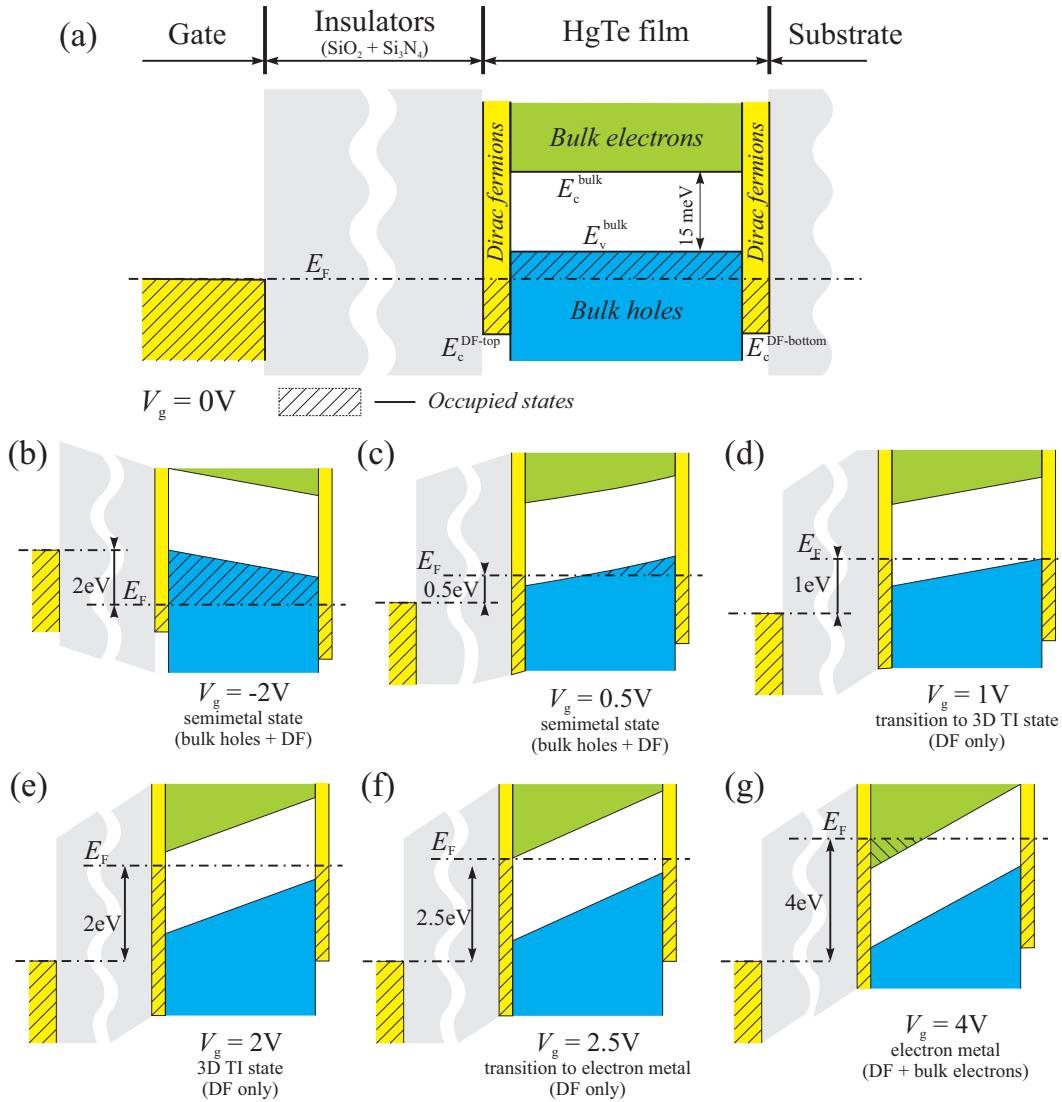


Рис. 1.9. Схематическое изображение зонной диаграммы снабженной верхним затвором напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм при различных V_g . (a) Нулевое напряжение на затворе, в системе присутствуют объемные дырки концентрации p и дираковские электроны, локализованные на верхней n_e^{top} и нижней n_e^{bot} поверхностях. (b) При отрицательных V_g происходит увеличение p и уменьшение n_e^{top} и n_e^{bot} . (c) Небольшие положительные V_g приводят к увеличению n_e^{top} и n_e^{bot} и уменьшению p . (d) Напряжение $V_g \approx 1$ В соответствует касанию уровня Ферми потолка валентной зоны, дырки отсутствуют. (e) При больших напряжениях на затворе уровень Ферми попадает в объемную запрещенную зону, электрический ток проводится только дираковскими электронами. (f) При $V_g \approx 2.5$ В уровень Ферми достигает дна объемной зоны проводимости, далее (g) в системе сосуществуют поверхностные и объемные электроны. Рисунок из [19] с заменой значений V_g на актуальные в настоящей работе.

потолка валентной зоны, далее (e) уровень Ферми попадает в объемную запрещенную зону, электрический ток проводится только дираковскими электронами, реализуется состояние истинного 3D топологического изолятора. При $V_g \approx 2.5$ В (f) уровень Ферми достигает дна объемной зоны проводимости, далее (g) в системе сосуществуют поверхностные и объемные электроны (эффективная масса которых примерно в два раза превышает m_{surface}^*).

В рассматриваемой напряженной пленке HgTe толщиной 80 нм состояния системы хорошо различимы в транспортном отклике, поэтому ее характеристика (определение напряжений на затворе, которые соответствуют E_c , E_v ; восстановление зависимостей $n_{e,p}(V_g)$, $\mu_{e,p}(V_g)$) может быть произведена на основе измерения и анализа классического магнетотранспорта. Квантовый магнетотранспорт при больших магнитных полях таких систем также хорошо изучен, однако до настоящего времени в литературе отсутствовал анализ связанного с квантовыми поправками к проводимости аномального сопротивления при малых магнитных полях.

Трехмерный топологический изолятор на основе пленки HgTe толщиной 200 нм

Таким образом, напряженная пленка HgTe толщиной менее 100 нм является 3D топологическим изолятором и хорошо изученным объектом с объемной запрещенной зоной и невырожденными по спину дираковскими электронами на верхней и нижней поверхностях с подвижностью в несколько 10^5 см²/Вс [18–20]. В таких структурах уже подробно изучены транспортные свойства дираковских электронов, в том числе отработана емкостная методика измерения отклика плотности состояний только одной поверхности топологического изолятора [21].

Наиболее интересное свойство трехмерных топологических изоляторов состоит в наличии на их поверхностях невырожденных по спину дираковских фермионов. Но независимое изучение и манипулирование свойствами носителей, локализованных вблизи верхней и нижней поверхностей пленки HgTe, значительно осложнено

в типичных по толщине структурах, когда $d \approx 70 - 80$ нм. В этих условиях оказывается невозможно сделать омический контакт только к одной поверхности, поэтому транспортный отклик равнозначно определяется всеми носителями, и изменение концентрации носителей на одной поверхности (при приложении V_g) также приводит к изменению концентрации на другой. В то же время отсутствие работ по изучению трехмерных топологических изоляторов на основе пленок HgTe большей толщины связано с тем, что их толщина псевдоморфного роста на подложке CdTe ограничена около $100 - 150$ нм [18].

Объемный HgTe отличается от 3D топологических изоляторов на основе висмута отсутствием объемной запрещенной зоны (или даже небольшим перекрытием зон в соответствии с [25]). С одной стороны, отсутствие щели в более толстых частично или полностью релаксированных к собственной постоянной решетки пленок HgTe может привести к гибридизации дираковских состояний с объемными электронами (как это происходит, например, между поверхностными состояниями и объемными дырками в 80 нм пленке HgTe). Более того, до настоящего времени изучение свойств нетривиальных носителей проводилось только в обладающих объемной запрещенной зоной трехмерных топологических изоляторах [30]. Тем не менее инверсная зонная структура объемного HgTe позволяет ожидать существования в нем невырожденных по спину поверхностных состояний с линейным или квазилинейным законом дисперсии. Однако на сегодняшний день отсутствуют систематические исследования свойств поверхностных состояний при переходе от квантовых ям к толстым пленкам HgTe, которые бы подтверждали наличие поверхностных состояний, направление спина которых жестко связано с направлением импульса. Поэтому возникает несомненный интерес проверить существование и изучить свойства данных состояний в толстых пленках HgTe, высокое качество которых позволяет однозначно разделить вклад различных типов носителей в транспортный отклик многокомпонентной системы.

1.2 Двумерный электронный газ

В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

1.2.1 Классический магнетотранспорт

В рамках классической механики приложение перпендикулярного магнитного поля B к двумерному электронному газу приводит к перенормировке продольных компонент и появлению поперечных слагаемых тензора проводимости [67]:

$$\hat{\sigma}(B) = \begin{pmatrix} \frac{\sigma_0}{1 + (\mu B)^2} & -\frac{\sigma_0 \mu B}{1 + (\mu B)^2} \\ \frac{\sigma_0 \mu B}{1 + (\mu B)^2} & \frac{\sigma_0}{1 + (\mu B)^2} \end{pmatrix},$$

где $\sigma_0 = \mu n e = e^2 n \tau / m^*$ есть друдевская проводимость в нулевом магнитном поле, μ – подвижность, n – концентрация носителей и τ – транспортное время релаксации. Диагональная проводимость есть всегда положительная величина, знак недиагональной проводимости определяется знаком заряда носителей. Как правило, в эксперименте измеряется не проводимость, а сопротивление, тензор которого обратен $\hat{\sigma}$:

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad \rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}. \quad (1.2)$$

Тогда оказывается, что в случае одного типа носителей продольное сопротивление не зависит от магнитного поля ($\rho_{xx} = \sigma_0^{-1}$), а холловское (то есть поперечное) сопротивление линейно по магнитному полю ($\rho_{xy} = -B/ne$). Подгонка экспериментальных кривых такими формулами позволяет получить основные транспортные характеристики системы – концентрацию и подвижность носителей заряда.

В толстых пленках HgTe могут сосуществовать несколько групп носителей: объемные электроны или дырки и дираковские электроны, локализованные вблизи двух поверхностей. Последние существуют при всех значениях напряжения на затворе, тривиальные носители появляются при расположении уровня Ферми в

соответствующей объемной зоне. Тензор проводимости такой системы есть сумма тензоров каждой из групп: $\sigma_{xx} = \sum \sigma_{xx}^i$, $\sigma_{xy} = \sum \sigma_{xy}^i$. В силу одинаковой функциональной зависимости компонент тензора от концентрации и подвижности носителей одинаковых знаков, надежная подгонка экспериментальных $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ выражением (1.2) получается только в случае смешанной электрон-дырочной проводимости, причем электроны с разных поверхностей описываются общей концентрацией и средней подвижностью¹:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx}(B) &= \frac{en_e\mu_e}{1 + (\mu_e B)^2} + \frac{en_h\mu_h}{1 + (\mu_h B)^2}; \\ \sigma_{xy}(B) &= \frac{en_e\mu_e^2 B}{1 + (\mu_e B)^2} - \frac{en_h\mu_h^2 B}{1 + (\mu_h B)^2},\end{aligned}\tag{1.3}$$

где индексы e и h соответствуют электронам и дыркам. Не будем делать анализ зависимостей $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ в этом случае, однако для качественного анализа экспериментальных данных полезно выписать асимптотику холловского сопротивления в малых и больших магнитных полях:

$$\rho_{xy}(B) = \begin{cases} \frac{n_e\mu_e^2 - n_h\mu_h^2}{e(n_e\mu_e + n_h\mu_h)^2} B, & \mu_i B \ll 1; \\ \frac{B}{e(n_e - n_h)}, & \mu_i B \gg 1, \end{cases}\tag{1.4}$$

Как видно, знак холловского сопротивления многокомпонентной системы в малых полях определяется группой носителей с большей величиной произведения $n\mu^2$ (то есть более подвижных), в то время как при больших значениях магнитного поля ρ_{xy} всегда выходит на линейную зависимость, знак и наклон которой определяется только разностью концентраций.

Варьируя V_g в пленке HgTe толщиной 80 нм, можно перемещать положение уровня Ферми из валентной зоны через щель объемного спектра в объемную зону проводимости. В то же время дираковские электроны высокой подвижности

¹ Такое упрощение выглядит оправданным, так как сосуществование носителей одного знака приводит к формированию особенностей в магнетотранспорте менее выраженных, чем при наличии носителей разных знаков.

существуют при всех значениях V_g . Поэтому логично, что появление (или исчезновение) любой из объемных групп носителей сопровождается особенностью на зависимости $\rho_{xx}(V_g)$. Более того, такая особенность усиливается при приложении перпендикулярного магнитного поля. В этом случае амплитуда относительного положительного магнетосопротивления для двух групп носителей определяется выражением:

$$\left. \left(\frac{\rho''_{xx}(B)}{\rho_{xx}(B)} \right) \right|_{B=0} = \frac{\sigma_1 \sigma_2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2} (\mu_1 \mp \mu_2)^2, \quad (1.5)$$

где σ_i и μ_i — соответствующие проводимость и подвижность для каждой группы носителей, а знак в скобках зависит от соотношения полярностей: носителям одного знака соответствует «−», разных — «+». По этой причине в малых полях максимум $\left(\frac{\rho''_{xx}(B)}{\rho_{xx}(B)} \right)$ достигается вблизи точки зарядовой нейтральности, где $n_e \approx n_h$, проводимости σ_e и σ_h близки друг другу и имеют разный знак производной по V_g , а подвижности складываются. Величина $\left(\frac{\rho''_{xx}(B)}{\rho_{xx}(B)} \right)$ достигает второго экстремума при входе уровня Ферми в объемную зону проводимости, когда появляется новая группа электронов. Таким образом, анализ зависимости $\rho_{xx}(V_g)$ при постоянном магнитном поле позволяет оценить напряжения на затворе, которые соответствуют достижению E_F потолка валентной зоны и дна зоны проводимости.

1.2.2 Осцилляции Шубникова — де Гааза

Одним из проявлений квантовой природы низкотемпературного транспорта двумерного электронного газа являются осцилляции Шубникова — де Гааза, которые выражаются в периодических в обратном магнитном поле осцилляциях продольного магнетосопротивления и вызваны соответствующими осцилляциями плотности состояний из-за формирования уровней Ландау. В основе этого эффекта лежит то обстоятельство, что, двигаясь по циклотронной орбите во внешнем магнитном поле, электрон, будучи волной, самоинтерферирует, следовательно, какие-то траектории (на которых помещается целое число длин волн электрона) становятся усиленными, другие, где происходит деструктивная интерференция, — подавленными. Это приводит к модификации плотности состояний, кото-

рая увеличивается при энергиях, соответствующих позитивной интерференции, и уменьшается в обратном случае. Такие осцилляции были открыты в 1930 году Л. В. Шубниковым и В. де Гаазом [68]. Теория, описывающая названные в честь первооткрывателей осцилляции, была разработана спустя 30 лет Е. М. Лифшицом и А. М. Косевичем [69]. Анализ осцилляций Шубникова – де Гааза в сопротивлении двумерных систем позволяет получать такие характеристики электронного газа как концентрация n , квантовое время жизни τ_q и эффективная масса m^* ; подробное описание методик измерения и обработки осцилляций представлены в книгах [70–72].

Фундаментальным следствием финитности движения заряженной частицы в перпендикулярном магнитном поле является квантование энергетического спектра, то есть появление уровней Ландау [73]. Если в отсутствие магнитного поля в простейшем случае параболического закона дисперсии двумерного электронного газа его энергия равна $E = \mathbf{p}^2/2m^*$ (вектор \mathbf{p} лежит в плоскости электронного газа), и плотность состояний не зависит от энергии $D = m^*/\pi\hbar^2$. То в постоянном магнитном поле набор разрешенных энергий соответствует дискретным уровням Ландау $E_i = \hbar\omega_c(i + 1/2)$, а плотность состояний есть набор δ -пиков при энергиях E_i ; $\omega_c = eB/m^*$ есть циклотронная частота, $i = 0, 1, \dots$

Учет рассеяния частиц приводит к конечной ширине уровней Ландау $\Gamma = \hbar/\tau_q$ и их перекрытию. Если ширина уровней много меньше расстояния между ними $\Gamma \ll \hbar\omega_c$, то есть перекрытие слабое, то реализуется квантовый эффект Холла. В этом случае при изменении магнитного поля уровень Ферми двумерной системы с постоянной концентрацией носителей испытывает «скачки» в соответствии с веером уровней Ландау. В противоположенном случае сильного перекрытия и больших факторов заполнения $E_F = \text{const}$, и плотность состояний есть слабо осциллирующая функция обратного магнитного поля и энергии Ферми (или концентрации носителей):

$$\Delta D(E_F, B) \propto \exp(-\pi/\omega_c\tau_q) \cos\left(2\pi\frac{E_F}{\hbar\omega_c}\right) = \exp(-\pi/\omega_c\tau_q) \cos\left(2\pi\frac{\hbar n}{g_s e B}\right), \quad (1.6)$$

где g_s есть степень спинового вырождения. Вследствие осцилляций плотности

состояний, квантовая емкость, удельное сопротивление и проводимость системы имеют аналогичную периодическую зависимость от обратного магнитного поля и концентрации носителей. При относительно высоких температурах амплитуда осцилляций измеримых в эксперименте величин дополнительно уменьшается из-за размытия функции распределения Ферми-Дирака, что определяется множителем $X_c / \text{sh}(X_c)$, где $X_c = 2\pi^2(k_B T / \hbar \omega_c)$.

1.2.3 Слабая локализация и антилокализация

Другим проявлением волновой природы носителей заряда является квантовая поправка к друдевской проводимости, обусловленная эффектом слабой локализации. Она возникает вследствие интерференции при движении электрона по замкнутым траекториям в противоположенных направлениях. Такие траектории имеют одинаковый набор рассеивателей и одинаковое изменение фазы волновой функции, что приводит к конструктивной интерференции в точке старта (увеличению вероятности вернуться в исходную точку) и отрицательной поправке к проводимости (эффект слабой локализации). В системах с сильным спин-орбитальным взаимодействием происходит изменение как координатной, так и спиновой частей волновой функции, что может приводить к деструктивной интерференции в точке старта и положительной поправке к проводимости (эффект слабой антилокализации).

Первые теории, описывающие как слабую локализацию, так и антилокализацию, были разработаны в 80-х годах прошлого века [74–76]. В них движение электрона считалось диффузионным, что справедливо, когда основной вклад в поправку к проводимости вносят траектории, характерный размер которых много больше длины свободного пробега. В большинстве случаев такое приближение хорошо работает, и используется теория *Nikami* [74, 77], на основе которой производится рассмотрение эффекта слабой локализации в учебной литературе [70, 78]. Однако в случае высокоподвижных систем длина свободного пробега становится сравнимой с характерным размером области интерференции, и значительный

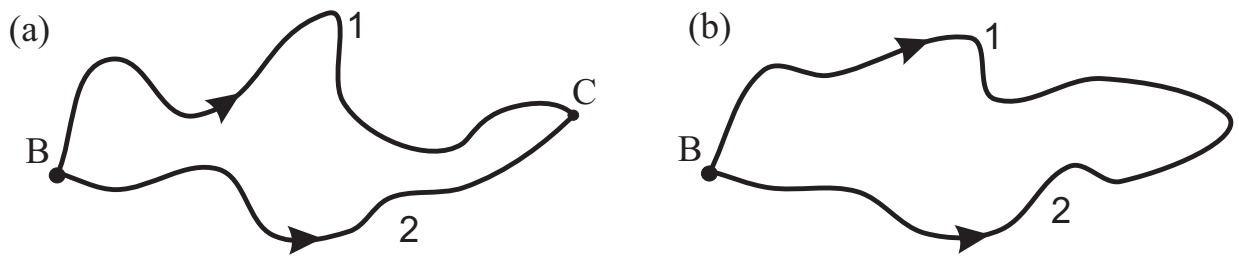


Рис. 1.10. Траектория электрона при диффузии из точки B в C (а) и пример возвратной траектории (б).

вклад в поправку к проводимости вносят траектории с небольшим числом рассеяний, между которыми движение электрона является баллистическим. Поэтому количественный анализ эффекта слабой локализации и антилокализации в таких системах производится на основе моделей, область использования которых не ограничивается диффузионным приближением.

Природа локализации и антилокализации

Основные характеристики слабой локализации и антилокализации легко понять из рассмотрения более простой диффузионной модели движения электрона [78]. Поправку к проводимости $\delta\sigma$ будем считать много меньше самой проводимости σ . Основным параметром, который определяет величину слабой локализации, является площадь области интерференции электронных траекторий. Она ограничивается тем фактом, что помимо упругих актов рассеяния, электрон испытывает редкие столкновения с изменением своей энергии, что приводит к разрушению когерентности его начального и конечного состояний. В большинстве случаев это связано с e - e рассеянием, которое определяет время сбоя фазы τ_φ . В диффузионном приближении считается, что $\tau \ll \tau_\varphi$.

Качественное описание природы интерференционной поправки к проводимости состоит в следующем. Рассмотрим электрон, который диффузионно двигается из точки старта B в некоторую точку C (рис. 1.10 (а)). Классический способ нахождения вероятности перехода в новую точку C состоит в сложении вероятностей перехода по всем возможным путям или на языке квантовой механики сложении

квадратов модулей амплитуд вероятностей перехода:

$$W_{\text{classic}} = |A_1|^2 + |A_2|^2 + \dots$$

Такой подход приводит к формуле Друде:

$$\sigma_0 = \mu n e = \frac{e^2}{h} (k_F l), \quad (1.7)$$

где k_F — волновой вектор электрона, l — длина свободного пробега. Приведенное рассмотрение является оправданным, если фазы волновых функций электрона, который движется по разным траекториям некоррелированы, что и происходит в случае разного расположения точек B и C . Однако случай возвратных траекторий оказывается особенным (рис. 1.10 (b)). Распишем квантово-механическую формулу вероятности в этом случае:

$$\begin{aligned} W_{\text{quantum}} &= |A_1 + A_2 + \dots|^2 = |A_1|^2 + |A_2|^2 + A_1^* A_2 + A_1 A_2^* + \dots = \\ &= W_{\text{classic}} + |A_1 A_2| \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + \dots, \end{aligned}$$

где φ_1 и φ_2 — изменение фаз волновых функций электронов, прошедших по траекториям 1 и 2, соответственно. Логично, что в интерференционную часть суммы дадут вклад только коррелированные пары траекторий, которые соответствуют движению по одной и той же траектории, но в противоположных направлениях (как это показано на рис. 1.10 (b)). При этом набор фаз на таких траекториях будет одинаковым¹, следовательно, сумма перейдет в:

$$W_{\text{quantum}} = W_{\text{classic}} + |A_1 A_2| + \dots = 2 W_{\text{classic}}. \quad (1.8)$$

Разница квантовой и классической вероятностей остаться на месте соответствует эффекту слабой локализации, отличие величины проводимости от получаемой по формуле Друде (1.7) называется локализационной поправкой к проводимости $\delta\sigma$. Оценим ее величину. Так как квантовая вероятность попасть в точку старта в два раза больше классической и полная проводимость системы равна друдевской

¹ Наборы фаз $\frac{i}{h} \oint \mathbf{p} \cdot d\mathbf{x}$ при обходах в противоположенных направлениях одинаковы, так как меняется и направление квазиимпульса и направление обхода контура.

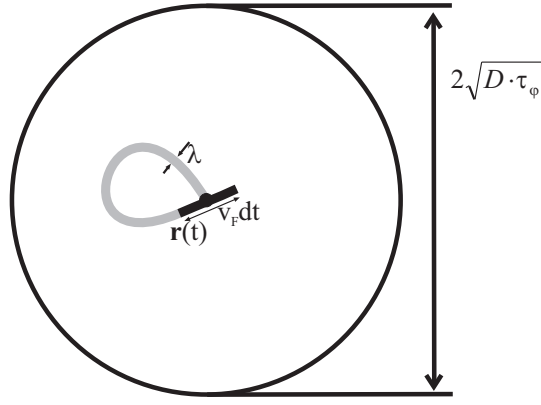


Рис. 1.11. К определению локализационной поправки к проводимости.

ввиду малости $\delta\sigma$, то с хорошей точностью величина поправки к проводимости прямо пропорциональна доле возвратных траекторий η :

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} \sim -\eta,$$

знак минус отражает тот факт, что интерференция в точке старта уменьшает проводимость. Для оценки величины η рассмотрим электрон, который в начальный момент времени находится в центре окружности радиуса длины сбой фазы $l_\varphi = \sqrt{D \tau_\varphi}$ (D — коэффициент диффузии¹), и через время $t + dt$ оказывается в некоторой области размером $\lambda(v_F dt)$, где λ есть длина волны де Бройля электрона (рис. 1.11). Вероятность вернуться в точку старта равняется отношению площадей, занимаемых $\lambda(v_F dt)$ и доступных l_φ^2 электрону (иными словами, в каждый момент времени величина $d\eta(t)$ равна вероятности попасть началом траектории в текущую область, занятую электроном). Тогда поправка к проводимости по порядку величины равна:

$$\delta\sigma \sim -\sigma_0 \int d\eta(t) \sim -\sigma_0 \int \frac{\lambda v_F dt}{D t}.$$

В пределы интеграла логично поставить с одной стороны время релаксации импульса, а с другой стороны время сбой фазы. Тогда формула для поправки к проводимости будет выглядеть следующим образом:

$$\delta\sigma \sim -\frac{e^2}{h} (k_F l) \frac{1}{k_F l v_F} \ln\left(\frac{\tau_\varphi}{\tau}\right) = -\frac{e^2}{h} \ln\left(\frac{\tau_\varphi}{\tau}\right). \quad (1.9)$$

¹ Только в рамках текущего раздела символом D обозначается коэффициент диффузии, а не плотность состояний, как в остальной части диссертации.

Таким образом, характерная величина локализационной поправки к проводимости составляет e^2/h , обратная величина которой есть квант сопротивления, примерно равный 25 813 Ом. Сравнивая эту величину с сопротивлением изучаемой системы, можно легко оценить возможный вклад слабой локализации в проводимость.

Наличие спин-орбитального (СО) взаимодействия может значительно изменить как величину поправки к проводимости, так и ее знак. Простейший случай реализуется для системы с жесткой связью спина и импульса [79] (что предсказывается для дираковских поверхностных состояний трехмерного топологического изолятора [30]). В этом случае при обходе по замкнутому контуру в разных направлениях конечные состояния спиновой части волновой функции будут повернуты относительно друг друга на 2π , что эквивалентно тому, что волновые функции отличаются знаками. Это приведет к деструктивной интерференции в точке старта и положительной поправке к проводимости.

Далее рассмотрим случай произвольного соотношения между временем сбоя фазы τ_φ и временем спиновой релаксации τ_s . Пусть в начальный момент времени электрон находится в состоянии, которое описывается спинором $(a, b)^T$. При движении по замкнутой траектории в одну сторону спин электрона поворачивается оператором вращения:

$$R = \begin{pmatrix} \cos(\alpha/2)e^{i(\beta+\gamma)/2} & i \sin(\alpha/2)e^{-i(\beta-\gamma)/2} \\ i \sin(\alpha/2)e^{i(\beta-\gamma)/2} & \cos(\alpha/2)e^{-i(\beta+\gamma)/2} \end{pmatrix},$$

где α, β, γ — углы Эйлера. При движении электрона в другую сторону как вращение, так и порядок рассеивателей меняются. Это приводит к появлению множителя

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}(a, b)^* R^2(a, b)^T &= \cos(\alpha/2)^2 \cos(\beta + \gamma) - \sin(\alpha/2)^2 + \\ &+ (i/4) \sin(\alpha) [a b^* (e^{-i\beta} + e^{i\gamma}) + a^* b (e^{i\beta} + e^{-i\gamma})] \end{aligned} \quad (1.10)$$

в интерференционном члене формулы (1.8). Если время спиновой релаксации больше времени сбоя фазы, то поворот спина не успевает произойти, все углы Эй-

лера равны нулю, спиновый множитель равен 1, реализуется слабая локализация. Если в системе есть жесткая связь спина и импульса (иными словами, электрон с одной спиновой ветви не успевает рассеяться в другую за время сбоя фазы), то множитель равен -1. В ситуации, когда $\tau \ll \tau_s \ll \tau_\varphi$, спин как бы «забывает» о своем первоначальном направлении, в результате чего спиновый множитель приходит к своему статистическому значению с усреднением выражения (1.10) по углам. В результате этого остается множитель -1/2. Таким образом, в зависимости от соотношения между временами τ , τ_s и τ_φ интерференционная поправка к проводимости $\delta\sigma$ может меняться от $-e^2/h \ln(\tau_\varphi/\tau)$ до $e^2/h \ln(\tau_\varphi/\tau)$.

Влияние температуры и магнитного поля на слабую локализацию и антилокализацию

Как было показано выше, связанная с эффектом слабой локализации (1.9) поправка к проводимости имеет логарифмическую зависимость от времени сбоя фазы. При достаточно низких температурах, когда фононным вкладом в неупругое рассеяние можно пренебречь, τ_φ определяется неупругостью электрон-электронного рассеяния [80], интенсивность которого степенным образом зависит от температуры. Это связано с температурным размытием функции распределения электронов, с увеличением которого увеличивается число как начальных, так и конечных состояний, следовательно квадратично по температуре увеличивается вероятность рассеяния. Как показано в [81], в случае слабого электрон-электронного взаимодействия формула для оценки времени сбоя фазы высокоподвижной системы может быть записана следующим образом:

$$\frac{1}{\tau_\varphi} \simeq \frac{k_B T e^2/h}{\hbar \sigma} \ln \left(\frac{\sigma}{e^2/h} \right). \quad (1.11)$$

Это приводит к слабой логарифмической зависимости поправки проводимости от температуры: в случае локализации проводимость растет с ростом температуры, антилокализации — падает. Однако стоит учесть, что в температурную зависимость проводимости также вносит свой вклад поправка, связанная с электрон-

электронным взаимодействием, которая также имеет логарифмическую зависимость от температуры, что осложняет выделение локализационного вклада.

Другим (и более популярным) способом изучения связанного со слабой локализацией и антилокализацией вклада в проводимость двумерного электронного газа является введение перпендикулярного магнитного поля. При $B = 0$ фазовые множители $i/\hbar \oint \mathbf{p} d\mathbf{x}$ волновых функций электрона, проходящего по одному и тому же контуру в разных направлениях, одинаковы. Однако в случае $B \neq 0$ под интегралом появляется слагаемое $e\mathbf{A}$, где \mathbf{A} — вектор-потенциал магнитного поля. В этом случае волновые функции электрона, прошедшего одну и ту же траекторию в разных направлениях, будут отличаться. Их отношение будет равно

$$\exp\left(i\frac{2e}{\hbar} \oint \mathbf{A} d\mathbf{x}\right) = \exp\left(i\frac{2e}{\hbar} \int \mathbf{B} d\mathbf{S}\right) = \exp\left(i\frac{2e\mathbf{B}\mathbf{S}}{\hbar}\right) = \exp\left(2\pi i \frac{\Phi}{\Phi_0}\right),$$

где Φ — поток магнитного поля через траекторию электрона, ограничивающую площадь S , $\Phi_0 = h/(2e)$ — квант магнитного потока. Пока для траекторий максимальной площади, величина которой порядка $D\tau_\varphi$, поток магнитного поля мал, то есть разность фаз $2\pi\Phi/\Phi_0 \ll 1$, самоинтерференция не нарушается, и магнитное поле не разрушает слабую локализацию. Характерное поле, которое начинает разрушать интерференционную поправку к проводимости, обозначают

$$B_\varphi = \frac{\hbar}{4eD\tau_\varphi},$$

что соответствует разности фаз $2\pi\Phi/\Phi_0 \sim 2\pi$. Дальнейшее увеличение магнитного поля уменьшает эффективный размер области, при движении по которой электрон самоинтерферирует. Важно отметить, что различие траекторий, по которым может двигаться электрон, приводит к отсутствию осциллирующей составляющей в поправке к проводимости двумерного электронного газа.

Характерное магнитное поле, при котором происходит полное разрушение локализационной поправки к проводимости в диффузионном режиме, определяется минимальной областью интерференции, которая доступна электрону за время релаксации импульса:

$$B_{\text{tr}} = \frac{\hbar}{4eD\tau}.$$

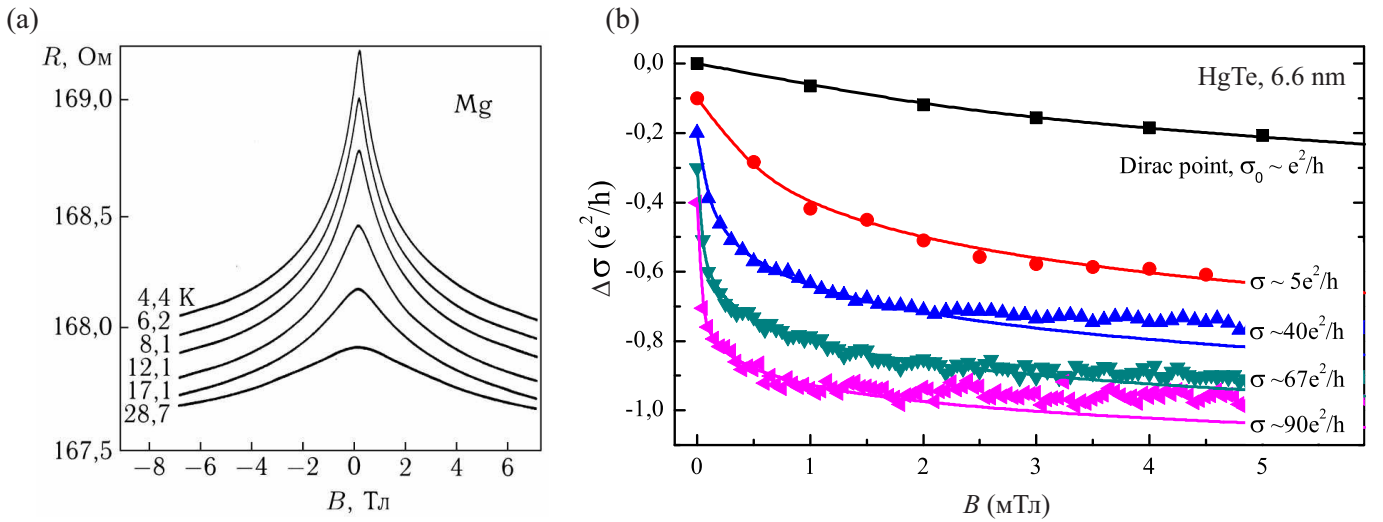


Рис. 1.12. Примеры подавления слабой локализации (а) в пленке магния при различных температурах (панель из [82]) и антилокализации (b) в квантовой яме HgTe толщиной 6.6 нм при различных положениях уровня Ферми (панель из [7]).

Типичная картина разрушения слабой локализации магнитным полем представлена на рис. 1.12 (а) [82], где изображены зависимости сопротивления пленки магния от магнитного поля при различных температурах. Начало расфазировки происходит при $B \approx B_\varphi$, когда сопротивление начинает уменьшаться (а проводимость увеличиваться). Это происходит до величины поля $B_{tr} \approx 6$ Тл, после чего локализационная поправка оказывается практически полностью подавлена. При увеличении температуры происходит уменьшение времени сбоя фазы, что приводит как к уменьшению абсолютной величины поправки, так и к появлению возможности без проведения подгонки оценить поле B_φ , равное для самой высокой температуры примерно 0.5 Тл.

На рис. 1.12 (b) [7] изображены кривые подавления слабой антилокализации в квантовой яме HgTe критической толщины $d_c = 6.6$ нм при различных положениях уровня Ферми. В этой системе спин-орбитальное взаимодействие настолько сильно, что во всем диапазоне магнитных полей наблюдается положительная поправка к проводимости. Качественное сходство экспериментальных кривых на панелях рис. 1.12 проявляется и в формулах, их описывающих. А именно, в эксперименте, где наблюдается только локализационная зависимость поправки к прово-

димости (спиновая релаксация отсутствует, $\Delta\sigma(B)$ монотонно растет) или только антилокализационная зависимость ($\Delta\sigma(B)$ монотонно падает) поправка к проводимости в диффузионном режиме следующим образом зависит от магнитного поля (формула *Hikami*) [74, 77, 79]:

$$\Delta\sigma(B) = \sigma(B) - \sigma(0) = -\alpha \frac{e^2}{\pi h} \left[\psi \left(\frac{B_\varphi}{B} \right) - \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_\varphi}{B} \right) \right], \quad (1.12)$$

где префактор $\alpha \approx 1$ ($\Delta\sigma < 0$) в случае слабой локализации, $\alpha \approx -0.5$ ($\Delta\sigma > 0$) в случае антилокализации при наличии сильного СО взаимодействия и $\alpha \approx -1$ ($\Delta\sigma > 0$) при дополнительном отсутствии рассеяния между ветвями закона дисперсии, принадлежащим разным спиновым состояниям. Приведенное выражение справедливо в диффузионном режиме, когда $B, B_\varphi \ll B_{\text{tr}}$. Однако в системах высокого качества с подвижностью сотни тысяч (к которым относится пленка HgTe толщиной 80 нм [19]) транспортное время релаксации значительно возрастает (B_{tr} уменьшается), что приводит к тому, что основное изменение проводимости происходит при магнитных полях $B \sim B_{\text{tr}}$.

Анализ слабой локализации и антилокализации в баллистическом приближении

Для систем высокой подвижности, когда значительный вклад в поправку к проводимости вносят траектории с малым числом рассеивателей, требуются более сложные, так называемые баллистические модели слабой локализации. Они отличаются рассматриваемыми механизмами спиновой релаксации, особенностями спектра и другими параметрами двумерного газа [83–89]. Наиболее общей из этого списка является представленная в [84] теория, которая успешно использовалась для описания связанного с интерференционной поправкой к проводимости аномального магнетосопротивления квантовых ям $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ [90]. В рамках этого подхода поправка к проводимости $\Delta\sigma$ есть сумма двух слагаемых, первое из которых σ_a отражает связанное с самоинтерференцией изменение вероятности вернуться в начало координат, второе σ_b — изменение вероятности рассеяться в

другие точки:

$$\Delta\sigma(B) = \sigma_a + \sigma_b, \quad (1.13)$$

$$\sigma_a = -\frac{e^2}{\pi\hbar} \left(\frac{l}{l_B}\right)^2 \sum_{N=0}^{\infty} \left\{ \text{Tr}[A_N^3(I - A_N)^{-1}] - \frac{P_N^3}{1 - P_N} \right\},$$

$$\sigma_b = \frac{e^2}{2\pi\hbar} \left(\frac{l}{l_B}\right)^2 \sum_{N=0}^{\infty} \left\{ \text{Tr}[K_N \tilde{K}_N A_N (I - A_N)^{-1}] + \text{Tr}[\tilde{K}_N K_N A_{N+1} (I - A_{N+1})^{-1}] \right. \\ \left. - Q_N^2 \left(\frac{P_N}{1 - P_N} + \frac{P_{N+1}}{1 - P_{N+1}} \right) \right\}.$$

$$A_N = \begin{pmatrix} P_{N-2} - S_{N-2}^{(0)} & R_{N-2}^{(1)} & S_{N-2}^{(2)} \\ R_{N-2}^{(1)} & P_{N-1} - 2S_{N-1}^{(0)} & R_{N-1}^{(1)} \\ S_{N-2}^{(2)} & R_{N-1}^{(1)} & P_N - S_N^{(0)} \end{pmatrix},$$

$$K_N = \begin{pmatrix} Q_{N-2} - S_{N-2}^{(1)} & R_{N-2}^{(2)} & S_{N-2}^{(3)} \\ -R_{N-1}^{(0)} & Q_{N-1} - 2S_{N-1}^{(1)} & R_{N-1}^{(2)} \\ -S_{N-1}^{(1)} & -R_N^{(0)} & Q_N - S_N^{(1)} \end{pmatrix},$$

$$\tilde{K}_N = \begin{pmatrix} Q_{N-2} - S_{N-2}^{(1)} & -R_{N-1}^{(0)} & S_{N-1}^{(1)} \\ -R_{N-2}^{(2)} & Q_{N-1} - 2S_{N-1}^{(1)} & -R_N^{(0)} \\ S_{N-2}^{(3)} & -R_{N-1}^{(2)} & Q_N - S_N^{(1)} \end{pmatrix},$$

$$P_N = \frac{l_B}{l} \int_0^{\infty} \exp\left(-x \frac{l_B}{l} (1 + \tau/\tau_\varphi) - x^2/2\right) L_N(x^2) dx,$$

$$Q_N = \frac{1}{\sqrt{N+1}} \frac{l_B}{l} \int_0^{\infty} \exp\left(-x \frac{l_B}{l} - x^2/2\right) x L_N^1(x^2) dx,$$

$$S_N^{(m)} = \sqrt{\frac{N!}{(N+m)!}} \frac{l_B}{l} \int_0^{\infty} \exp\left(-x \frac{l_B}{l} - x^2/2\right) x^m L_N^m(x^2) \sin^2\left(\Omega\tau \frac{l_B}{l} x\right) dx,$$

$$R_N^{(m)} = \sqrt{\frac{N!}{(N+m)!}} \frac{l_B}{l\sqrt{2}} \int_0^{\infty} \exp\left(-x \frac{l_B}{l} - x^2/2\right) x^m L_N^m(x^2) \sin\left(2\Omega\tau \frac{l_B}{l} x\right) dx,$$

где $l_B = \sqrt{\hbar/eB}$ есть магнитная длина, Ω характеризует силу спинового расщепления, которое равно $2\hbar\Omega$, L_N^m – обобщенные полиномы Лагерра.

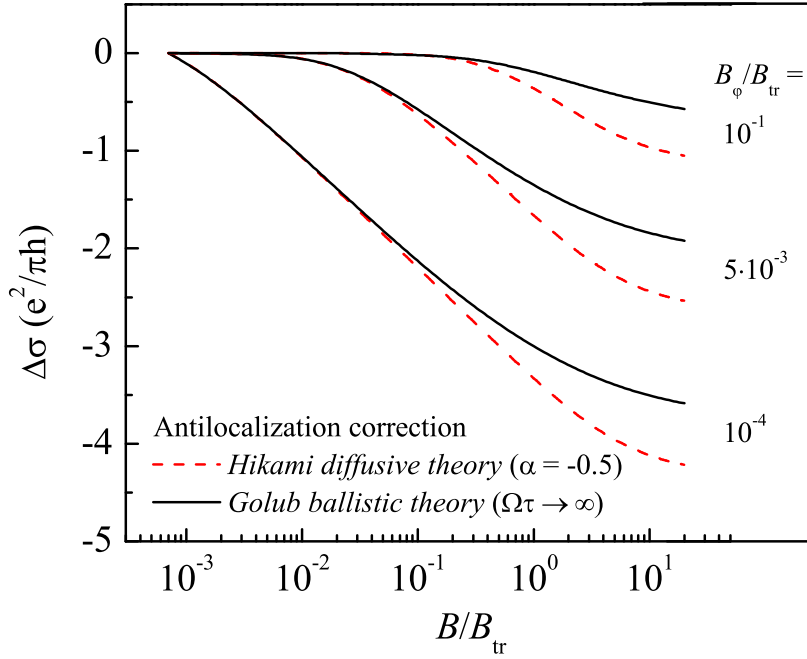


Рис. 1.13. Сравнение магнетополевых зависимостей антилокализационной поправки к проводимости в рамках диффузионной *Hikami* [74, 77] (при $\alpha = -0.5$) и баллистической *Golub* [84] (при $\Omega\tau \rightarrow \infty$) теорий.

Приведенные формулы описывают поведение аномального магнетосопротивления при любых значениях B/B_{tr} и $\Omega\tau$. Предельный случай сильного спин-орбитального взаимодействия соответствует $\Omega\tau \rightarrow \infty$, что эквивалентно значению префактора $\alpha = -0.5$ в диффузионном приближении. Сравнение зависимостей $\Delta\sigma(B/B_{tr})$ в этом режиме, полученных в рамках диффузионной и баллистической теорий при различных соотношениях $\tau/\tau_\varphi = B_\varphi/B_{tr}$ представлено на рис. 1.13. Обе модели демонстрируют монотонное уменьшение проводимости во всем диапазоне магнитных полей. Когда условия диффузионного приближения выполнены (то есть при $B, B_\varphi \ll B_{tr}$) расчеты совпадают. Однако за пределами диффузионного приближения зависимости расходятся.

В исследуемой пленке HgTe толщиной 80 нм отношение $B_\varphi/B_{tr} \sim 10^{-1}$, когда наблюдаются значительные отличия между диффузионной и баллистической теориями во всем актуальном диапазоне B/B_{tr} . По этой причине анализ экспериментальных кривых слабой антилокализации производился с использованием баллистической теории [84]. При расчете величин $P_N, Q_N, S_N^{(m)}, R_N^{(m)}$ использо-

вались рекуррентные соотношения из работы [91]. Переход на асимптотические выражения в бесконечных суммах, определяющих σ_a и σ_b , производился при $N > N_{\max} = 2000$ (было проверено, что увеличение N_{\max} не приводит к значимому изменению подгоночных кривых).

Слабая антилокализация в топологических изоляторах

Считается, что направление спина поверхностных состояний трехмерных топологических изоляторов жестко связано с направлением импульса [30, 56]. В соответствии с таким свойством в них ожидается и наблюдается положительная по знаку поправка к проводимости. Впервые интерференционная поправка к проводимости в 3D топологическом изоляторе экспериментально была продемонстрирована в работе [63], где были проведены эксперименты по изучению магнетосопротивления оснащенных затвором пленок соединения Bi_2Se_3 . В более поздней работе [59] изучались аналогичные системы на основе Bi , где впервые был реализован и исследован как электронный, так и дырочный режим проводимости, в каждом из которых наблюдалась схожая картина поведения интерференционной поправки. В работе [92] была изучена зависимость полной проводимости и поправки к ней в пленке Bi_2Se_3 от ее толщины, то есть экспериментально реализован переход от преимущественно поверхностной проводимости к объемной.

Неоднократно было продемонстрировано экспериментально [92–97] и показано теоретически [98], что анализ амплитуды поправки к проводимости позволяет делать выводы о силе взаимодействия разных проводящих каналов трехмерного топологического изолятора. Или иными словами, делать выводы о темпе когерентного рассеяния¹ как между проводящими состояниями с разных поверхностей, так и между поверхностными и объемными состояниями. Действительно, в идеальной пленке 3D топологического изолятора для каждой дираковской поверхности с

¹ Термин «когерентное рассеяние» здесь и далее подразумевает возможность носителей заряда за время сбоя фазы рассеиваться между разными проводящими каналами с сохранением своей энергии, то есть оставаясь в состоянии, которое когерентно первоначальному.

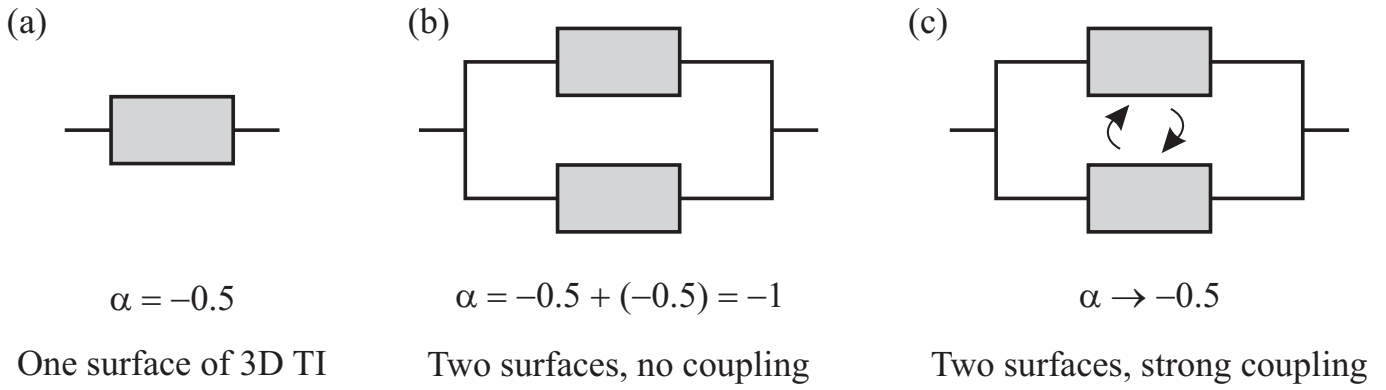


Рис. 1.14. Влияние взаимного рассеяния между дираковскими состояниями на антилокализационную поправку к проводимости трехмерного топологического изолятора. (a) Одна проводящая поверхность, $\alpha = -0.5$. (b) Две поверхности, рассеяние (взаимодействие) отсутствует, поправки к проводимости суммируются $\alpha = -0.5 + (-0.5) = -1$. (c) Наличие сильного рассеяния (взаимодействия) между поверхностями приводит к усредненному значению $\alpha \rightarrow -0.5$.

жесткой связью спина и импульса величина префактора α (в диффузионной модели), характеризующего амплитуду поправки к проводимости, равна $-1/2$ (вклад боковых поверхностей считаем пренебрежимо малым, деление на два вследствие учета только половины носителей [79]) (рис. 1.14(a)). Для верхней и нижней поверхностей при отсутствии за время сбоя фазы рассеяния между ними поправки суммируются: $\alpha = -0.5 + (-0.5) = -1$ (рис. 1.14(b)). Однако значительное рассеяние между проводящими каналами эквивалентно быстрой спиновой релаксации в системе, что приводит, согласно усреднению по углам формулы 1.10, к усредненному значению $\alpha \rightarrow -0.5$. (рис. 1.14(c)). Помимо поверхностных фермионов, в 3D топологических изоляторах могут существовать объемные носители, которые в большинстве случаев являются вырожденной по спину подсистемой с сильным СО взаимодействием, поэтому вносят вклад в $\alpha = -0.5$. Тогда в зависимости от числа различных групп носителей заряда 3D топологического изолятора и темпа рассеяния между ними суммарная поправка к проводимости может принимать значения от -1.5 (дираковские фермионы + объемные носители; нет рассеяния между разными проводящими каналами) до -0.5 (в системе сильное когерентное рассеяние).

На рис. 1.15 показано, как темп рассеяния между разными группами носителей 3D топологического изолятора на основе пленок Bi_2Se_3 влияет на величину префактора α . Левая панель из работы [95] демонстрирует зависимость префактора α от концентрации носителей для отслоенных мезоскопических образцов толщиной от 5 до 17 QL (*quintuple layer*, пятикратный слой толщиной около 1 нм). Авторы объясняют полученные зависимости следующим образом. В случае тонких систем когерентное рассеяние дираковских состояний между собой приводит к $|\alpha| \approx 0.5$, с увеличением толщины структуры взаимодействие уменьшается, $|\alpha| \rightarrow 1$. По изображенной черными квадратами зависимости $|\alpha|(n)$ для образца толщиной ≈ 17 нм видно, что в диапазоне концентраций носителей $n = (1 - 5) \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ модуль $|\alpha| \approx 1$, но с ростом n значения модуля префактора доходят до $|\alpha| \approx 0.6$. Это может быть связано с влиянием объемных носителей, о котором пишут авторы второй работы [94], результаты которой представлены на правой панели. На графике фиолетовыми кругами изображена зависимость $|\alpha|$ (левая ось) от напряжения на затворе для выращенной молекулярно-лучевой эпитаксией пленки Bi_2Se_3 толщиной 10 нм. Начиная с больших отрицательных V_g (левая часть графика) объемные носители и рассеяние между дираковскими состояниями отсутствуют, поэтому $|\alpha| \approx 1$. При движении вправо появляется значительное число объемных электронов, что приводит к тому, что за время τ_φ носители успевают рассеяться между разными каналами проводимости, поэтому в этой области префактор $|\alpha| \approx 0.5$.

Напряженная пленка HgTe толщиной 80 нм также является 3D топологическим изолятором (и системой с сильным спин-орбитальным взаимодействием), поэтому в ней ожидается [99] положительная по знаку поправка к проводимости, то есть слабая антилокализация. Однако данная система имеет два важных отличия от других трехмерных топологических изоляторов. Во-первых, как изображено на рис. 1.8 (а) и 1.16 (а) красным пунктиром, закон дисперсии дираковских состояний в пленке HgTe имеет линейную зависимость от квазиимпульса только при больших k , в то время как при малых значениях квазиимпульса $E \propto k^2$. Как показано

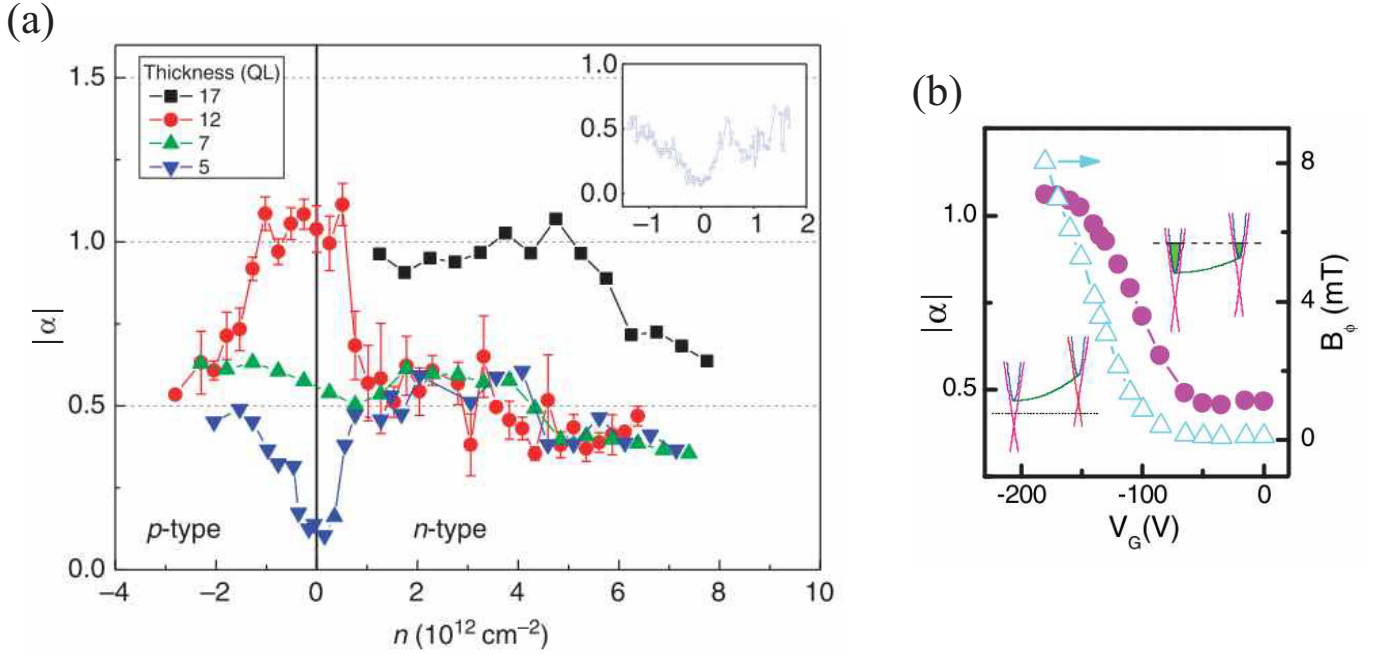


Рис. 1.15. Влияние на величину префактора α рассеяния между разными группами носителей 3D топологического изолятора на основе пленок Bi_2Se_3 . (a) Зависимость префактора α от концентрации носителей для отслоенных образцов толщиной от 5 до 17 QL ($\approx 5 - 17$ нм). В случае более тонких систем когерентное рассеяние дираковских электронов между разными каналами проводимости приводит к $|\alpha| \approx 0.5$, с увеличением толщины структуры взаимодействие уменьшается, $|\alpha| \rightarrow 1$ (панель из работы [95]). (b) Зависимость префактора α (левая ось, фиолетовые круги) от напряжения на затворе для выращенной молекулярно-лучевой эпитаксией пленки толщиной 20 нм. В левой части графика объемные носители и рассеяние между дираковскими состояниями отсутствуют, поэтому $|\alpha| \approx 1$. С увеличением напряжения на затворе объем структуры становится проводящим, поэтому значительно усиливается вероятность когерентного рассеяния дираковских электронов, локализованных на противоположенных сторонах образца, что приводит к $|\alpha| \approx 0.5$ (панель из работы [94]).

в работе [89], это приводит к тому, что знак и величина поправки к проводимости, обусловленной поверхностными состояниями, зависят от степени линейности спектра носителей заряда на уровне Ферми η . Используя упрощенный аналитический вид закона дисперсии дираковских фермионов в HgTe (формула (1.1)), можно получить, что этот параметр равен $\eta = \left(v\hbar k / \left(\Delta + \sqrt{\Delta^2 + (v\hbar k)^2} \right) \right)^2$. На рис. 1.16 (b) показана зависимость $\eta(E)$ для дираковских фермионов в напряженной пленке HgTe с параметрами спектра панели (a): $v \approx 9 \times 10^5$ м/с, $\Delta \approx 100$ мэВ (см. описание выражения (1.1)). В актуальной для эксперимента области энергий $E = (0 - 20)$ мэВ параметр $\eta \approx 0.5$, что, согласно расчетам на панелях (c) и (d), соответствует близкому к нулю значению поправки к проводимости $\delta\sigma$. Таким образом нетривиальный результат работы [89] состоит в том, что знак и величину ожидаемой поправки к проводимости для дираковских состояний изучаемой напряженной пленке HgTe толщиной 80 нм не удается надежно предсказать.

Другой особенностью трехмерных топологических изоляторов на основе напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм является высокая подвижность носителей, которая более чем на порядок выше, чем в типичных 3D топологических изоляторах на основе Bi (см. параграф 1.1.2). Это изменяет характерные соотношения между квантовыми и классическими временами рассеяния и не только усложняет прямое сравнение с результатами, полученными в работах [59, 63, 92, 93, 95–97], но и требует более аккуратного применения теории (во всех работах по изучению слабой антилокализации в 3D топологических изоляторах используется диффузионная теория). С этой точки зрения более близкими, несмотря на существенную (на порядок) разницу в толщине слоя HgTe, являются результаты экспериментов по изучению поправок к проводимости в квантовых ямах HgTe с толщинами от 5 до 10 нм [7, 100–102]. В этих системах, также как и в пленках на основе висмута, наблюдается преимущественно антилокализационная поправка к проводимости¹, подавляемая магнитным полем порядка 10 мТл.

¹ С изменением на локализационную в работах [100, 101] при низких положения уровня Ферми в соответствии с теорией [89] и рис. 1.16

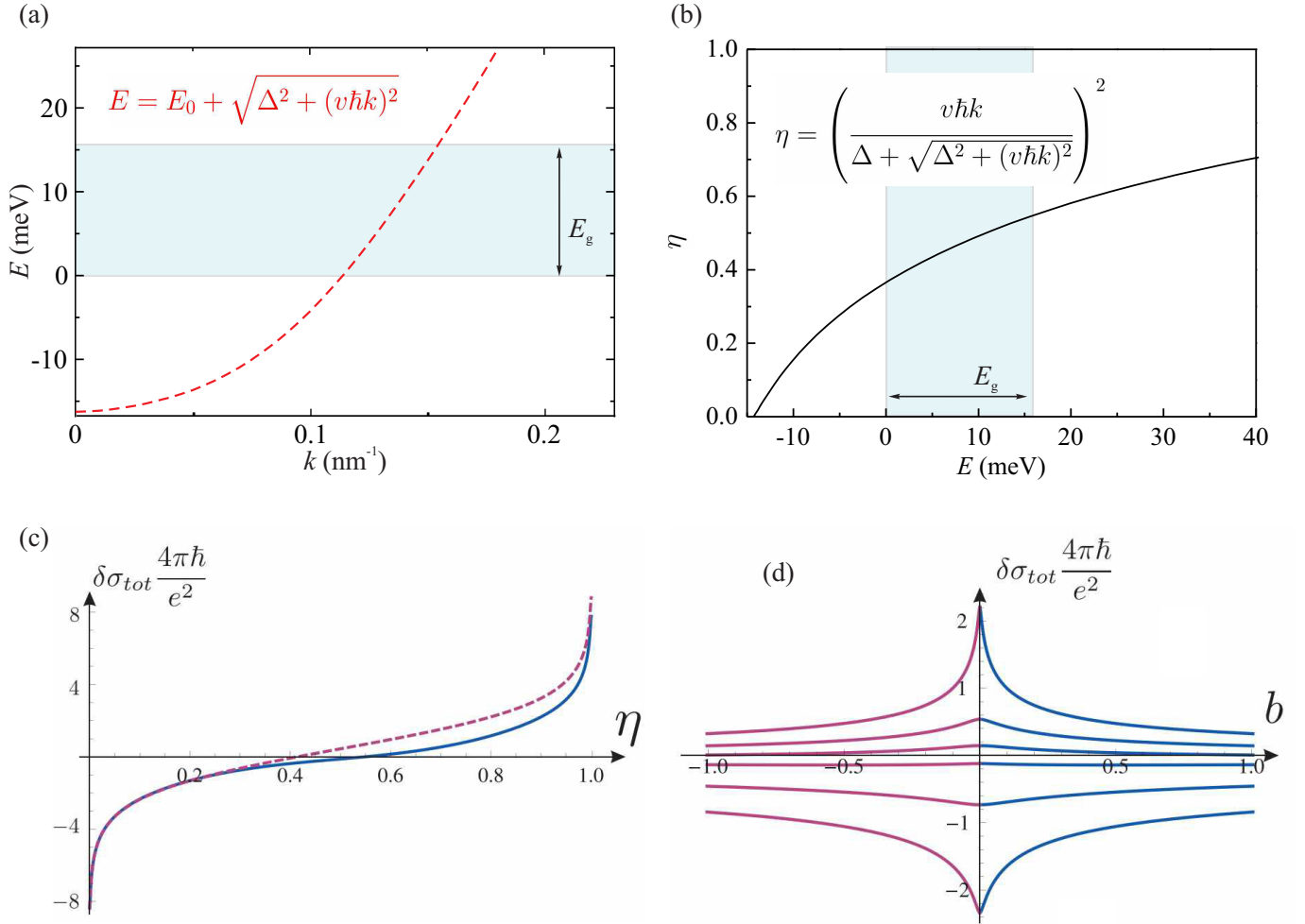


Рис. 1.16. (а) Закон дисперсии дираковских состояний напряженной пленки HgTe (013) толщиной 80 нм (аналогично рис. 1.8 (а), но без объемного спектра). (б) Зависимость отражающего степень линейности спектра коэффициента η от энергии (при соответствующих спектру панели (а) $v \approx 9 \times 10^5$ м/с и $\Delta \approx 100$ мэВ). (с) Зависимость полной поправки к проводимости (сплошная синяя линия) от степени линейности спектра η при $\tau_\varphi \rightarrow \infty$. (д) Зависимость поправки к проводимости от нормированного магнитного поля $b = B/2B_{\text{тг}}$ при $\tau/\tau_\varphi = 0.01$ и разных $\eta = 0.9, 0.7, 0.6, 0.5, 0.3, 0.1$ (сверху вниз). Панели (с) и (д) из работы [89].

Таким образом, несмотря на то, что к настоящему времени существование дираковских поверхностных состояний 3D топологического изолятора экспериментально бесспорно подтверждено с помощью различных методик, в том числе в транспортном отклике продемонстрированы многочисленные эффекты, связанные с невырожденностью их спектра по спину. Однако до сих пор существует некоторый скепсис относительно предсказанной жесткой связи их спина и импульса, а также практически отсутствуют яркие транспортные измерения, которые бы однозначно свидетельствовали о спиновой поляризации носителей¹. Поэтому задача по проверке различных теоретических предсказаний относительно свойств поверхностных состояний трехмерных топологических изоляторов, особенно в эффектах, связывающих зарядовую и спиновую степени свободы, все еще актуальна.

¹ Необходимо отметить, что в литературе существуют примеры прямого проявления спиновой поляризации дираковских состояний трехмерных топологических изоляторов в ферромагнитном резонансе и транспортном отклике контакта ферромагнетик – 3D топологический изолятор (см., например, обзор [103]), однако данные типы измерений могут быть двояко интерпретированы без использования концепции топологических поверхностных состояний (о чем зачастую говорят сами авторы, например, в [104]).

Глава 2

Методика эксперимента

2.1 Исследуемые образцы

В работе изучались квантовые ямы и пленки на основе HgTe без и с примесью кадмия, выращенные с помощью технологии молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке нелегированного GaAs (013) (детали роста в работах [13, 105, 106]). Поперечный разрез исследуемых структур представлен на рис. 2.1 (а) и (б), где каждый из буферных слоев имеет простой физический смысл. Тонкий ZnTe используется перед основным буферным слоем CdTe для концентрации дислокаций, связанных с большой (15%) разницей постоянных решеток GaAs и CdTe. Нижний CdTe имеет толщину 4 – 6 $\mu\text{м}$ и необходим, чтобы задать постоянную решетки ($a_{\text{CdTe}} = 0.648 \text{ нм}$) для всех последующих Te-содержащих слоев (в случае пленки 200 нм HgTe происходит ее частичная релаксация к собственной постоянной решетки $a_{\text{HgTe}} = 0.646 \text{ нм}$). Верхний CdTe используется для исключения деградации квантовой ямы (которая, в основном, связана с выходом ртути из системы). Барьеры с составом $\text{Cd}_{0.6}\text{Hg}_{0.4}\text{Te}$ используются для улучшения качества гетерограниц [19]. Изучаемые в работе структуры имеют разные характеристики активного слоя, расположенного между барьерами $\text{Cd}_{0.6}\text{Hg}_{0.4}\text{Te}$: номинальная¹

¹ Здесь и далее всегда будет идти речь о номинальной толщине HgTe или $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.

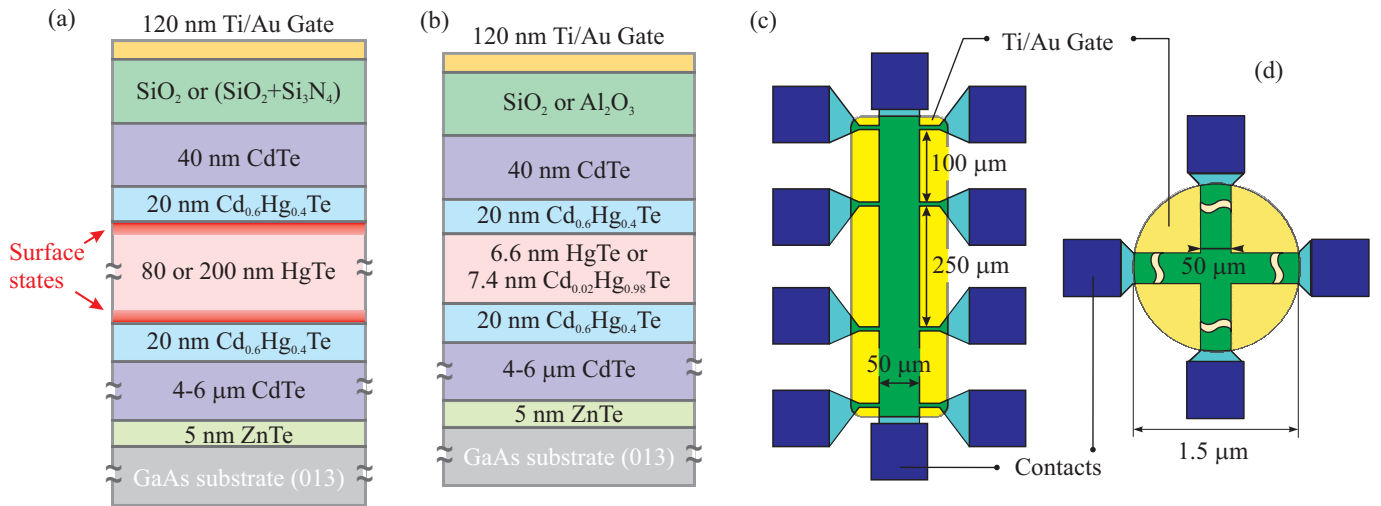


Рис. 2.1. (а) Схематический разрез исследуемых пленок HgTe толщиной 80 и 200 нм. Ярко красным качественно отмечена область локализации дираковских поверхностных состояний. (б) Схематический разрез исследуемых квантовых ям HgTe толщиной 6.6 и $\text{Cd}_{0.02}\text{Hg}_{0.98}\text{Te}$ толщиной 7.4 нм. Изучаемые структуры отличаются составом и толщиной активного слоя, а также типом подзатворного диэлектрика. (с), (д) Схематический вид и характерные размеры используемого холловского мостика и образца крестовой геометрии.

толщина HgTe равняется 6.6, 80 и 200 нм, толщина структуры с квантовой ямой $\text{Cd}_{0.02}\text{Hg}_{0.98}\text{Te}$ составляет 7.4 нм. Мезаструктуры изготавливались с помощью стандартной фотолитографии и химического травления в растворе бромной кислоты с бромоводородом (для уменьшения скорости травления раствор разводился в этиленгликоле в концентрации 1 к 100). В большинстве случаев использовались снабженные Ti/Au металлическим затвором десятиконтактные холловские мостики размером $50 \times 450 \mu\text{m}$. Измерения слабой антилокализации дополнительно проводились на четырехконтактных мезаструктурах в форме креста с расстоянием между противоположными контактными площадками 1.5 мм и шириной каналов $50 \mu\text{m}$, полностью покрытые металлическим затвором. Использовались три вида низкотемпературных ($T = 80 - 100 \text{ }^\circ\text{C}$) подзатворных диэлектриков: 200 нм SiO_2 , 100 нм $\text{SiO}_2 + 200 \text{ нм } \text{Si}_3\text{N}_4$ и 80 нм Al_2O_3 .

Образцы «крестовой» геометрии использовались при измерении антилокализационной поправки к проводимости (Глава 4). Это было связано с большим количеством «квадратов» ($\approx 30 \square$) в проводящем канале такой системы по сравнению

с холловским мостиком ($2 - 9 \square$), что приводило к бóльшему падению напряжения при том же тянущем токе. Таким образом, образцы крестовой геометрии позволяли проводить двухтерминальные измерения продольного сопротивления с увеличенным по сравнению с холловскими мостиками в $3 - 15$ раз соотношением сигнал/шум.

Разница в структуре и толщине диэлектрических слоев исследуемых образцов приводит к разной величине скорости заполнения $\alpha = dn/dV_g$ и, соответственно, разной величине геометрической емкости.

2.2 Методика измерения магнетосопротивления и квантовой емкости

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

Для проведения емкостных измерений на затвор помимо постоянного напряжения V_g подавалось значительно меньшее по амплитуде переменное напряжение V_{ac} (типичное значение $V_{ac} = 20$ мВ). Протекающий через образец переменный ток детектировался амперметром. Измеряемая в такой схеме между металлическим затвором и двумерной электронной системой емкость C может быть пред-

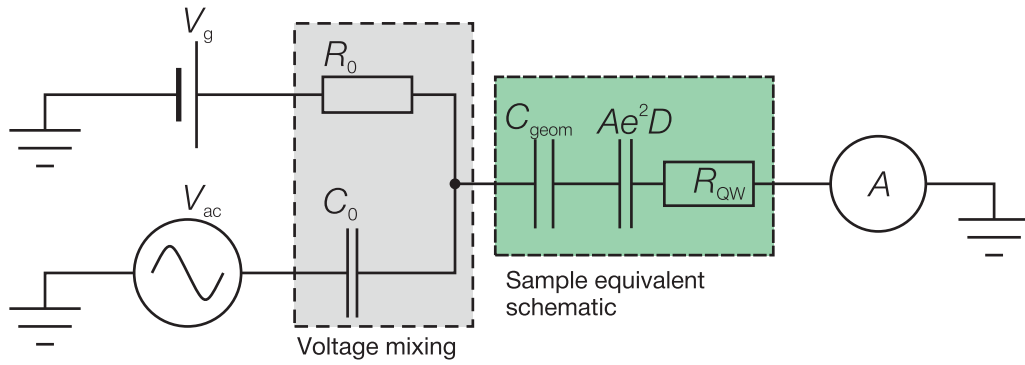


Рис. 2.2. Схема емкостных измерений. Эквивалентная схема образца в виде последовательно соединенных геометрической C_g и квантовой $C_q = Ae^2D$ емкостей и сопротивления изучаемой структуры R_{QW} представлена в зеленом прямоугольнике. В сером прямоугольнике выделены дополнительные емкость C_0 и сопротивление R_0 , используемые для получения напряжения $V_g + V_{ac}$ на образце. Протекающий через образец ас ток регистрируется амперметром.

ставлена в виде соединенных последовательно геометрической C_g и квантовой $C_q = Ae^2D$ емкостей (рис. 2.2, зеленый прямоугольник), где A – подзатворная площадь образца [70]. Геометрическая емкость определяет падение напряжения в диэлектрических слоях образца, конечная величина квантовой емкости приводит к изменению значения электрохимического потенциала в квантовой яме. Таким образом появляется возможность прямого измерения термодинамической плотности состояний D . Частота переменного сигнала во время емкостных измерений находилась в диапазоне 2 – 680 Гц, контролировалось, что ее величина не влияет на значение измеряемой емкости. Смешивание постоянного и переменного сигналов на затворе осуществлялось с использованием дополнительных сопротивления R_0 и емкости C_0 . Основным критерий их выбора состоит в получении напряжения $V_g + V_{ac}$ на образце, типичные номиналы составляли 1 МОм и 0.1 – 1 $\mu\Phi$.

С целью увеличения соотношения сигнал/шум во время измерения емкости образцов с пленкой HgTe толщиной 200 нм, на них наносились увеличенные по площади затворы, покрывающие не только центральную часть мезоструктуры, но и значительную часть контактных площадок. В этом случае подзатворная площадь составляла около 1.1 мм^2 (в случае обычного затвора площадь составляет около 0.1 мм^2).

2.3 Получение низких температур

Характерный энергетический масштаб исследуемых эффектов и энергия Ферми носителей составляют единицы мэВ, что приводит к требованию использования криогенных температур. Более того, интерференция электронов возможна, когда их рассеяния происходят без изменения энергии, что означает, что время сбоя фазы электрона значительно больше времени между соударениями $\tau_\phi > \tau$. Чем сильнее это неравенство, тем больше квантовая поправка к проводимости и тем большее изменение сигнала при введении магнитного поля можно измерить. Это происходит по причине того, что, уменьшая температуру образца, сужается диапазон состояний, в которые может рассеяться электрон, тем самым происходит примерно линейное увеличение времени сбоя фазы (см. выражение (1.11)). По этим причинам измерения проводились в рефрижераторе растворения, минимальные температуры составляли 0.18 К. Образец в процессе измерений находится в вакууме, тепловой контакт производился через медный держатель, перпендикулярное магнитное поле до 12 Тл вводилось с использованием находящей во внешней емкости с жидким гелием сверхпроводящей катушки.

Принцип охлаждения рефрижератора основан на замкнутом цикле растворения жидкого He^3 в сверхтекучем He^4 (см., например, книгу [107]). На рис. 2.3 представлена фазовая диаграмма смеси He^3/He^4 и схема установки. Перед рассмотрением принципа охлаждения, обсудим работу так называемой «Одноградусной камеры» предварительного охлаждения смеси He^3/He^4 (слева на схеме установки). В Одноградусной камере находится обычный He^4 , который непрерывно откачивается, тем самым достигается температура около 1 К. Достижение меньших температур значительно осложнено ввиду стремящейся к нулю концентрации паров гелия, которые можно откачать и тем, что наиболее холодная, сверхтекучая часть He^4 может безыспарительно покидать емкость по ее стенкам (возобновление объема жидкого гелия в данной емкости производится в непрерывном режиме через не указанный на схеме клапан).

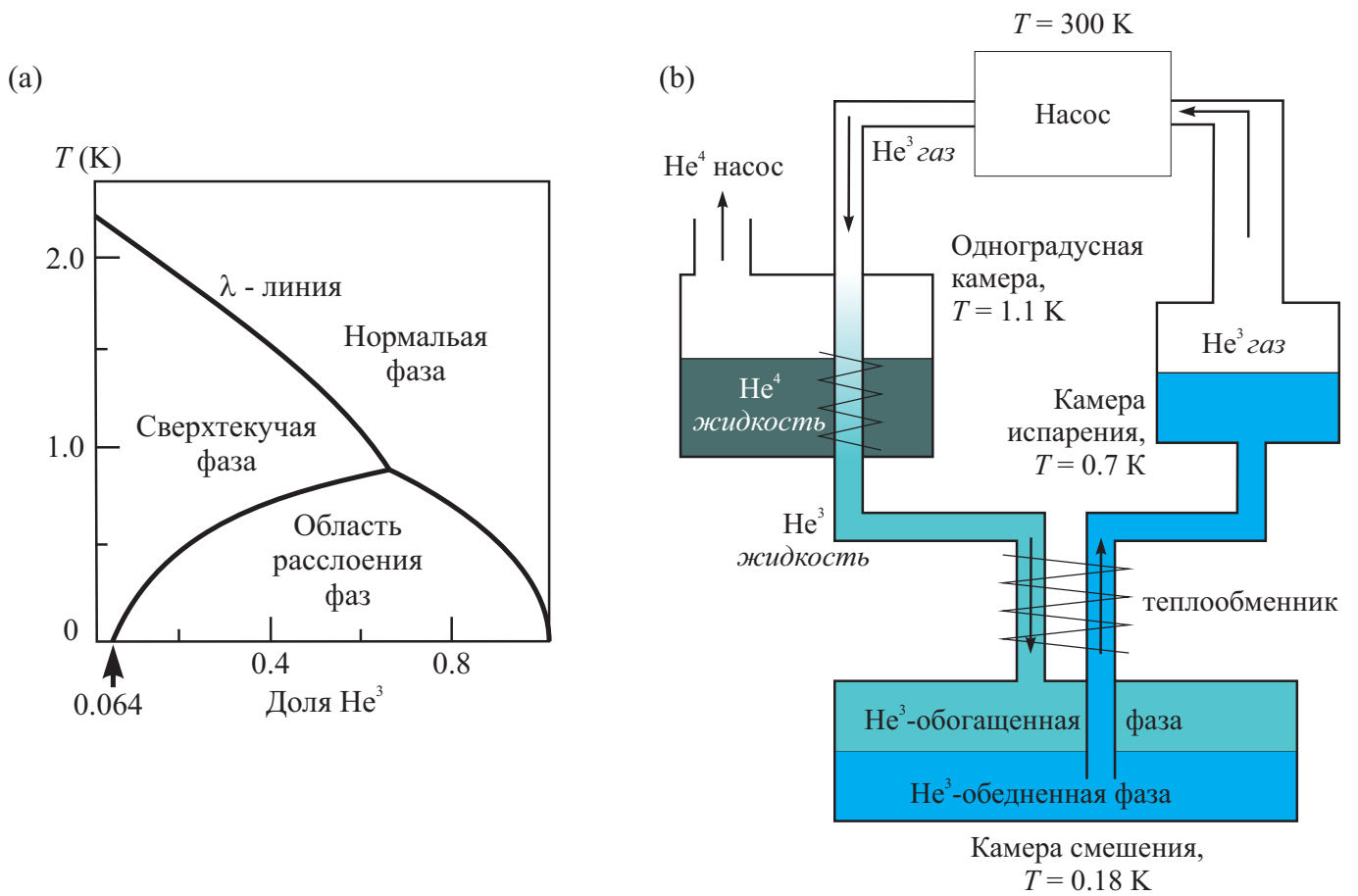


Рис. 2.3. Фазовая диаграмма смеси He^3/He^4 (a) и принципиальная схема рефрижератора растворения (b).

Теперь рассмотрим общий принцип работы рефрижератора. Первоначально смесь He^3/He^4 находится в газообразном состоянии при комнатной температуре. Под действием насоса она проходит через теплообменник с Одноградусной камерой и конденсируется в нижней на схеме «Камере смешивания». После Камеры смешивания смесь в жидком виде попадает в «Камеру испарения», которая находится справа на схеме. В ней установлен нагреватель (не представлен на схеме), увеличивая мощность работы которого, можно управлять интенсивностью испарения смеси. Важно отметить, что в газообразную фазу переходит в основном He^3 , так как давление его насыщенных паров примерно в 1000 раз больше давления насыщенных паров He^4 . По этой причине по циклу в основном движется более легкий изотоп гелия, который при движении в Камеру испарения проходит через насыщенную He^4 Камеру смешивания.

Теперь обратимся к фазовой диаграмме на панели (а). На ней по оси абсцисс отложена доля He^3 в смеси He^3/He^4 , находящейся в Камере смешивания; по оси ординат — температура. В процессе охлаждения смеси как слева, так и справа от λ -линии (которая определяет наличие сверхтекучей компоненты в He^4) диаграмма переходит в область расслоения фаз. Вследствие разной массы атомов гелия в верхней части камеры находится He^3 -обогащенная смесь, в нижней — He^3 обедненная смесь.

По причине того, что при движении He^3 сквозь He^4 в Камере смешивания атомы практически не взаимодействуют и концентрация легкого гелия в нижней части камеры очень мала, этот процесс схож с процессом испарения (в верхней части камеры He^3 находится в жидкой фазе, в нижней — в газообразной фазе в инертной атмосфере сверхтекучего He^4). В результате такого «испарения» происходит дополнительное охлаждение всей смеси и достижение минимальных температур в установке. Стоит отметить, что даже при нулевой температуре растворимость He^3 в He^4 не равна нулю, что позволяет описанному циклу работать вплоть до минимальных температур.

Глава 3

Двумерные дираковские фермионы в квантовых ямах HgCdTe критической ТОЛЩИНЫ

В квантовых ямах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ критической толщины $d_c(x)$ реализуется система бесщелевых однодолинных двумерных дираковских фермионов (ДФ). Наибольшее число работ по таким системам посвящено квантовым ямам с нулевым содержанием кадмия. Тогда (в зависимости от механического напряжения HgTe) такое состояние реализуется при $d_c = 6.3 - 6.6$ нм, что соответствует переходу от прямого спектра к инвертированному. В таких системах был подробно изучен магнетотранспорт [2, 7, 34, 35, 39, 108], наблюдался циклотронный резонанс в пропускании, фотопроводимости и фототоках [3–5]. Это позволило надежно установить отсутствие щели энергетического спектра дираковских фермионов, линейность их закона дисперсии и обнаружить влияние долин тяжелых дырок, расположенных на 10 – 20 мэВ ниже дираковской точки.

Кроме того известно, что примесь кадмия смещает критическую толщину в сторону больших значений (см. рис. 1.5 в Обзоре литературы), но до настоящего момента двумерные дираковские фермионы в таких системах не исследовались.

Данная глава посвящена изучению плотности состояний дираковских фермионов в квантовых ямах HgTe и $\text{Hg}_{0.98}\text{Cd}_{0.02}\text{Te}$ толщиной 6.6 и 7.4 нм, соответственно. В работе проводились измерения магнетотранспорта и емкости указанных структур, по результатам подгонки которых удалось связать между собой концентрацию носителей, положение уровня Ферми и плотность состояний D . Также был проведен анализ факторов, которые влияют на величину плотности состояний вблизи дираковской точки.

3.1 Плотность состояний дираковских фермионов в квантовой яме HgTe толщиной 6.6 нм

На рис. 3.1 (a) и (b) показаны зависимости удельного сопротивления ρ_{xx} и емкости C от концентрации носителей в квантовой яме HgTe толщиной 6.6 нм. График сопротивления имеет типичную для квантовой ямы HgTe критической толщины форму с симметричным пиком относительно дираковской точки (DP), максимальное значение $\rho_{xx}^{\max} \sim 0.5 h/e^2$ [3, 7, 35, 108, 109]. Слева (дырочная сторона) и справа (электронная сторона) от максимума сопротивление уменьшается по причине увеличения концентрации носителей заряда (подвижность которых также в среднем увеличивается при переходе вглубь зоны проводимости и валентной зоны [39]). При больших абсолютных значениях концентрации носителей сопротивление электронной стороны значительно меньше дырочной по причине влияния тяжелых дырок (закон дисперсии системы см. в Обзоре литературы на рис. 1.2 (c)), которые, обладая значительно бóльшей чем дираковские носители плотностью состояний и значительно меньшей подвижностью, фиксируют поло-

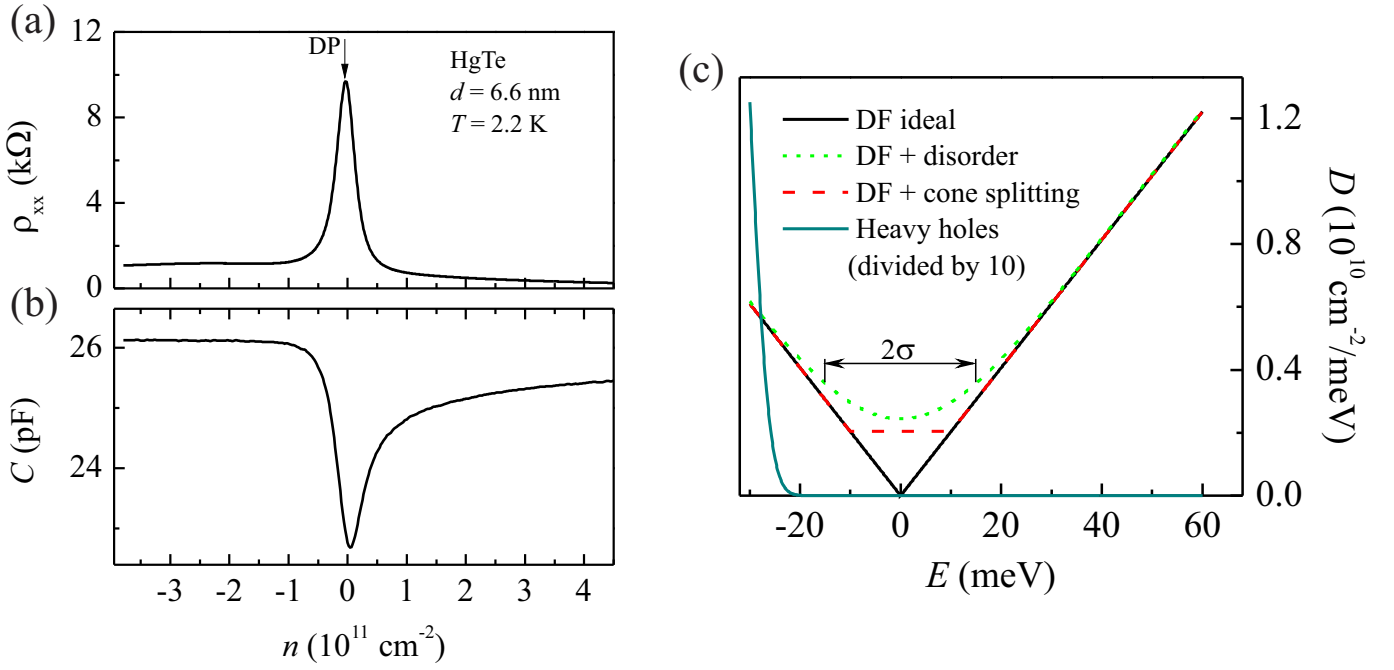


Рис. 3.1. Зависимости удельного сопротивления (а) и емкости (б) от концентрации носителей n для квантовой ямы HgTe толщиной 6.6 нм. (с) Теоретические зависимости плотности состояний от энергии в квантовой яме HgTe критической толщины. Черная сплошная линия соответствует идеальной системе дираковских фермионов. Зеленый мелкий пунктир соответствует учету флуктуационного потенциала с дисперсией $\sigma_{DF} = 15$ мэВ. Красная пунктирная линия соответствует плотности состояний с учетом отсутствия центра инверсии объемного HgTe и атомарной структуры интерфейсов HgTe/CdHgTe, что приводит к спиновому расщеплению конусов [37]. Сплошная бирюзовая линия соответствует уменьшенной в 10 раз плотности состояний тяжелых дырок с учетом размытия $\sigma_{hh} = 3$ мэВ.

жение уровня Ферми, в результате чего концентрация дираковских дырок практически не меняется при изменении напряжения на затворе [7, 35].

Минимум емкости, который соответствует минимуму плотности состояний, находится вблизи точки Дирака, что соответствует представлениям о дираковских фермионах. В дырочной стороне зависимость $C(n)$ выходит на насыщение и при $n < -10^{11} \text{ см}^{-2}$ практически не меняется при дальнейшем увеличении концентрации дырок, в то время как в электронной стороне затворных напряжений наблюдается непрерывный рост емкостного сигнала, связанный с ростом плотности состояний дираковских электронов. Стоит отметить, что положение минимума в

зависимости емкости от концентрации сдвинуто от точки зарядовой нейтральности в область небольших положительных n . Такое различие, по-видимому, связано с влиянием долин тяжелых дырок, которые дают ненулевой вклад в плотность состояний в дираковской точке, но практически не влияют на транспортный отклик ввиду низкой подвижности.

Величина измеряемой емкости равняется произведению удельной емкости C_{specific} на площадь подзатворной области квантовой ямы A . Первую из этих величин можно получить перемножением скорости заполнения $\alpha = dn/dV_g \approx 2.1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ на элементарный заряд, что приводит к величине $C_{\text{specific}} \approx 340 \text{ пФ/мм}^2$. Таким образом подзатворная площадь образца равняется $A \approx 0.074 \text{ мм}^2$, что соответствует геометрическим оценкам.

Для количественного анализа описанного поведения измеренной емкости и извлечения информации о плотности состояний в исследуемой системе удобно использовать эквивалентную схему образца, состоящую из последовательно соединенных геометрической и квантовой емкостей. Первая определяет падение напряжения в диэлектрических слоях, вторая отражает изменение значения электрохимического потенциала в квантовой яме (см. эквивалентную схему на рис. 2.2 в Методике эксперимента) [70]:

$$1/C = 1/C_g + 1/C_q. \quad (3.1)$$

Геометрическая емкость определяется падением электрического потенциала в находящихся между затвором и слоем HgTe наборе диэлектриков (каждый из которых имеет толщину d_i и диэлектрическую постоянную ε_i) и внутри самой квантовой ямы:

$$A/C_g = \sum_i \frac{d_i}{\varepsilon_i \varepsilon_0} + \gamma \frac{d^*}{\varepsilon_{\text{QW}} \varepsilon_0}, \quad (3.2)$$

ε_{QW} — диэлектрическая постоянная слоя HgTe, d^* — расстояние от границы квантовой ямы до среднего положения носителей в яме, а γ — численный коэффициент порядка 1, характеризующий искривление ямы. Выражение для квантовой емкости имеет более простой вид: $C_q = Ae^2(dn/dE_F)$, она пропорциональна

термодинамической плотности состояний (а в случае слабой величины электрон-электронного взаимодействия просто плотности состояний) и поэтому напрямую связана с энергетическим спектром исследуемой системы.

Перед тем как перейти непосредственно к анализу экспериментальных данных, обсудим поведение плотности состояний в дираковской точке. Плотность состояний идеальной системы дираковских фермионов линейно зависит от энергии $D_0 = \pm|E_F|/(\pi\hbar^2v_{\text{ДФ}}^2)$ и представлена на рис. 3.1 (b) (сплошная кривая черного цвета). В рамках этой модели в дираковской точке D_0 падает до нуля, что, согласно выражению (3.1), должно приводить к нулевой измеряемой емкости. Это предсказание противоречит экспериментальной зависимости $C(n)$ (рис. 3.1 (a)). Аналогичный эффект незануления измеряемой емкости вблизи дираковской точки наблюдается и в графене (см. рис. 1.4 в Обзоре литературе) [38]. Очевидно, что на самом деле плотность состояний в дираковской точке падает не до нуля, а опускается лишь до некоторой конечной величины. Ключевым фактором для этого является беспорядок в системе, а именно пространственные неоднородности концентрации, возникающие благодаря случайно распределенному встроенному заряду в квантовой яме и ее окрестностях. Это приводит к тому, что даже в условиях зарядовой нейтральности (когда в идеальной системе плотность состояний равна нулю) в реальном образце сосуществуют как области нулевой концентрации (в которых уровень Ферми проходит через точку Дирака), так и области с отличными от нуля концентрациями электронов и дырок. При усреднении по образцу вклад всех областей в плотность состояний суммируется и, таким образом, благодаря случайному потенциалу всегда находятся области с ненулевой плотностью состояний. Феноменологически влияние неоднородностей такого типа на плотность состояний при нулевой температуре может быть учтено с помощью введения плотности вероятности отклонения локального положения уровня Ферми от его среднего значения. В этом случае плотность вероятности описывается распределением Гаусса $\rho(\Delta) = \exp(-\Delta^2/2\sigma^2)/\sqrt{2\pi}\sigma$, где Δ – отклонение от средней энергии, σ – характерная неоднородность, а $\int_{-\infty}^{\infty} \rho(\Delta)d\Delta = 1$. Тогда полная

плотность состояний определяется выражением

$$D(E) = \int_{-\infty}^{\infty} D_0(E - \Delta)\rho(\Delta)d\Delta. \quad (3.3)$$

Результат такого расчета $D(E)$ для параметра $\sigma = 15$ мэВ представлен пунктирной линией зеленого цвета на рис. 3.1 (b).

Однако предсказан и другой фундаментальный фактор, препятствующий уменьшению $D(E)$ до нуля, специфичный для квантовых ям HgTe и связанный с отсутствием в них центра инверсии. В соответствии с теоретическими расчетами [37], отсутствие центра инверсии объемного HgTe и атомарной структуры интерфейсов HgTe/CdHgTe приводит к расщеплению изначально двукратно вырожденных дираковских конусов на 10–15 мэВ и снятию спинового вырождения даже в нулевом магнитном поле. Рассчитанная в соответствии с этой моделью плотность состояний представлена красной кривой на рис. 3.1 (b). Как расщепление дираковских конусов, так и беспорядок в системе приводят к росту D в дираковской точке, а полученные зависимости $D(E)$ отличаются лишь деталями. Для определения точного выражения зависимости $D(E)$ необходимо учесть влияние беспорядка на уже расщепленные дираковские конусы, однако очевидно, что результирующая кривая может приближенно описываться формулой (3.3) с одним параметром размерности энергии σ_{DF} , который позволяет учесть влияние беспорядка и расщепления.

В соответствии с этой моделью формула (3.3) использовалась для расчета полной емкости образца в электронной части спектра. Результаты подгонки теоретической (Fit) зависимости к экспериментальным данным (Exp) изображены на рис. 3.2 (a). Подгоночными параметрами при этом являлись C_g^R (геометрическая емкость при расположении уровня Ферми в зоне проводимости, то есть справа от дираковской точки по оси концентрации носителей заряда), v_{DF} (скорость дираковских фермионов), а также σ_{DF} (параметр беспорядка в окрестности дираковской точки). Видно, что рассчитанные зависимости хорошо описывают экспериментальные данные во всем диапазоне положительных концентраций. Рассчитанные по полученным параметрам зависимости плотности состояний от энергии

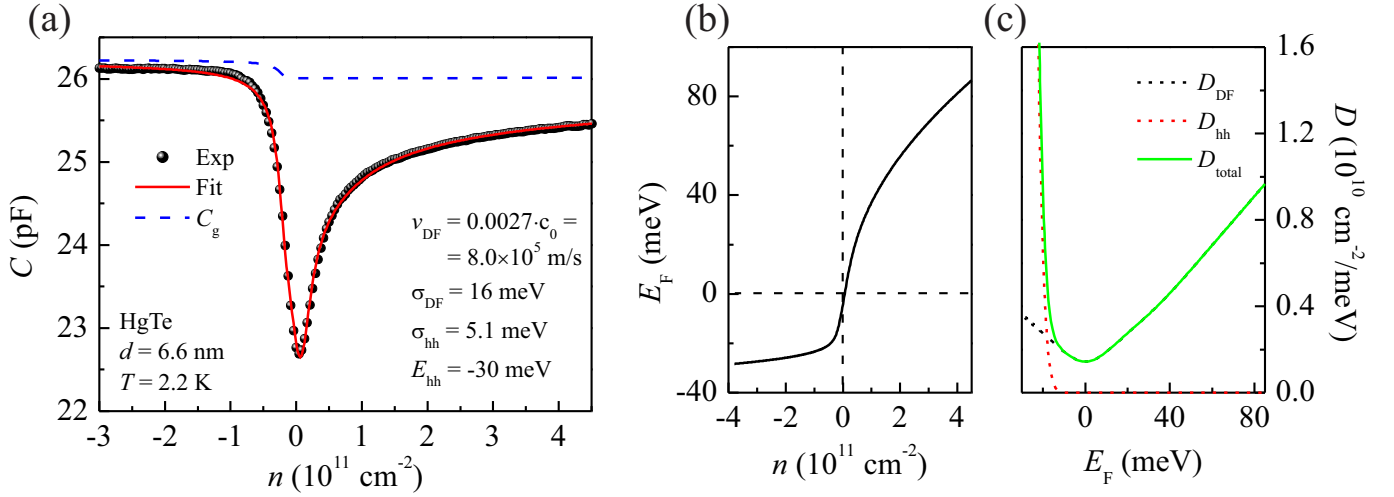


Рис. 3.2. Результаты подгонки квантовой емкости для HgTe толщиной 6.6 нм. (а) Экспериментальная (черные символы) и теоретическая (сплошная красная линия) зависимости $C(n)$, пунктирная синяя линия соответствует геометрической емкости. Подгоночная кривая построена в рамках линейного закона дисперсии с учетом размытия плотности состояний, вызванного случайным потенциалом, а также с учетом долин тяжелых дырок. (б) Зависимость энергии Ферми от концентрации носителей. (с) Зависимости полной D_{total} (зеленый цвет) и парциальных D_{DF} (дираковские фермионы, черный пунктир) и D_{hh} (тяжелые дырки, красный пунктир) плотностей состояний от энергии Ферми. Графики на панелях (б) и (с) построены по параметрам, извлеченным в ходе подгонки $C(n)$.

Ферми $D(E_F)$ и энергии Ферми от концентрации носителей $E_F(n)$ представлены на рис. 3.2 (b) и (c), соответственно. При энергиях $E_F > 30 - 40$ мэВ, что соответствует $2\sigma_{DF}$, наблюдается линейная зависимость плотности состояний от энергии. Наклон линейной части определяется скоростью дираковских электронов, равной в данном случае $v_{DF} \approx 8.0 \times 10^5$ м/с, что немного превышает значения, полученные в расчетах [2, 33] и экспериментах по циклотронному резонансу [3, 4]. При $E_F < 30$ мэВ плотность состояний отклоняется от линейного хода и вблизи дираковской точки она оказывается заметно выше значения, предсказанного для расщепленных дираковских конусов [37]. Это указывает на существенное влияние беспорядка в системе. Отметим, что по причине того, что значение плотности состояний в точке Дирака оказалось выше предсказания для спинового расщепления, по приведенным данным нельзя сделать однозначный вывод о его наличии или отсутствии.

Рассмотрим зависимость $C(n)$ в валентной зоне. В этой области при увеличении концентрации дырок наблюдается резкий рост емкости, свидетельствующий о близости долин тяжелых дырок. Точное значение эффективной массы тяжелых дырок m_{hh} на данный момент неизвестно, поскольку стандартный $k \cdot p$ -метод дает существенную погрешность при расчете валентной зоны [31, 32]. Из работы [35] известно, что плотность состояний тяжелых дырок, равная $D_{hh} = g_s g_v m_{hh} / 2\pi \hbar^2$, превышает D_{DF} как минимум на порядок, поэтому существенный вклад в полную плотность состояний начинают оказывать даже хвосты плотности состояний D_{hh} , возникающие за счет флуктуаций заряда и толщины ямы. По аналогии с формулой (3.3), учет размытия плотности состояний тяжелых дырок может быть получен путем введением плотности вероятности распределения по энергии, описываемой распределением Гаусса с новым параметром σ_{hh} ; при этом расстояние от дираковской точки до долин тяжелых дырок описывается еще одним подгоночным параметром E_{hh} . Величина эффективной массы была принята $m_{hh} = 0.3m_0$, долинное вырождение $g_v = 2$ [110].

Учет D_{hh} позволил сразу же достичь качественного согласования зависимости

$C(n)$ с экспериментом в области $n < 0$, однако для количественного согласования пришлось дополнительно предположить, что присутствие тяжелых дырок приводит к росту геометрической емкости. Такое допущение кажется разумным, поскольку вид волновой функции тяжелых дырок отличается от структуры волновой функции дираковских носителей. Исходя из этих соображений вводится еще один подгоночный параметр C_g^L (геометрическая емкость при расположении уровня Ферми в валентной зоне, то есть слева от точки Дирака), а полная геометрическая емкость при данном положении уровня Ферми усредняется пропорционально вкладу плотностей состояний $C_g = (C_g^L D_{hh} + C_g^R D_{DF}) / (D_{hh} + D_{DF})$. Величины C_g^L и C_g^R различаются меньше, чем на 0.5%, что соответствует разнице в положении центров волновых функций тяжелых дырок и дираковских фермионов порядка 2 нм, что при полной толщине ямы в 6.6 нм является вполне реалистичным значением. Значения подгоночных параметров и конечный результат расчета $C(n)$, учитывающий изменение геометрической емкости от концентрации, представлен на рис. 3.2 (а). Несмотря на то, что между теоретическими и экспериментальными кривыми достигнуто отличное количественное согласие во всем диапазоне концентраций, и извлеченные в результате подгонки значения параметров $\sigma_{hh} \approx 5.1$ мэВ и $E_{hh} \approx 30$ мэВ выглядят разумно, эти величины зависят от выбранных искусственно значений g_v и m_{hh} . С другой стороны, хвосты плотности состояний тяжелых дырок экспоненциально спадают при движении в электронную сторону (см. рис. 3.2 (с)) и не влияют на подгонку в электронной области, и, соответственно, на значения извлекаемых параметров v_{DF} и σ_{DF} ¹.

Таким образом, измерение и анализ емкости квантовой ямы HgTe толщиной 6.6 нм, которая соответствует переходу от прямого спектра к инвертированному, позволили получить информацию о плотности состояний дираковских электронов. Обнаружено, что она линейно зависит от энергии Ферми при $E_F > 30$ мэВ с соответствующей скоростью $v_{DF} = 8.0 \times 10^5$ м/с. При меньших энергиях наблю-

¹ Отметим, что полученные значения σ_{DF} и σ_{hh} значительно больше $k_B T$, поэтому использование при анализе предела нулевой температуры является допустимым.

дается отклонение от линейного закона, свидетельствующее о сильном влиянии беспорядка, связанного с флуктуациями встроенного заряда, на плотность состояний исследуемой системы. При отрицательных энергиях наблюдается резкий рост плотности состояний, связанный с хвостом плотности состояний долин тяжелых дырок. Описанное поведение согласуется с предложенной моделью, учитывающей как особенности реального спектра дираковских фермионов, так и влияние флуктуационного потенциала.

Изменение толщины квантовой ямы HgTe в большую или меньшую сторону от критической d_c приводит к появлению щели в спектре. Однако замена части атомов ртути на атомы кадмия в процессе роста структуры позволяет получать систему бесщелевых дираковских фермионов при толщинах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, которые превышают d_c . В следующем параграфе будут рассмотрены основные транспортные свойства и плотность состояний квантовой ямы $\text{Hg}_{0.98}\text{Cd}_{0.02}\text{Te}$ толщиной 7.4 нм.

3.2 Плотность состояний дираковских фермионов в квантовой яме $\text{Hg}_{0.98}\text{Cd}_{0.02}\text{Te}$ толщиной 7.4 нм

Однодолинные дираковские фермионы в квантовых ямах HgTe критической толщины демонстрируют множество эффектов, связанных с линейным законом дисперсии таких систем. Одним из факторов, усложняющих дальнейшее изучение свойств безмассовых квазичастиц, является всегда присутствующий в реальных структурах беспорядок. В то же время известно (см. второй параграф раздела 1.1.1), что максимальная подвижность носителей в квантовых ямах HgTe растет с увеличением толщины структуры. Возможной причиной, которая объясняет такое поведение подвижности, является наличие пространственных флуктуаций толщины квантовой ямы Δd , которые приводят к обычному рассеянию на шероховатостях [34, 39, 42] (которое пропорционально $1/d^6$) и соответствующим

флуктуациям энергетической щели в случае квантовой ямы HgTe критической толщины [34, 39]. Логично предположить, что абсолютные флуктуации толщины не зависят от d . Тогда при увеличении толщины будет уменьшаться относительная величина флуктуаций $\Delta d/d$, и, соответственно, увеличиваться подвижность. Однако бесщелевое состояние в квантовых ямах HgTe реализуется только при критической толщине $d_c = 6.3 - 6.6$ нм (в зависимости от механического напряжения). Тем не менее известно [43], что замена части атомов ртути на атомы кадмия приводит к увеличению критической толщины, при которой происходит переход от тривиального к инвертированному спектру, что показано на рис. 1.5 в Обзоре литературы (в случае тройного соединения $\text{Hg}_{0.83}\text{Cd}_{0.17}\text{Te}$ линейный закон дисперсии реализуется уже в бесконечном (объемном) материале [44, 45]).

В работе изучается квантовая яма HgTe с 2%-ой примесью кадмия (составом $\text{Hg}_{0.98}\text{Cd}_{0.02}\text{Te}$) и толщиной 7.4 нм при сохранении остальных параметров структуры. На рис. 3.3 (а) представлена затворная (верхняя ось) зависимость удельного сопротивления $\rho_{xx}(V_g^{\text{eff}})$, измеренная при $T = 4.2$ К, где $V_g^{\text{eff}} = V_g - V_g^{\text{DP}}$, V_g^{DP} соответствует точке Дирака. Стоит заметить, что величина V_g^{DP} определяется встроенным в диэлектрик зарядом, распределение и величина которого может отличаться в разных циклах захолаживания. Однако измеряемые зависимости воспроизводятся при сдвиге напряжения на затворе на величину V_g^{DP} . Симметрия кривой $\rho_{xx}(V_g^{\text{eff}})$ вблизи точки Дирака, а также значение сопротивления в максимуме, равное $13.3 \text{ k}\Omega \approx 0.5 h/e^2$, соответствуют характеристикам дираковских фермионов в квантовых ямах HgTe без кадмия [2, 35, 109] и свидетельствуют об отсутствии щели в спектре. На рис. 3.3 (с) показаны затворные зависимости холловского сопротивления, измеренные при приложении перпендикулярного магнитного поля величиной 1 и 3 Тл. Вблизи точки Дирака зависимости $\rho_{xy}(V_g)$ меняют знак, дырочная проводимость при $V_g^{\text{eff}} < 0$ сменяется электронной на правой стороне графика. По холловскому сопротивлению, измеренному при классически малых магнитных полях, была получена $n(V_g)$. Скорость заполнения оказалась равной $\alpha = dn/dV_g = 9.2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}/\text{В}$. На вставке к рис. 3.3 (а) представлена типич-

ная для дираковских фермионов [39] зависимость подвижности от электронной концентрации $\mu(n)$.

На рис. 3.3 (с) продемонстрировано, как в квантующем магнитном поле ($B = 3$ Тл) наблюдается несколько электронных плато холловского сопротивления, которые соответствуют факторам заполнения ν от 1 до 3 и значительно более широкое дырочное плато с $\nu = -1$. Асимметрия между электронной и дырочной стороной напряжений на затворе явным образом проявляется при $B = 1$ Тл, когда при положительных V_g^{eff} наблюдается только намек на плато, в то время как в дырочной стороне $\rho_{xy} = -h/e^2$ в широком диапазоне напряжений на затворе. Похожий эффект наблюдался в обычных квантовых ямах HgTe критической толщины, и объясняется существованием боковых долин тяжелых дырок, расположенных ниже дираковской точки при энергии $E_{\text{hh}} \approx -30$ мэВ [35]. При движении уровня Ферми вниз по энергии и приближении к этому значению в системе появляются тяжелые дырки (см. рис. 1.2 (с) в Обзоре литературы). Они эффективно экранируют беспорядок в системе и увеличивают время рассеяния дираковских дырок. В то же время тяжелые дырки не участвуют в формировании плато (в рассматриваемом диапазоне V_g^{eff} уровень Ферми пересекает только хвосты плотности состояний тяжелых дырок), но значительно уменьшают скорость заполнения дираковских дырок, что соответствующим образом увеличивает ширину плато холловского сопротивления. Соответствие представленных зависимостей удельного и холловского сопротивлений квантовой ямы $\text{Hg}_{0.98}\text{Cd}_{0.02}\text{Te}$ поведению $\rho_{xx}(V_g)$ и $\rho_{xy}(V_g)$ дираковских фермионов в обычной квантовой яме HgTe критической толщины [35] означает, что изучаемая система может быть описана аналогичным законом дисперсии.

Количественный анализ степени беспорядка может быть сделан на основе измерения и анализа зависимости емкости квантовой ямы $\text{Cd}_{0.02}\text{Hg}_{0.98}\text{Te}$ от концентрации носителей, как это было сделано в прошлом разделе. Измеряемая емкость C изучаемой системы может быть представлена в виде последовательно соединенных геометрической емкости C_g и квантовой $C_q = Ae^2D$. На рис. 3.3 (с) черными

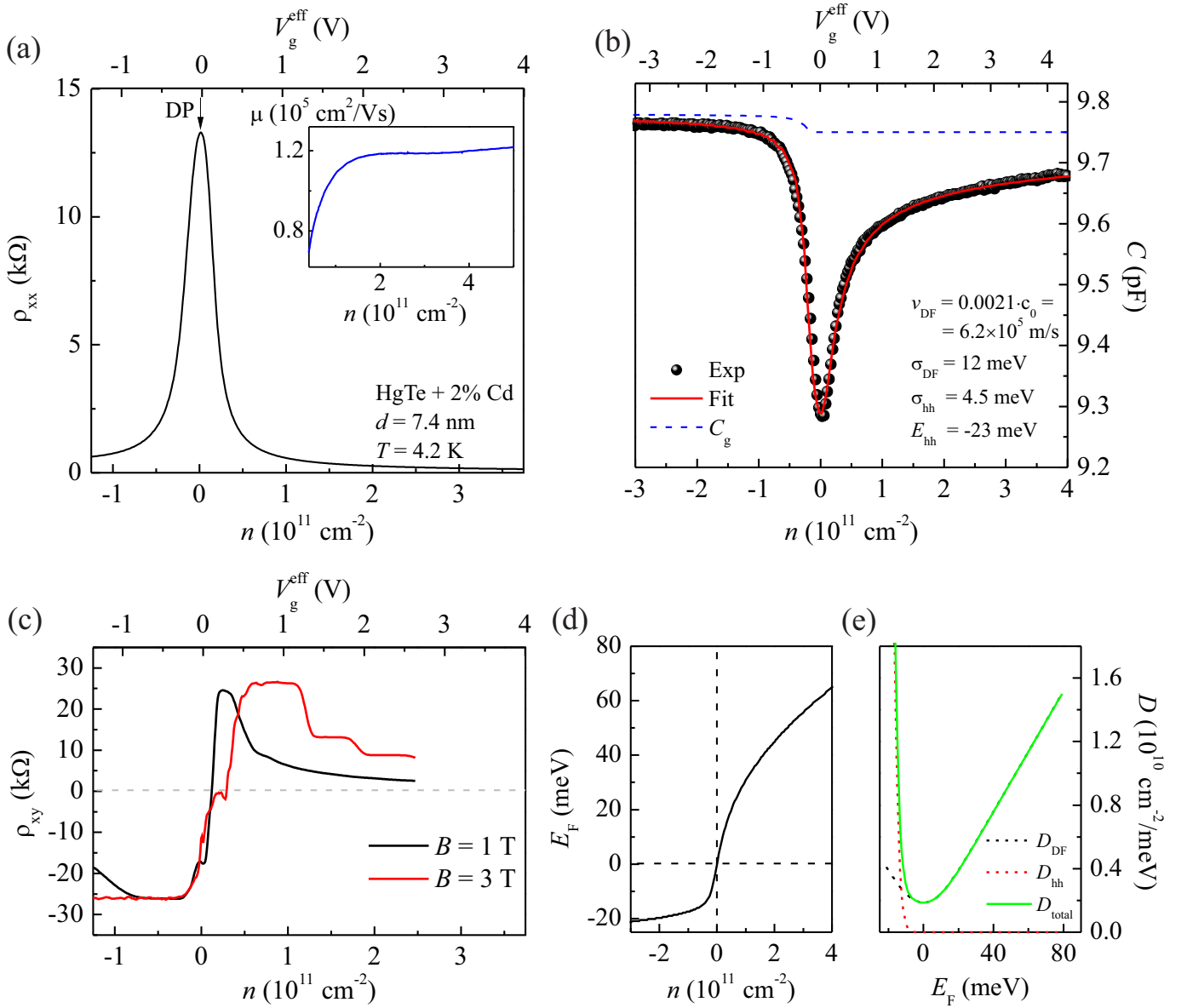


Рис. 3.3. Магнетотранспорт, квантовая емкость и анализ зависимости емкости от концентрации для квантовой ямы на основе HgTe с 2% примесью кадмия толщиной 7.4 нм. (а) Зависимость удельного сопротивления ρ_{xx} от концентрации носителей заряда (нижняя ось) и эффективно-го значения напряжения на затворе $V_g^{\text{eff}} = V_g - V_g^{\text{DP}}$ (верхняя ось). Вставка – зависимость подвижности электронов от концентрации. (б) Зависимость емкости C от концентрации носителей (нижняя ось) и V_g^{eff} (верхняя ось). Символы – экспериментальные данные, сплошная красная линия – подгоночная кривая (см. текст), пунктирная синяя линия – геометрическая емкость. (в) Зависимость холловского сопротивления ρ_{xy} от n и V_g^{eff} при $B = 1$ (черный цвет) и 3 Тл (красный цвет). (д) и (е) Зависимости энергии Ферми от концентрации носителей и плотности состояний (полной D_{total} и парциальных D_{DF} , D_{hh} для дираковских фермионов и тяжелых дырок, соответственно) от энергии Ферми. Графики на панелях (д) и (е) построены по параметрам, извлеченным в ходе подгонки $C(n)$.

символами представлена зависимость C от концентрации носителей (нижняя ось) и напряжения на затворе (верхняя ось). Красной линией показана зависимость подгоночной емкости с использованием параметров, указанных на панели. Изменение C определяется изменением плотности состояний квантовой ямы. Подгонка экспериментальных данных велась с использованием описанной в прошлом разделе модели, в которой учитывается как размытие плотности состояний, так и существование долин тяжелых дырок в глубине валентной зоны.

В результате подгонки получается следующий набор параметров: скорость дираковских фермионов v_{DF} ; потолок долин тяжелых дырок относительно точки Дирака E_{hh} ; σ_{DF} и σ_{hh} — это энергетические параметры, неравные нулю вследствие пространственных флуктуаций энергии Ферми вблизи дираковской точки и E_{hh} , соответственно. Значения параметров указаны на рис. 3.3 (с). Величины v_{DF} и E_{hh} , которые определяют энергетический спектр системы, оказались несколько меньше значений, получаемых в квантовых ямах HgTe критической толщины [3, 4, 111], что связано с наличием примеси кадмия [43]. В тоже время параметры, которые характеризуют степень беспорядка в системе σ_{DF} и σ_{hh} , оказались меньше по сравнению с квантовыми ямами без примеси кадмия: $\sigma_{\text{DF}} = 12$ и 16 мэВ и $\sigma_{\text{hh}} = 4.5$ и 5.1 мэВ для квантовых ям с и без примеси кадмия, соответственно [111]. Представленные результаты подтверждают предположения о (i) возможности увеличения толщины, при которой происходит инверсия спектра в квантовых ямах HgTe, путем замены части атомов ртути атомами кадмия, и (ii) этим можно добиться улучшения качества получаемых систем дираковских фермионов¹.

¹ Стоит отметить, что другой надежно измеряемый параметр системы, по которому можно сравнить качество изучаемых структур, является максимум электронной подвижности μ^{max} . В рассматриваемом случае $\mu^{\text{max}}[\text{Hg}_{0.98}\text{Cd}_{0.02}\text{Te}] \approx 1.2 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$, что близко к значениям, достигаемым в обычных квантовых ямах HgTe критической толщины. Таким образом можно говорить только о небольшом улучшении качества структуры с дираковскими фермионами.

3.3 Заключение по главе

В данной главе произведен анализ поведения емкости дираковских фермионов в квантовой яме HgTe толщиной 6.6 нм и рассмотрены транспортные и емкостные свойства квантовой ямы $\text{Hg}_{0.98}\text{Cd}_{0.02}\text{Te}$ толщиной 7.4 нм. Показано, что вторая система обладает такими же особенностями в магнетотранспорте и квантовой емкости, которые характерны для дираковских фермионов в обычной квантовой яме HgTe критической толщины, что открывает путь для дальнейшего улучшения качества таких систем. Анализ емкостного сигнала обеих рассмотренных структур проводился с использованием модели, учитывающей характерные черты реального спектра дираковских фермионов и влияние флуктуационного потенциала. Это позволило подтвердить линейность закона дисперсии при $E_F > 30$ (20) мэВ с соответствующей скоростью $v_{\text{DF}} = 8.0$ (6.2) $\times 10^5$ м/с для квантовых ям HgTe и $\text{Hg}_{0.98}\text{Cd}_{0.02}\text{Te}$, соответственно. При меньших энергиях наблюдается отклонение от линейного закона, свидетельствующее о сильном влиянии на плотность состояний беспорядка, связанного с флуктуациями встроенного заряда. При отрицательных энергиях наблюдается резкий рост плотности состояний, связанный с хвостом плотности состояний долин тяжелых дырок.

Глава 4

Слабая антилокализация в трехмерном топологическом изоляторе на основе высокоподвижной пленки HgTe толщиной 80 нм

Глава посвящена исследованию эффекта слабой локализации в напряженной пленке HgTe толщиной 80 нм. Такая структура является трехмерным топологическим изолятором с непрямой объемной энергетической щелью около 15 мэВ [18–20]. В этой системе проводят электрический ток невырожденные по спину дираковские состояния с верхней (ближней к затвору) и нижней поверхностей и, при расположении уровня Ферми в одной из объемных зон, объемные электроны или дырки. Вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия в HgTe ожидается положительная по знаку поправка к проводимости $\delta\sigma \sim e^2/h$, то есть

эффект слабой антилокализации¹. Поведение поправки к проводимости и ее величина должны зависеть от состояния системы (полуметаллическое, состояния 3D топологического изолятора или электронного металла — см. схематические зонные диаграммы при разных V_g на рис. 1.9 в Обзоре литературы), поэтому ожидается нетривиальная зависимость амплитуды поправки к проводимости от положения уровня Ферми.

Высокая подвижность носителей напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм (до 5×10^5 см²/Вс для поверхностных электронов) приводит к тому, что характерная проводимость структуры σ_0 составляет несколько сотен e^2/h , что приводит к малой величине измеряемого изменения сопротивления $\delta R \sim \delta\sigma/\sigma_0^2 \ll 1$. По этой причине измерения проводились с использованием изготовленных из одной шайбы мезоструктур двух геометрий: обычные десятиконтактные холловские мостики и четырехконтактные образцы в форме креста (см. рис. 2.1 (b) и (c) в Методике эксперимента). В то время как холловские мостики позволяют проводить четырехконтактные измерения, образцы «крестовой» геометрии имеют значительно большее количество «квадратов» ($\approx 30 \square$) в проводящем канале по сравнению с холловским мостиком ($2 - 9 \square$) и, как следствие, имеют большее падение напряжения при том же тянущем токе. Таким образом, образцы крестовой геометрии позволяли проводить двухтерминальные измерения продольного сопротивления с увеличенным по сравнению с холловскими мостиками в 3 – 15 раз соотношением сигнал/шум.

4.1 Классический магнетотранспорт пленки HgTe толщиной 80 нм

Данный параграф посвящен характеристике образцов, то есть прежде всего определению затворных зависимостей концентрации носителей заряда и их по-

¹ В тоже время, согласно [89], знак $\delta\sigma$ может смениться на отрицательный (эффект слабой локализации) в области низких концентраций дираковских электронов.

движности, получению значений затворного напряжения, соответствующих положению уровня Ферми вблизи дна объемной зоны проводимости и потолка валентной зоны. В результаты измерения и обработки на основе модели Друде классического магнетотранспорта при различных фиксированных напряжениях V_g на затворе было получено, что уровень Ферми исследуемой системы находится в объемной запрещенной зоне в диапазоне затворных напряжений V_g от 1 до 2.5 В, условие зарядовой нейтральности реализуется при $V_g^{\text{CNP}} = 0.5$ В. Результаты, полученные с холловской структуры представлены в первой части раздела, далее производится их сравнение с аналогичными данными для крестовой мезы.

На рисунке 4.1 представлены типичные для 80 нм пленки HgTe затворные зависимости удельного сопротивления ρ_{xx} при нулевом магнитном поле и холловского сопротивления ρ_{xy} при $B = 0.5$ Тл. График удельного сопротивления имеет два максимума. Основным из них расположен вблизи $V_g = 0$ В, когда происходит смена знака холловского сопротивления. Несимметричность $\rho_{xx}(V_g)$ свидетельствует о сильно различающихся подвижностях носителей заряда слева и справа от максимума. Смена знака ρ_{xy} означает, что меняется знак основного типа носителей в системе, при положительных V_g это электроны, при отрицательных — дырки.

Для характеристики системы были проведены измерения классического магнетотранспорта при фиксированных напряжениях на затворе. Результаты таких измерений, а также их подгонка формулами модели Друде для двух типов носителей (согласно выражениям 1.2 и 1.3 Обзора литературы) представлены на рис. 4.2. При всех V_g наблюдается положительное магнетосопротивление, которое сопровождается знакопеременным холловским сопротивлением при $V_g < 0$ и практически линейным ρ_{xy} при $V_g > 0$. При отрицательных напряжениях на затворе, когда основной вклад в холловское сопротивление вносят положительные по знаку носители, расчетные кривые хорошо ложатся на эксперимент, тем самым позволяя определить концентрации и подвижности, как дырок, так и электронов. При положительных напряжениях на затворе подгонка многокомпонентной моделью Друде не позволяет разделить несколько типов носителей одного знака,

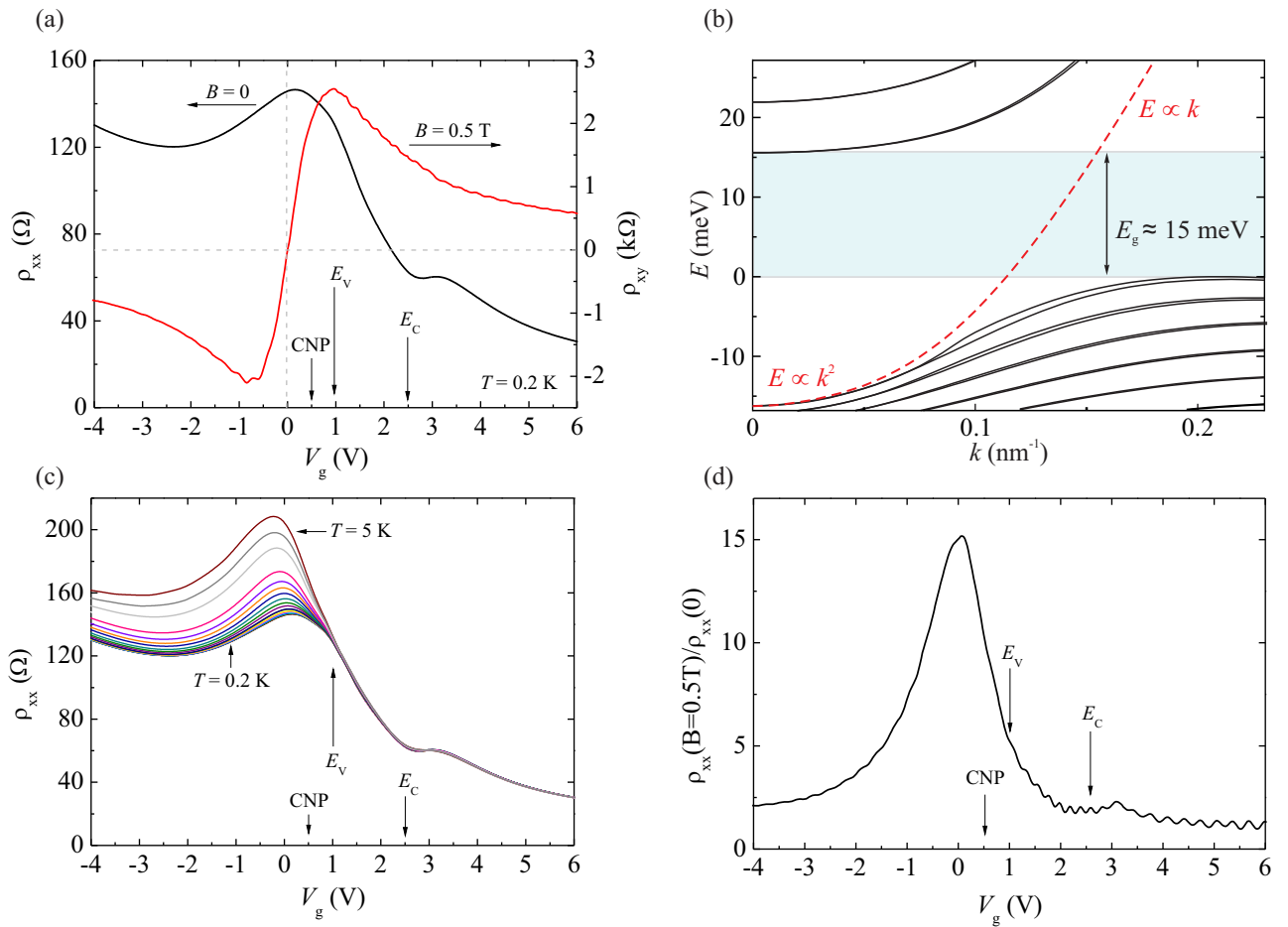


Рис. 4.1. (а) Затворная зависимость удельного сопротивления $\rho_{xx}(V_g)$ при $B = 0$ (черный цвет, левая ось) и холловского сопротивления $\rho_{xy}(V_g)$ при $B = 0.5$ Тл (красный цвет, правая ось). Стрелками отмечены напряжения на затворе, соответствующие точке зарядовой нейтральности (CNP), потолку валентной зоны E_V и дну зоны проводимости E_C . (б) Рассчитанная в [20] зонная диаграмма напряженной пленки HgTe (013) толщиной 80 нм. Черные сплошные линии соответствуют подзонам размерного квантовая объемного спектра, красный пунктир — закону дисперсии поверхностных электронов. (в) Температурная эволюция затворной зависимости удельного сопротивления $\rho_{xx}(V_g)$ в диапазоне $T = 0.2 - 5$ К. По данному набору экспериментальных кривых было определено напряжение на затворе, соответствующее потолку валентной зоны E_V . (д) Затворная зависимость ρ_{xx} , измеренного при $T = 0.2$ К в перпендикулярном магнитном поле $B = 0.5$ Тл и нормированного на значения удельного сопротивления в нулевом поле. По приведенной кривой было определено напряжение на затворе, соответствующее дну зоны проводимости E_C .

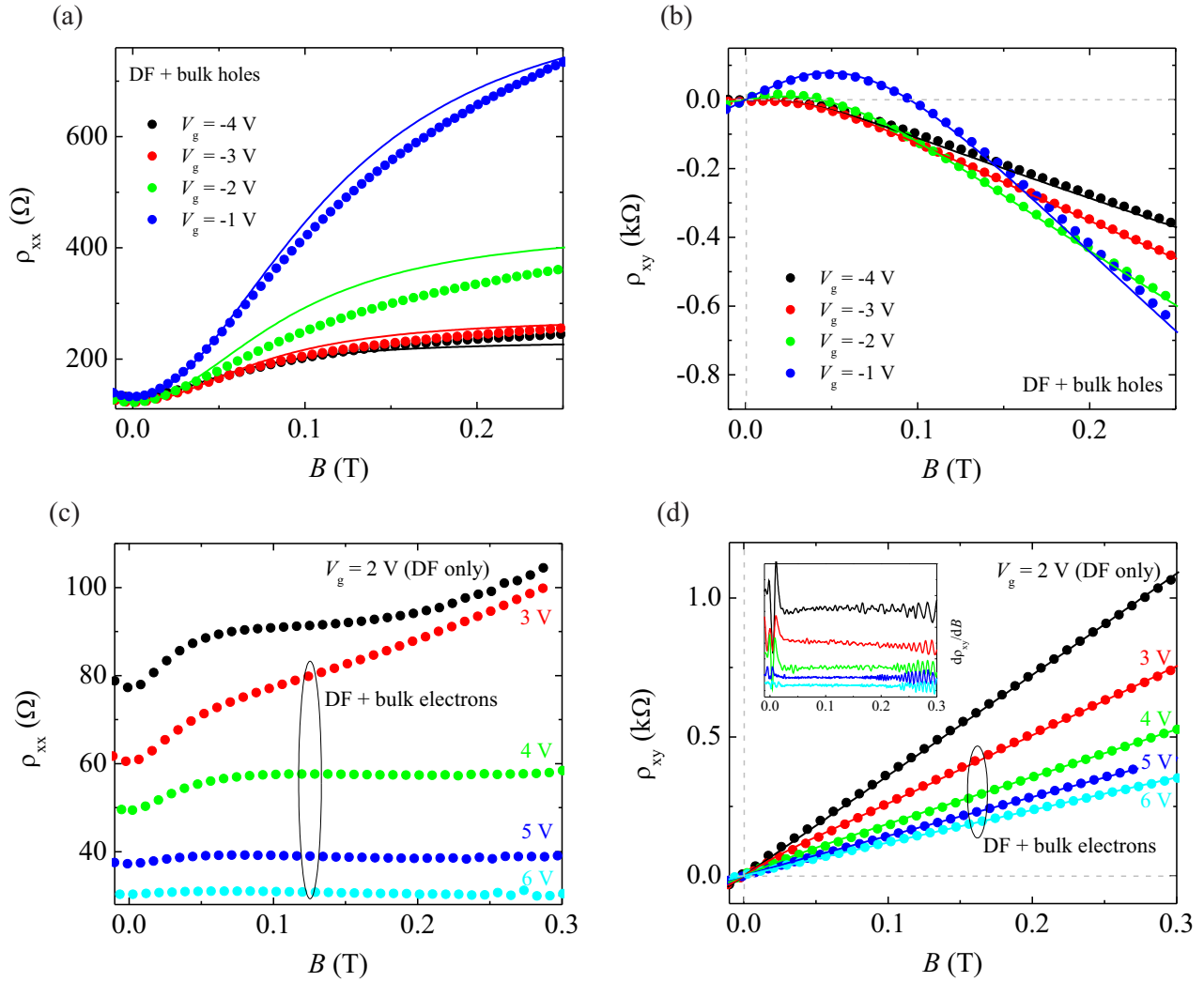


Рис. 4.2. Зависимость удельного ρ_{xx} и холловского ρ_{xy} сопротивлений при различных напряжениях V_g на затворе. Символы – экспериментальные данные, сплошные линии – подгонка моделью Друде для одного (электронная проводимость) и двух (смешанная электронно-дырочная проводимость) типов носителей. Панели (a) и (b) соответствуют валентной зоне; наличие знакопеременного $\rho_{xy}(B)$ позволяет надежно получить значения концентрации и подвижности электронов и дырок. Панели (c) и (d) соответствуют объемной запрещенной зоне и зоне проводимости; квадратичное в малых полях $\rho_{xx}(B)$ указывает на наличие нескольких групп носителей, однако слабое изменение наклона $\rho_{xy}(B)$ в малых полях (см. вставку к панели (d)) позволяет однозначно определить только суммарную электронную концентрацию и среднюю подвижность.

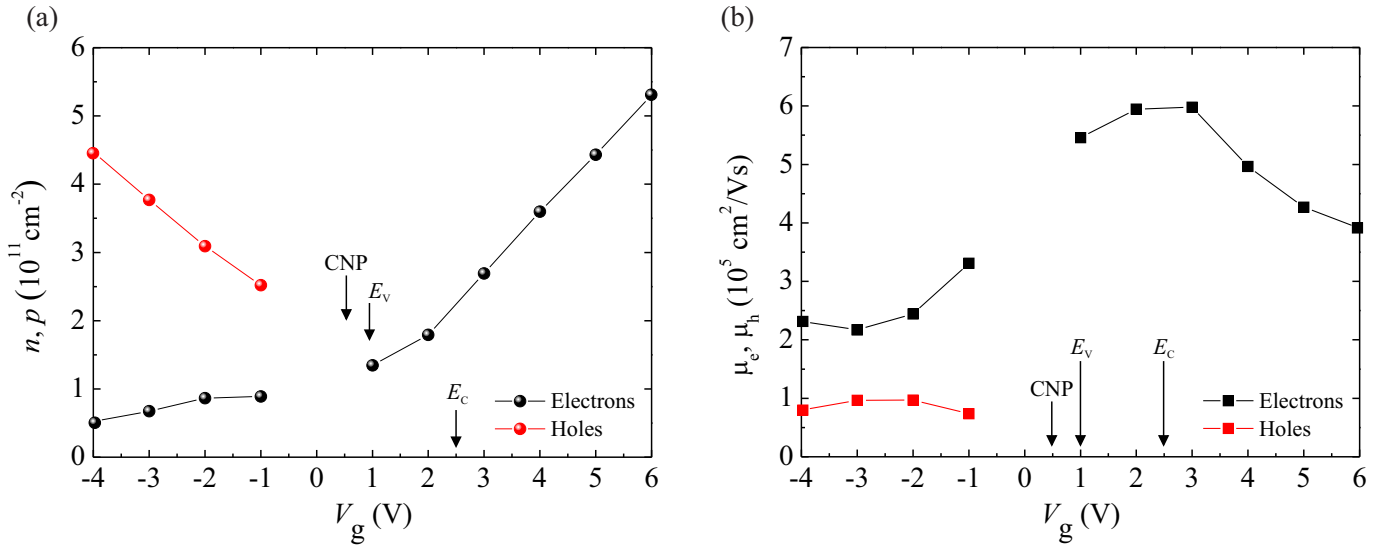


Рис. 4.3. Результаты подгонки кривых классического магнетотранспорта. (a) Затворные зависимости электронной $n(V_g)$ (черные символы) и дырочной $p(V_g)$ (красные символы) концентраций. (b) Затворные зависимости подвижности электронов $\mu_e(V_g)$ (черные символы) и дырок $\mu_p(V_g)$ (красные символы).

поэтому из классического магнетотранспорта удастся извлечь лишь общую электронную концентрацию и среднюю подвижность (на вставке к рис. 4.2 (d) видно, что при $B < 50 \text{ мТл}$ наблюдается изменение наклона холловского сопротивления, которое свидетельствует о наличии нескольких групп носителей).

Результаты подгонки кривых классического магнетотранспорта представлены на рис. 4.3. При положительных напряжениях на затворе суммарная электронная концентрация n линейно зависит от V_g , и дырки отсутствуют. При отрицательных напряжениях на затворе дырочная концентрация p растет с уменьшением V_g , в то время как электронная концентрация меняется слабо (что, по-видимому, связано со значительно большей эффективной массой дырок). Точка зарядовой нейтральности (charge neutrality point, CNP), которая соответствует ситуации, когда в системе присутствует одинаковое число электронов и дырок, находится при $V_g^{\text{CNP}} \approx 0.5 \text{ В}$.

На рис. 4.1 (c) представлена температурная эволюция $\rho_{xx}(V_g)$, измеренная в диапазоне $T = 0.2 - 5 \text{ К}$. Видно, что зоне проводимости исследуемой системы сопротивление практически не меняется при увеличении температуры. Однако при

отрицательных напряжениях на затворе наблюдается значительный рост ρ_{xx} , который объясняется ростом темпа электрон-дырочного рассеяния (рассеяние Ландау) ввиду увеличения размытия функции распределения носителей заряда [14, 19]. В зоне проводимости электроны передают импульс другим электронам с, видимо, близкой подвижностью, в то время как в валентной зоне меньшие по числу высокоподвижные электроны сталкиваются сдвигающимися в противоположенную сторону медленными дырками. Так был определен потолок валентной зоны, который соответствует $V_g \approx 1$ В.

На рис. 4.1 (d) представлена затворная зависимость удельного сопротивления, измеренного при фиксированном магнитном поле $B = 0.5$ Тл с последующей нормировкой на $\rho_{xx}(V_g)$ в нулевом поле. Основным максимумом на кривой находится вблизи точки зарядовой нейтральности (см. выражение 1.5 в Обзоре литературы). Положение дополнительного максимума при $V_g \approx 2.5$ В соответствует особенности на кривой $\rho_{xx}(V_g)$ в нулевом поле. Однако, согласно результатам подгонки классического магнетотранспорта на рис. 4.3 (а), в этой области напряжений концентрация электронов линейно растет с увеличением V_g . Такое поведение затворных зависимостей удельного сопротивления можно объяснить касанием уровня Ферми дна объемной зоны проводимости при $V_g \approx 2.5$ В. В этом случае объемные электроны обладают небольшой энергией, концентрацией и подвижностью, но их наличие приводит к дополнительному каналу рассеяния для высокоподвижных поверхностных носителей, приводя к вышеобозначенной особенности.

На рис. 4.4 представлены результаты измерения классического транспорта, полученные с образца крестовой геометрии. Они с высокой степенью точности воспроизводят поведение холловского мостика, что позволяет сравнивать результаты измерения слабой локализации на структурах разной геометрии.

Таким образом можно заключить, что уровень Ферми в обоих образцах находится в объемной запрещенной зоне в диапазоне затворных напряжений V_g от 1 до 2.5 В. Полученные характеристики будут использованы для анализа кривых слабой антилокализации в последующих параграфах данной главы.

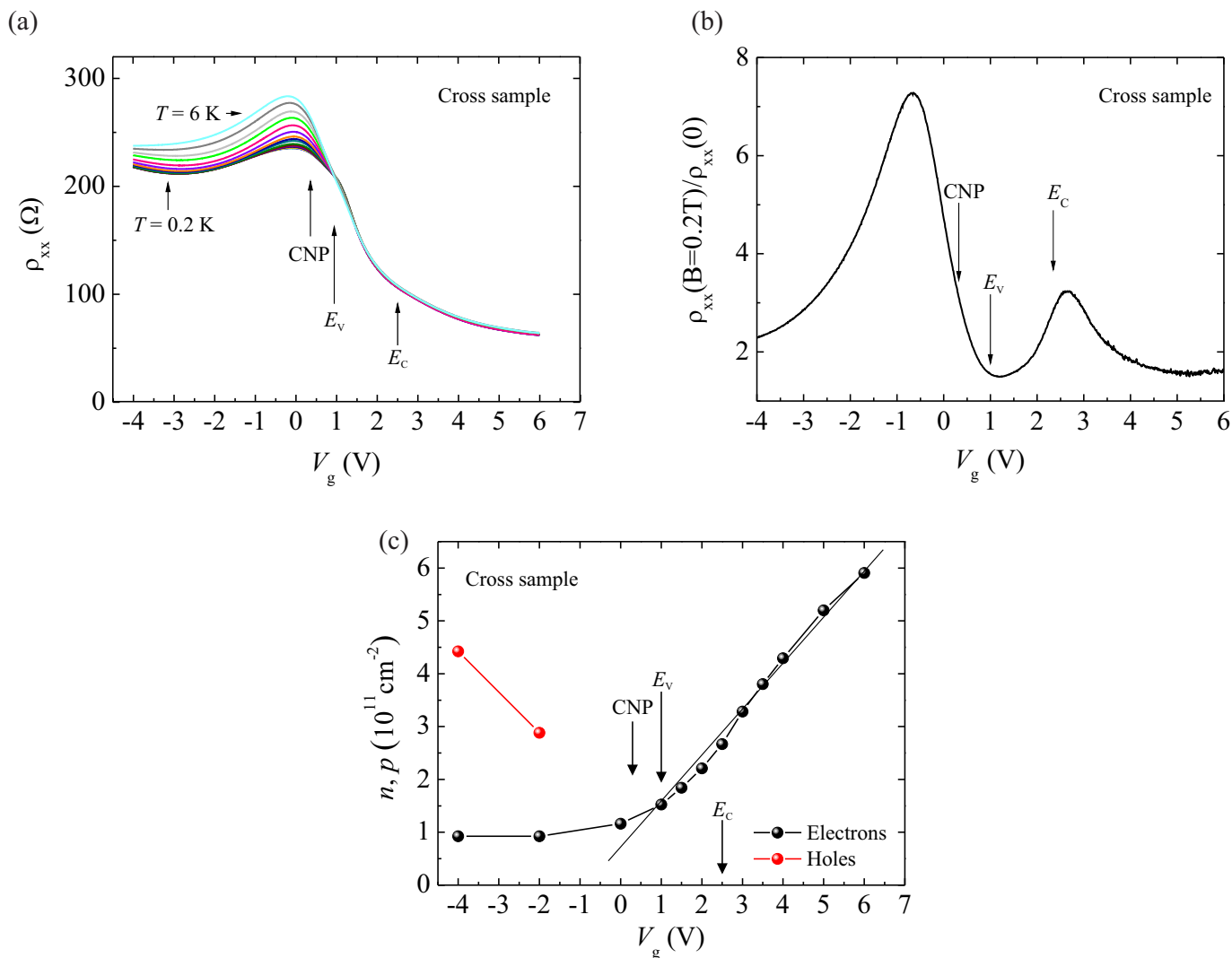


Рис. 4.4. Результаты измерения классического магнетотранспорта, полученные на крестовом образце. (а) Затворная зависимость $\rho_{xx}(V_g)$ при нулевом магнитном поле и температурах от 0.2 до 6 К. По данному набору экспериментальных кривых было определено напряжение на затворе, соответствующее потолку валентной зоны E_V . (б) Затворная зависимость ρ_{xx} , измеренного при $T = 0.2$ К в перпендикулярном магнитном поле $B = 0.2$ Тл и нормированного на значения удельного сопротивления в нулевом поле. По приведенной кривой было определено напряжение на затворе, соответствующее дну зоны проводимости E_C . (в) Затворные зависимости электронной $n(V_g)$ (черные символы) и дырочной $p(V_g)$ (красные символы) концентраций.

4.2 Температурная зависимость аномального магнетосопротивления в пленке HgTe толщиной 80 нм

Рассмотрим магнитополевою зависимость удельного сопротивления пленки HgTe толщиной 80 нм при $T = 5$ К, представленную на рис. 4.5 (а) (красная линия). На графике хорошо видно близкое к квадратичному положительное магнетосопротивление во всем диапазоне магнитных полей, которое связано с наличием двух групп носителей в системе (дираковских электронов с верхней и нижней поверхностей). При понижении температуры до 0.18 К помимо слабого изменения абсолютных значений сопротивления (суммарный диапазон оси ординат составляет около 1%) вблизи нулевого магнитного поля $B \approx 0.1$ мТл появляется резкая особенность. На рис. 4.5 (b) представлена ее температурная эволюция в меньшем диапазоне магнитных полей в виде поправки к проводимости $\Delta\sigma_{xx}(B) = 1/\rho_{xx}(B) - 1/\rho_{xx}(B = 0)$ в единицах e^2/h . Характерное магнитное поле проявления слабой локализации и антилокализации при данном затворном напряжении составляет $B_{tr} = \hbar/2el^2 \approx 0.1$ мТл. Более того, форма, знак и характерная величина обнаруженной особенности позволяют заключить, что она связана с деструктивной самоинтерференцией электронных волн, то есть эффектом слабой антилокализации.

4.3 Слабая антилокализация при различных затворных напряжениях в пленке HgTe толщиной 80 нм

На рис. 4.6 изображены кривые подавления антилокализации для двух типов геометрий структур в широком диапазоне напряжений на затворе, которые со-

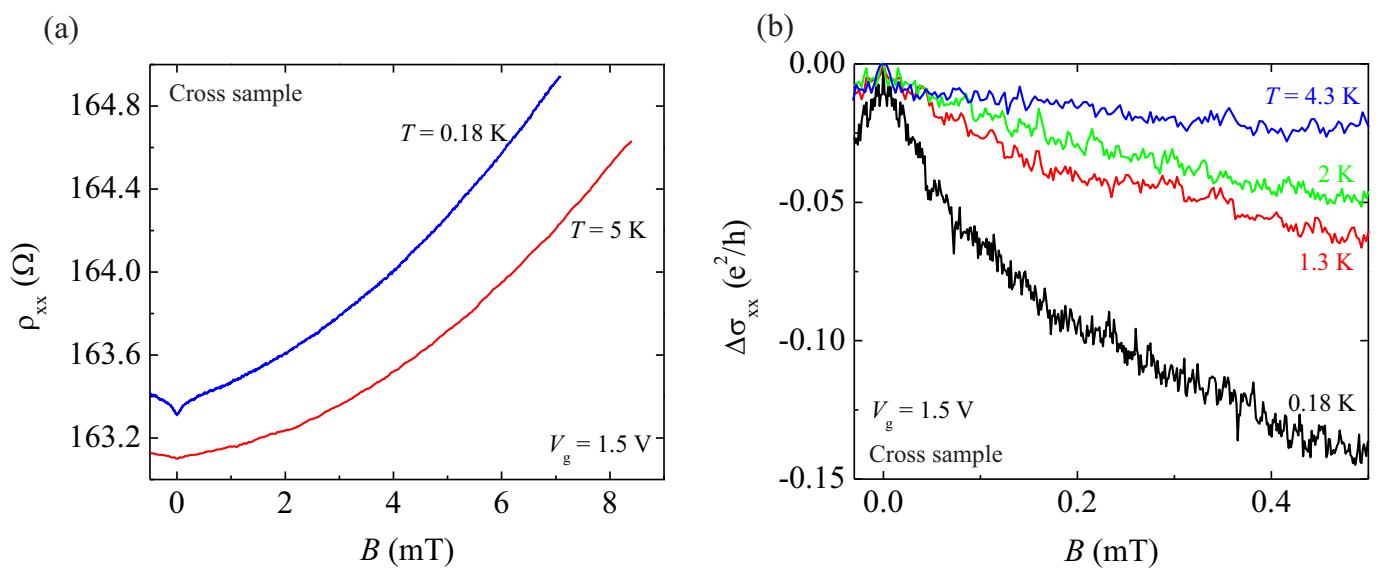


Рис. 4.5. Магнетополевые зависимости аномального магнетосопротивления, полученные с крестового образца при $V_g = 1.5$ В, которое соответствует положению уровня Ферми в объемной запрещенной зоне. (а) Измеренные в широком диапазоне магнитных полей (относительно аномального магнетосопротивления) зависимости $\rho_{xx}(B)$ при $T = 0.18$ и 5 К. При более низкой температуре вблизи нулевого магнитного поля наблюдается особенность. (б) Сдвинутая по оси ординат магнетополевая зависимость пересчитанной в $\Delta\sigma_{xx}(B) = 1/\rho_{xx}(B) - 1/\rho_{xx}(B = 0)$ обнаруженной особенности при различных температурах.

ответствуют расположению уровня Ферми в валентной зоне ($V_g < 1$ В), щели энергетического спектра ($1 \text{ В} < V_g < 2.5 \text{ В}$) и зоне проводимости ($V_g > 2.5 \text{ В}$). При всех напряжениях на затворе наблюдается положительная поправка к проводимости, что соответствует наличию сильного спин-орбитального взаимодействия в системе.

Количественный анализ экспериментальных данных (гладкие линии на графиках) проводился на основе баллистической теории [84] (формулы 1.13 в Обзоре литературы), которая описывает аномальное магнетосопротивление при любых соотношениях B/B_{tr} , B_φ/B_{tr} и силе спинового расщепления Ω и использовалась при анализе слабополевого магнетотранспорта других высокоподвижных систем с сильным СО взаимодействием [90]. Параметр спинового расщепления Ω (в безразмерном виде умноженный на транспортное время релаксации $\Omega\tau$) определяет начало роста проводимости на зависимости $\Delta\sigma(B/B_{\text{tr}})$ и в общем случае подгонки слабой антилокализации являются свободным. Однако во всем диапазоне магнитных полей обсуждаемого эксперимента наблюдается уменьшение проводимости, поэтому при обработке данных использовался предел $\Omega\tau \rightarrow \infty$.

Подгоночными параметрами являлись вертикальная сдвигка кривой в нулевом поле $\delta\sigma$ и длина фазовой когерентности l_φ ¹. Транспортное магнитное поле $B_{\text{tr}} = \hbar/2el^2$ определялось с учетом усредненной по всем группам носителей длины релаксации импульса l . Усреднение проводилось с учетом весовых коэффициентов, пропорциональных вкладу каждой группы σ_i в общую проводимость системы σ [112]. Зависимости парциальных и полной проводимости от затворного напряжения представлены на рис. 4.7 (а).

Результаты подгонки в виде экспериментальной зависимости длины сбоя фазы $l_\varphi^{\text{exp}}(V_g)$ представлены на рис. 4.7. На панели также показана экспериментальная

¹ Стоит отметить, что в общем случае при наличии нескольких групп носителей необходимо использовать несколько l_φ^i однако очевидно, что в рассматриваемом случае монотонных экспериментальных кривых без особенностей достоверно можно получить только одно значение l_φ , которое соответствует некоторому усредненному значению длины сбоя фазы для всех носителей при данном V_g .

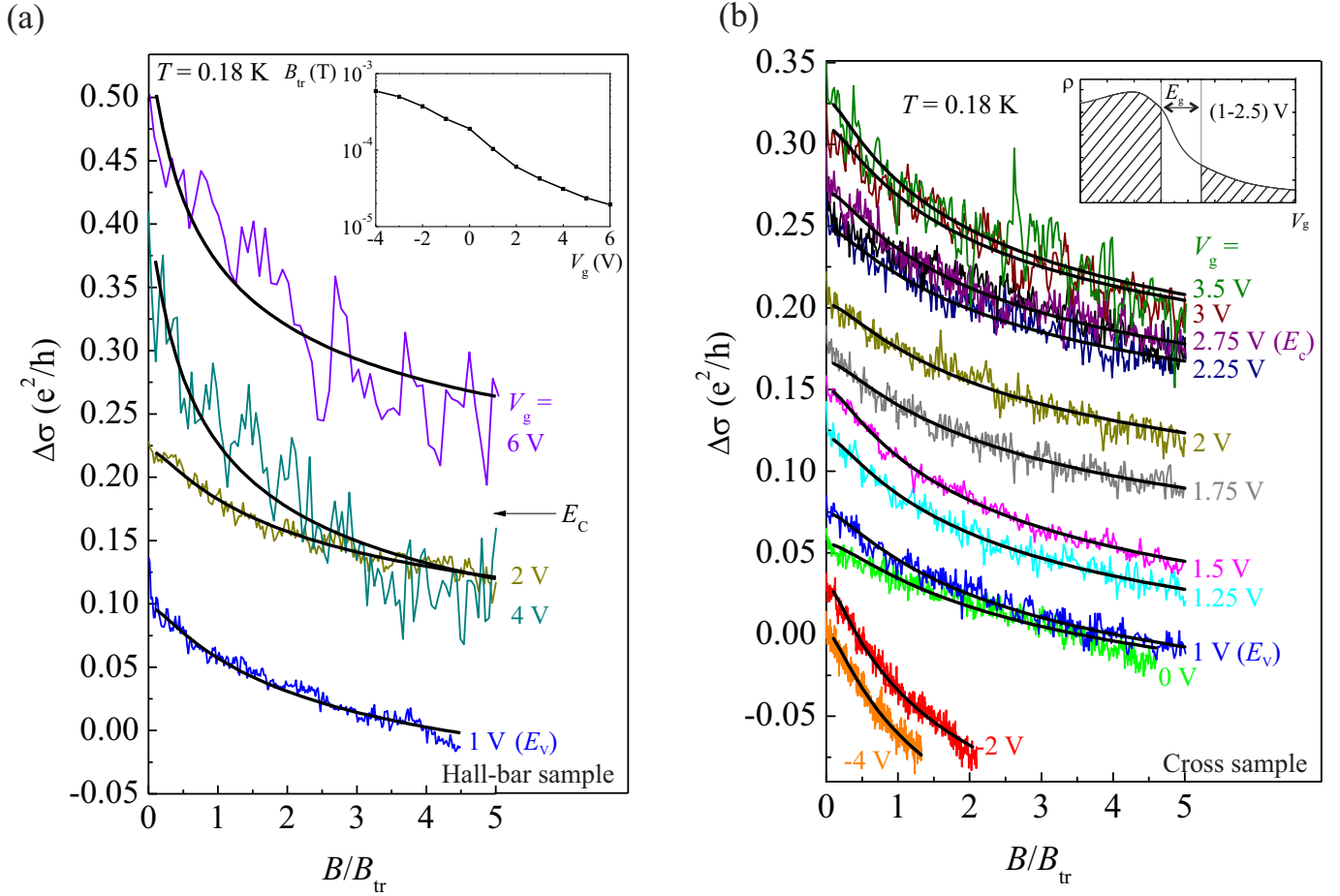


Рис. 4.6. Экспериментальные и теоретические (гладкие черные линии) зависимости подавления поправки к проводимости $\Delta\sigma_{xx}(B)$, измеренные при температуре $T = 0.18$ К в диапазоне магнитных полей до 0.1 – 1 мТл и затворных напряжений V_g от -4 до 6 В для образцов с холловской (a) и крестовой (b) геометрий. Магнитное поле B для каждого V_g нормировано на соответствующее B_{tr} . Кривые сдвинуты по вертикали для удобства восприятия. На каждую экспериментальную кривую наложена теоретическая зависимость, соответствующая наилучшей подгонке теорией [84]. Стрелки с обозначениями E_V и E_C указывают на кривые, измеренные при затворных напряжениях, соответствующих потолку валентной зоны и дну зоны проводимости, соответственно. На вставке к панели (a) изображена в логарифмическом масштабе затворная зависимость B_{tr} , панели (b) – качественная зависимость $\rho_{xx}(V_g)$ с обозначением щели.

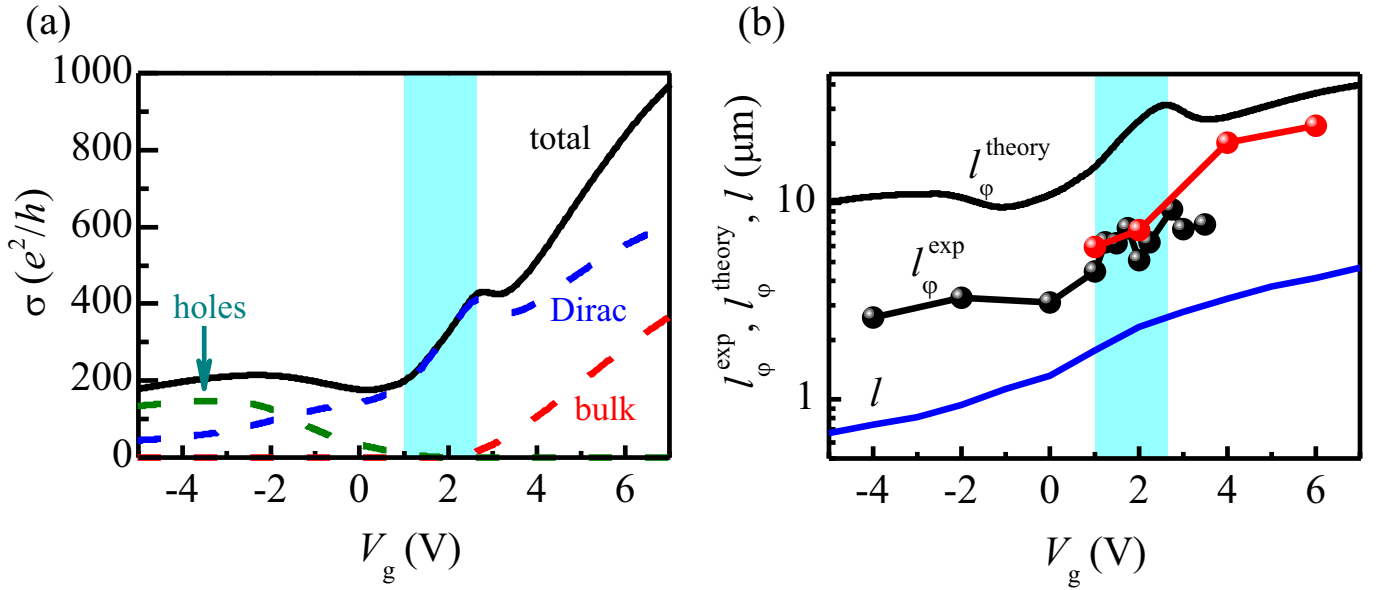


Рис. 4.7. (a) Зависимость полной (total) проводимости σ от V_g , а также рассчитанные парциальные проводимости дираковских фермионов на обеих поверхностях (Dirac), объемных электронов (bulk) и объемных дырок (holes). (b) Результаты подгонки экспериментальных данных аномального магнетосопротивления. Экспериментальная (символы) и теоретическая (сплошная черная линия) зависимости длины фазовой когерентности l_φ^{exp} , l_φ^{theor} от V_g , также приведена зависимость $l(V_g)$. Черные символы соответствуют крестовой геометрии структуры, красные — холловской. Цветом выделена область объемной щели.

зависимость транспортной длины свободного пробега $l(V_g)$ и рассчитанная зависимость $l_\varphi^{\text{theory}}(V_g)$, полученная с учетом предсказываемого теорией для высокоподвижных систем со слабым электрон-электронным взаимодействием времени сбоя фазы $(\tau_\varphi)^{-1} \simeq \frac{k_B T}{\hbar} \frac{e^2/h}{\sigma} \ln(\frac{\sigma}{e^2/h})$. Построенная таким образом зависимость достаточно хорошо повторяет форму экспериментальной кривой, но превышает ее по величине в 3 – 4 раза. Похожее разногласие часто наблюдается в эксперименте в системах с сильным спин-орбитальным взаимодействием [101, 113, 114]. Более подробный анализ полученных данных затруднен, с одной стороны, ввиду сложности изучаемой системы (наличие нескольких групп носителей, нетривиальный спектр поверхностных электронов) и с другой стороны, по причине отсутствия ярких особенностей на экспериментальных кривых.

4.4 Заключение по главе

Таким образом, было экспериментально исследовано аномальное магнетосопротивление трехмерного топологического изолятора на основе напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм. Обнаружено, что при всех положениях уровня Ферми вызванная аномальным магнетосопротивлением поправка к проводимости положительна и соответствует слабой антилокализации. Показано, что результаты эксперимента хорошо описываются теорией [84]. В результате подгонки магнетопольных зависимостей поправки к проводимости при фиксированных значениях затворного напряжения получено, что длина фазовой когерентности чувствительна к изменению проводимости системы.

Глава 5

Дираковские фермионы в пленке HgTe толщиной 200 нм

3D топологические изоляторы на основе напряженных пленок HgTe обладают высоким качеством и рекордными значениями подвижности, превышающей $10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ [19], что позволяет изучать в этих системах тонкие баллистические и интерференционные эффекты [23, 24]. Основной сложностью, связанной с созданием и исследованием таких структур, является нулевая величина запрещенной зоны в объемном HgTe. Для открытия щели и реализации 3D топологического изолятора необходимо механическое напряжение, возникающее, в частности, при росте пленки HgTe на подложке из CdTe, который имеет на 0.3% большую величину постоянной решетки, что приводит к появлению непрямой запрещенной зоны, равной около 15 мэВ. Такой подход широко распространен, однако он приводит к ограничению максимальной толщины HgTe, равной 100 – 150 нм, при больших толщинах происходит релаксация пленки к своей величине постоянной решетки [18, 115]. Это объясняет, почему в большинстве исследований 3D топологических изоляторов на основе HgTe изучаются структуры толщиной 70 – 100 нм [18, 19, 23, 24, 116–119]. Однако более толстые пленки также вызывают интерес, так как в этом случае происходит более сильное пространственное разделение дира-

ковских электронов с верхней и нижней поверхностями, что уменьшает их электростатическую связь и возможную гибридизацию. Можно ожидать, что кристаллическая структура таких систем будет частично или полностью релаксирована к собственной постоянной решетки, что приведет к близкой к нулю или нулевой величине объемной запрещенной зоны.

Данная глава посвящена изучению пленки HgTe толщиной $d = 200$ нм, которая превышает толщину псевдоморфного роста теллурида ртути на подложке CdTe. По этой причине можно ожидать, что такая система в отличие от более тонкой 80 нм пленки имеет близкую к нулю энергетическую щель, но благодаря инверсной зонной структуре HgTe обладает невырожденными по спину дираковскими поверхностными состояниями с линейным или квазилинейным спектром.

Для характеристики новой системы были объединены магнетотранспортные измерения и емкостная спектроскопия. Подгонка классического магнетотранспорта моделью Друде позволила получить затворные зависимости концентрации и подвижности электронов и дырок. Подробный анализ осцилляций Шубникова — де Гааза в проводимости и емкости позволил выделить три группы электронов, идентифицировав их как электроны на верхней и нижней поверхностях и объемные электроны. Показано, что отсутствие щели не влияет на свойства поверхностных состояний, которые невырождены по спину. Это подтверждает, что топологические поверхностные состояния нечувствительны к отсутствию запрещенной зоны и не гибридизуются с объемными.

5.1 Классический магнетотранспорт пленки HgTe толщиной 200 нм

На рис. 5.1 (а) представлены типичные затворные зависимости удельного сопротивления $\rho_{xx}(V_g)$ при нулевом магнитном поле (черный цвет, левая ось) и холловского сопротивления $\rho_{xy}(V_g)$ при $B = 0.5$ Тл (красный цвет, правая ось), полученные при температуре $T = 0.2$ К. Максимум ρ_{xx} достигается вблизи точ-

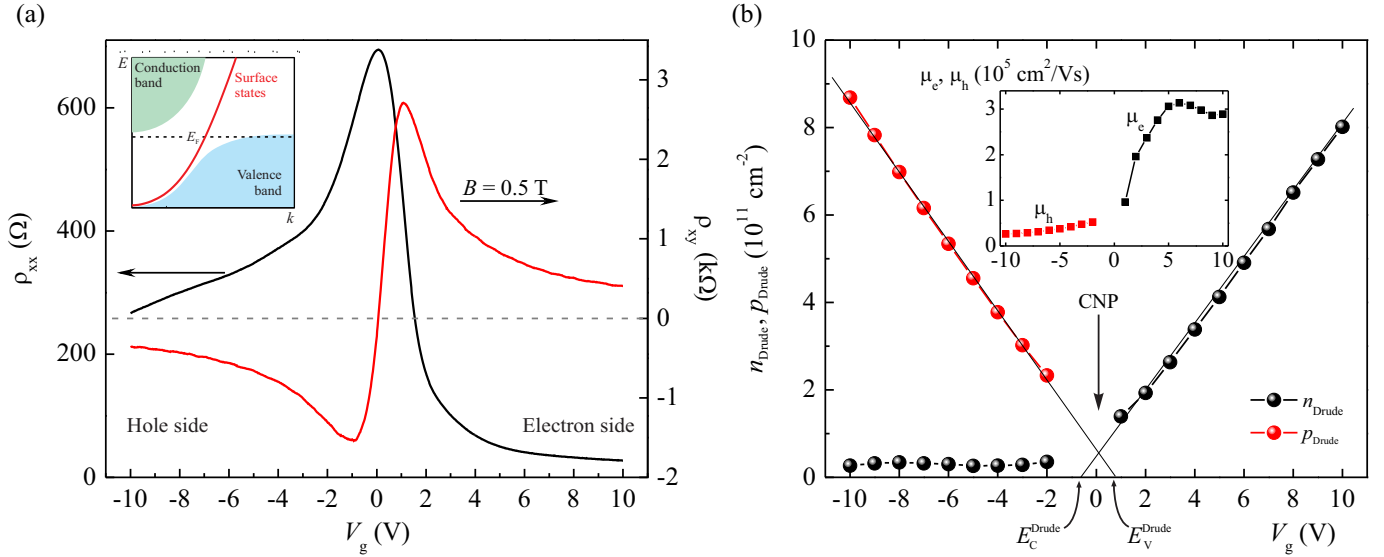


Рис. 5.1. (а) Затворная зависимость удельного сопротивления $\rho_{xx}(V_g)$ при $B = 0$ (черный цвет, левая ось) и холловского сопротивления $\rho_{xy}(V_g)$ при $B = 0.5$ Тл (красный цвет, правая ось). *Вставка* – предполагаемый схематический закон дисперсии 200 нм пленки HgTe; сплошные области соответствуют объемным носителям, красные линии – спектру поверхностных фермионов. (б) Результаты подгонки кривых классического магнетотранспорта в виде затворных зависимостей полной электронной n_{Drude} и дырочной p_{Drude} концентрации. *Вставка* – затворная зависимость усредненной электронной μ_e и дырочной μ_h подвижности. Линейная экстраполяция p_{Drude} and n_{Drude} к нулевым значениям приводит к двум точкам для дырок и электронов на оси V_g , отмеченных соответственно как E_V^{Drude} при $V_g \approx 0.8$ В и E_C^{Drude} при $V_g \approx -0.3$ В. Первая точка соответствует состоянию, когда уровень Ферми касается потолка валентной зоны. Однако вторая точка имеет только виртуальный смысл, так как не соответствует определенному состоянию системы ввиду того, что парциальная скорость заполнения электронов резко падает при заходе уровня Ферми в валентную зону.

ки $V_g = 1 \text{ V}$, относительно которой кривая антисимметрична: сопротивление на одинаковых расстояниях влево и вправо от максимума отличаются в несколько раз. Вблизи точки $V_g = 0 \text{ V}$ холловское сопротивление изменяет знак. Справа от пика, где ρ_{xy} больше нуля, уровень Ферми находится в зоне проводимости, где носителями являются поверхностные и объемные электроны (электронная сторона затворных напряжений). Сосуществование нескольких групп электронов с разной подвижностью проявляется в положительном классическом магнетосопротивлении $\rho_{xx}(B)$ на рис. 5.2 (с) и нелинейном холловском сопротивлении $\rho_{xy}(B)$ на рис. 5.2 (d). При больших положительных напряжениях на затворе $\rho_{xx}(V_g)$ достигает своих минимальных значений. При отрицательных напряжениях на затворе уровень Ферми попадает в валентную зону (дырочная сторона затворных напряжений), где сосуществование объемных дырок и поверхностных электронов также приводит к положительному классическому магнетосопротивлению $\rho_{xx}(B)$ на рис. 5.2 (а) и нелинейному холловскому сопротивлению $\rho_{xy}(B)$ на панели (b).

Анализ классического магнетотранспорта проводился по аналогии с характеристикой 80 нм пленки HgTe в разделе 4.1. Для получения значений концентрации и подвижности электронов и дырок использовалась двухкомпонентная модель Друде (формулы 1.2 и 1.3 Обзора литературы). Стоит заметить, что в системе всегда присутствует три группы носителей: дираковские фермионы с двух поверхностей и объемные электроны или дырки. Однако в силу одинаковой функциональной зависимости измеряемых кривых $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ от концентрации и подвижности носителей при расположении уровня Ферми в электронной стороне удалось извлечь только суммарную концентрацию электронов n_{Drude} с усредненной подвижностью μ_e . В дырочной стороне данного образца отсутствовала смена знака $\rho_{xy}(B)$, поэтому при $V_g < 0$ надежно была получена только дырочная концентрация p_{Drude} и подвижность μ_h , электронная концентрация n_{Drude} в этой области имеет оценочный характер. Примеры подгоночных кривых холловского сопротивления представлены сплошными линиями на рис. 5.2 (b) и (d). Полученные затворные зависимости $n_{\text{Drude}}(V_g)$ и $p_{\text{Drude}}(V_g)$, $\mu_e(V_g)$ и $\mu_h(V_g)$ представлены на

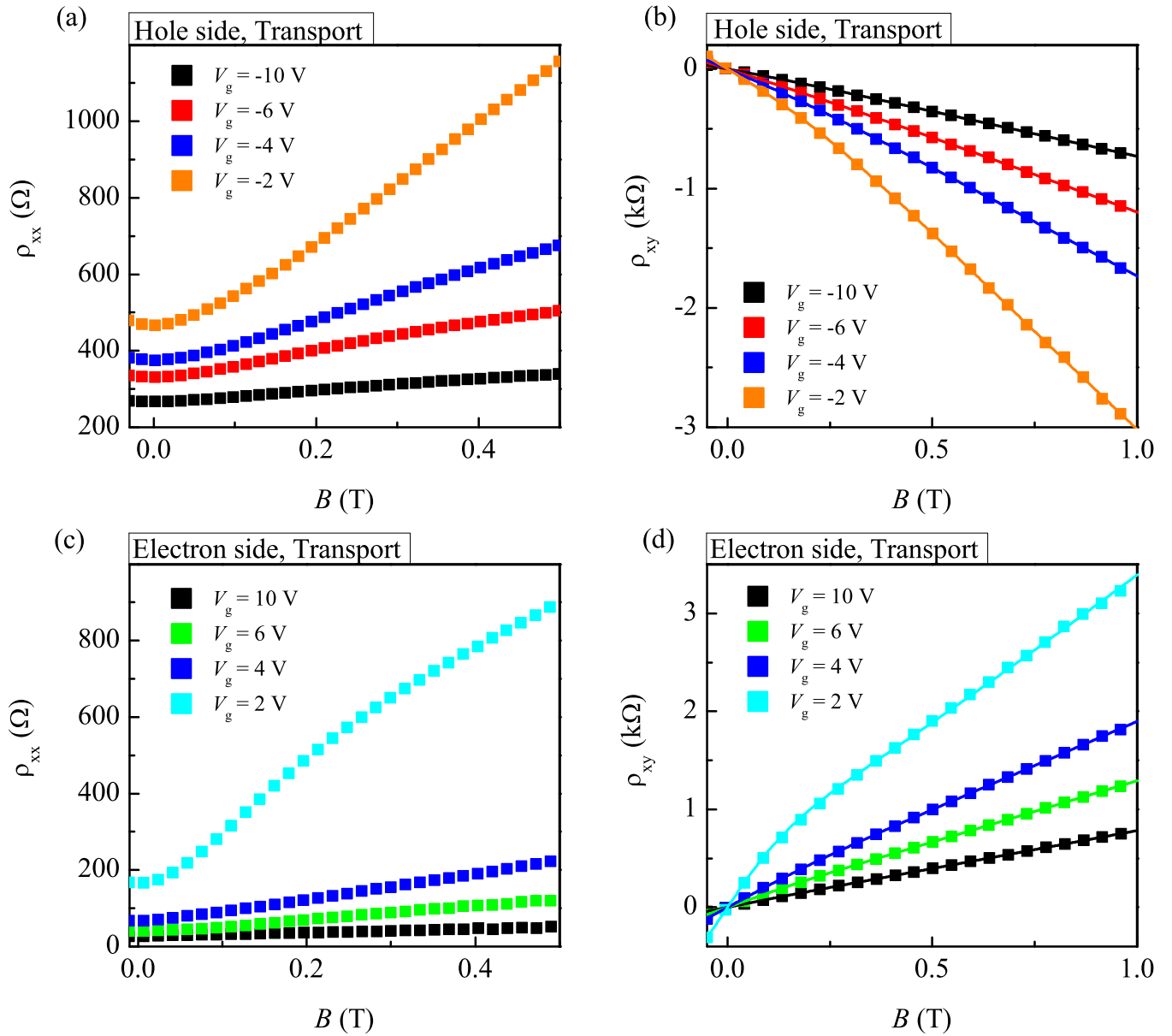


Рис. 5.2. Магнитополевые зависимости удельного ρ_{xx} и холловского ρ_{xy} сопротивлений при различных напряжениях V_g на затворе. Символы – экспериментальные данные, сплошные линии – подгонка моделью Друде для двух типов носителей. (a), (b) Валентная зона. (c), (d) Зона проводимости

рис. 5.1 (b) черными (для электронов) и красными (для дырок) символами.

Интерпретация полученных результатов состоит в следующем. При нулевом напряжении на затворе уровень Ферми находится вблизи потолка валентной зоны, где объемные дырки сосуществуют с предположительно поверхностными электронами примерно одинаковой концентрации. Положительное по знаку V_g увеличивает полную электронную концентрацию n_{Drude} , но не с полной скоростью ввиду наличия дырок. При $V_g \approx 0.8$ В (см. подпись к рис. 5.1) уровень Ферми касается потолка валентной зоны E_V^{Drude} . При $V_g > 0.8$ В объемные дырки исчезают, в то время как концентрация электронной плотности n_{Drude} растет линейно с V_g с полной скоростью. Приложение отрицательного V_g , наоборот, приводит к росту p_{Drude} , в то время как $n_{\text{Drude}}(V_g)$ практически не меняется, так как эффективная масса электронов много меньше дырочкой [20]. Стоит отметить, что небольшой рост $n_{\text{Drude}}(V_g)$ при $V_g < -5$ В не имеет физического смысла и связан неопределенностью подгонки в этой области. Общая скорость заполнения dn/dV_g равна изменению общей концентрации носителей заряда ($n_{\text{Drude}} - p_{\text{Drude}}$) при изменении V_g и, в основном, определяется геометрической емкостью структуры. Экспериментальное значение скорости заполнения составляет около 8.0×10^{10} см⁻²/В, что соответствует электростатическим оценкам.

Стоит отметить, что подгонка классического магнетотранспорта позволяет определить только полную дырочную и электронную концентрацию, но не значения концентрации поверхностных и объемных электронов. Поэтому точка E_C^{Drude} на оси V_g является только виртуальной и не соответствует какому-то определенному состоянию системы. Это приводит к тому, что остается неизвестно положение дна объемной зоны проводимости, а, следовательно, и величина щели (либо величина перекрытия объемных зон). Эти вопросы могут быть получены с помощью анализа квантового транспорта.

5.2 Квантовый транспорт в пленке HgTe толщиной 200 нм

Анализ осцилляций Шубникова — де Гааза (ШдГ) позволяет определять парциальные концентрации носителей многокомпонентной системы [19, 120]. В пленке HgTe толщиной 200 нм существует 4 различных групп носителей заряда — дираковские фермионы, локализованные на верхней и нижней поверхностях, объемные электроны и дырки. Каждая группа носителей приводит к определяемой ее концентрацией собственной частоте осцилляциям ШдГ в обратном магнитном поле $1/B$ (см. обсуждение выражения (1.6) в Обзоре литературы). В общем случае вопрос идентификации нескольких групп носителей по осцилляциям ШдГ в транспорте является сложной задачей с большим числом неизвестных. С другой стороны, эта задача может быть упрощена при совместном анализе осцилляций в проводимости и емкости. В случае обычной двумерной системы (тонкой квантовой ямы) осцилляции емкости отражают модуляцию плотности состояний магнитным полем. Однако вследствие электростатического экранирования в случае достаточно толстой пленки с несколькими группами носителей вклад каждой группы в амплитуду осцилляций емкости значительно уменьшается с увеличением расстояния от ее центра масс до металлического затвора [21, 121]. По этой причине можно ожидать, что амплитуда осцилляций плотности состояний электронов на верхней поверхности будет усилена, в то время как аналогичные осцилляции нижней поверхности, как самой удаленной от затвора, будут подавлены в измеряемом емкостном сигнале. Поэтому совместный анализ осцилляций в транспорте (где каждая группа носителей имеет равнозначный вклад в сигнал) и емкости может позволить идентифицировать разные группы носителей заряда.

На рис. 5.3 представлены магнетополевые зависимости удельного ((a) и (c)) и холловского ((b) и (d)) сопротивлений в диапазоне $0 - 3$ Тл (валентная зона, верхние панели) и $0 - 1$ Тл (зона проводимости, нижние панели) при различных V_g и $T = 0.2$ К. В дырочной стороне на панели (a) при $B \gtrsim 1$ Тл наблюдается

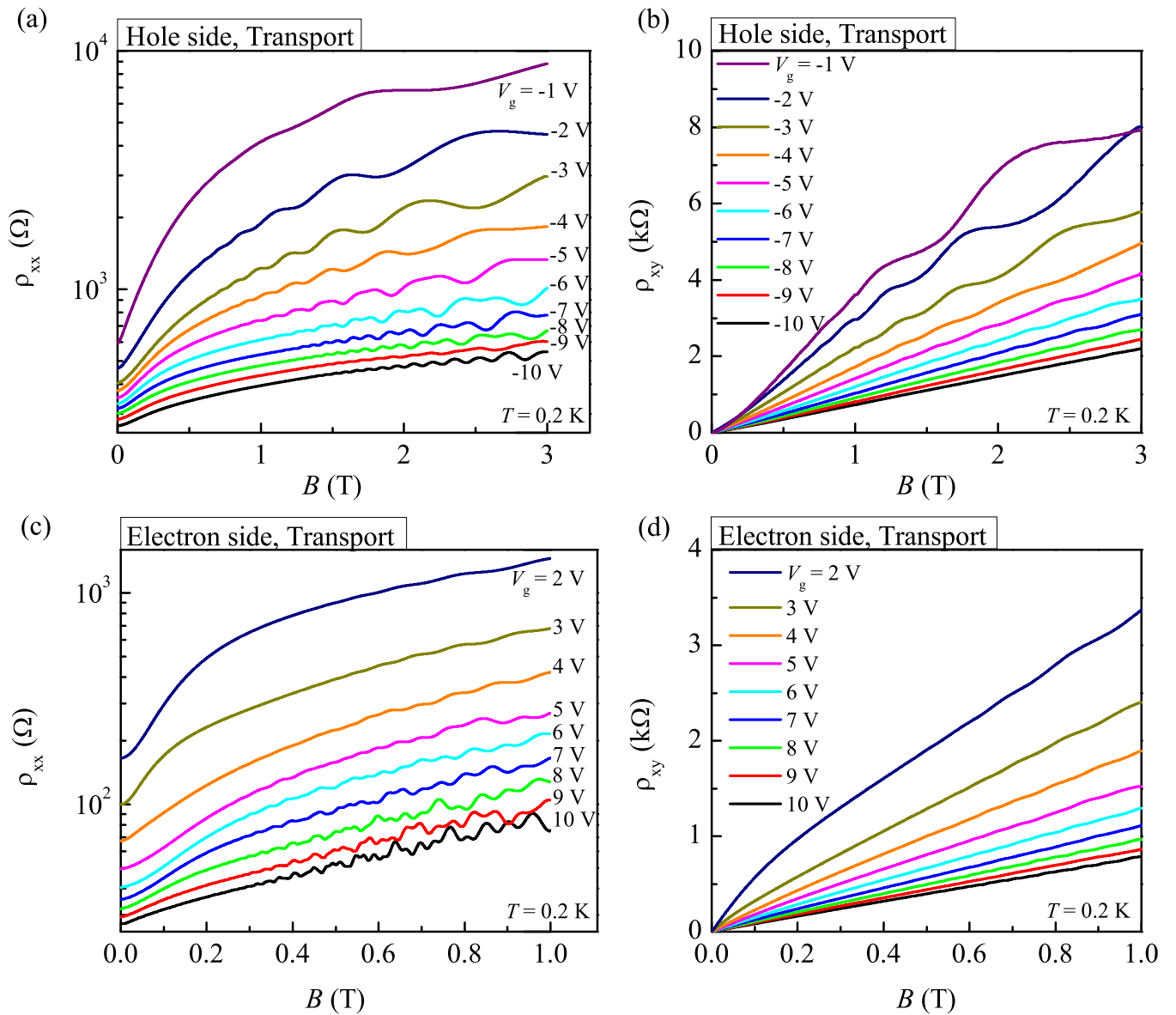


Рис. 5.3. Зависимость удельного ρ_{xx} ((a), (c)) и холловского ρ_{xy} ((b), (d)) сопротивлений от магнитного поля в диапазоне 0 – 3 Тл (валентная зона, верхние панели) и 0 – 1 Тл (зона проводимости, нижние панели) при различных напряжениях V_g и $T = 0.2$ К. В дырочной стороне на панели (a) при $B \gtrsim 1$ Тл наблюдается формирование типичной картины осцилляций Шубникова – де Гааза для вырожденного электронного газа. В зоне проводимости на панели (c) осцилляции начинаются при $B \approx 0.25 - 0.5$ Тл и имеют значительно более сложную структуру, которая соответствует наличию нескольких групп носителей заряда.

формирование типичной для вырожденных по спину носителей картины осцилляций Шубникова – де Гааза. В зоне проводимости на панели (с) осцилляции начинаются при $B \approx 0.5$ Тл и имеют более сложную картину, демонстрируя наличие нескольких групп носителей заряда. Несмотря на хорошо проявляющиеся осцилляции, помимо них измеренные кривые имеют значительное классическое положительное магнетосопротивление, что осложняет анализ данных. По этой причине дальнейшее обсуждение осцилляций в транспорте проводится на основе зависимости проводимости от магнитного поля, монотонная часть которой значительно меньше, чем у сопротивления.

На рис. 5.4 (а) и (с) представлены нормированные осцилляции удельной проводимости $\Delta\sigma_{xx}/\sigma_{xx}^0 = (\sigma_{xx} - \langle\sigma_{xx}\rangle)/\sigma_{xx}(B=0)$ для дырочной и электронной сторон затворного напряжения, соответственно. Эти кривые были получены после пересчета тензора сопротивления в тензор проводимости и исключения монотонной составляющей $\langle\sigma_{xx}(B)\rangle$ полученных данных. Диапазон магнитных полей снизу определялся условием наличия осцилляций, сверху – отсутствием перехода к квантовому эффекту Холла. В валентной зоне оптимальный диапазон составлял от 1.1 до 3 Тл, в электронной стороне он был ограничен от 0.2 – 0.4 до 1 Тл в зависимости от напряжения на затворе. В этих условиях максимальная амплитуда осцилляций составляла около 10 – 15% от полной проводимости.

В дырочной стороне затворных напряжений осцилляции в транспортном отклике $\Delta\sigma_{xx}(B^{-1})/\sigma_{xx}^0$ на рис. 5.4 (а) также имеют простую форму. Это приводит к одному или двум (с частотами отличающимися вдвое) пикам на их Фурье-спектре на рис. 5.5 (с), что соответствует вырожденным и невырожденным носителям. Такое поведение типично для двумерных систем, в том числе в которых высокоподвижные электроны низкой концентрации сосуществуют на фоне низкоподвижных дырок значительно большей концентрации [122]. В этом случае электроны не формируют хорошо различимых пиков в Фурье-спектре, в то время как дырки приводят к появлению двух частот на Фурье-спектре f_1^h и f_2^h . Зависимости частот пиков от затворного напряжения представлены на рис. 5.6 (b), где видно,

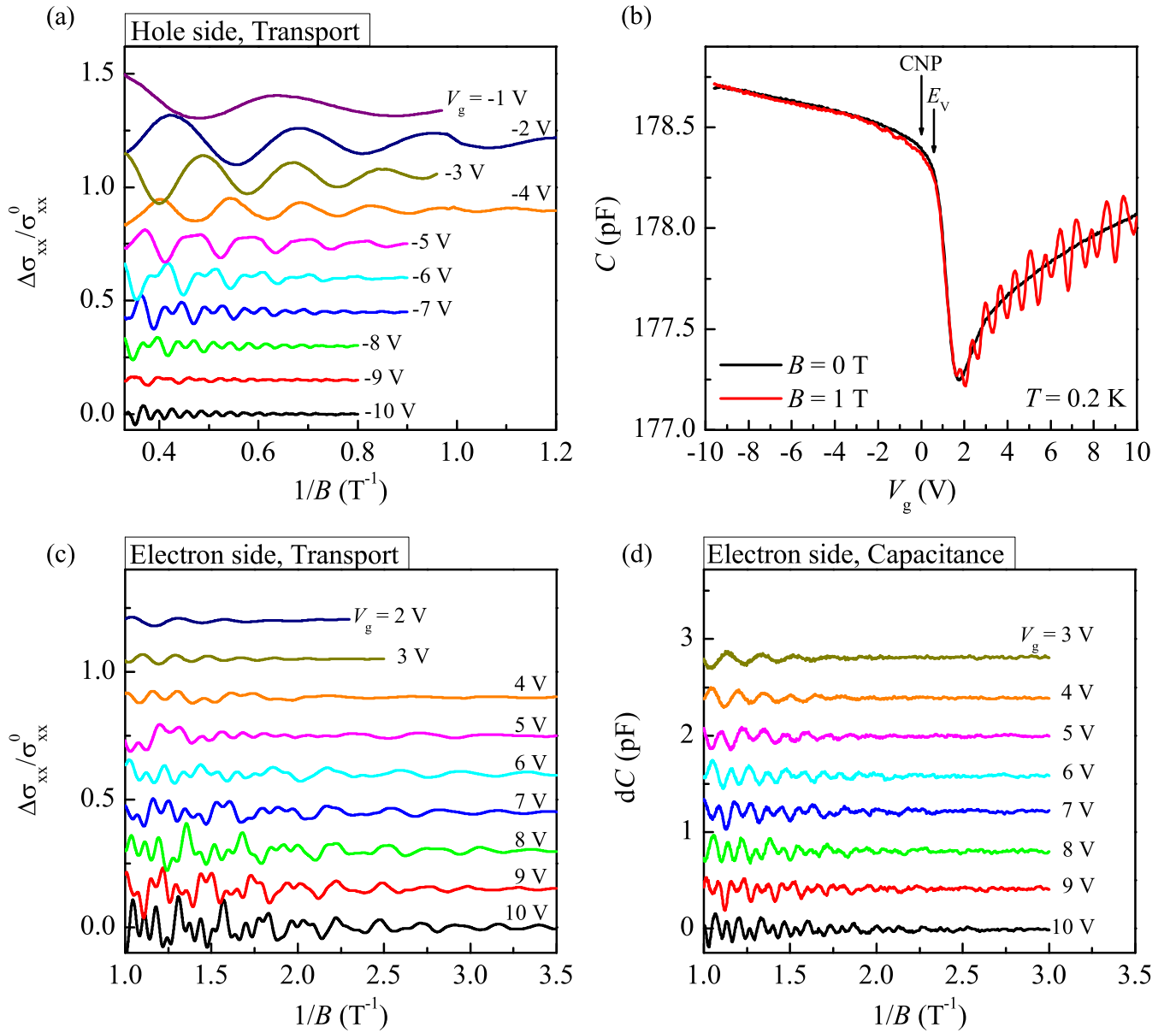


Рис. 5.4. (a), (c) Нормированные осцилляции проводимости $\Delta\sigma_{xx}/\sigma_{xx}^0 = (\sigma_{xx} - \langle\sigma_{xx}\rangle)/\sigma_{xx}^0$ в зависимости от обратного магнитного поля B^{-1} для дырочной и электронной сторон, соответственно, где $\langle\sigma_{xx}\rangle$ означает монотонную часть σ_{xx} и $\sigma_{xx}^0 \equiv \sigma_{xx}(B = 0)$. (b) Затворная зависимость емкости $C(V_g)$, измеренная при нулевом магнитном поле (черная линия) и при $B = 1$ Тл (красная линия). (d) Осцилляции Шубникова – де Гааза в $\Delta C = C - C(B = 0)$ для электронов. Кривые на панелях (a), (c) и (d) сдвинуты для удобства восприятия.

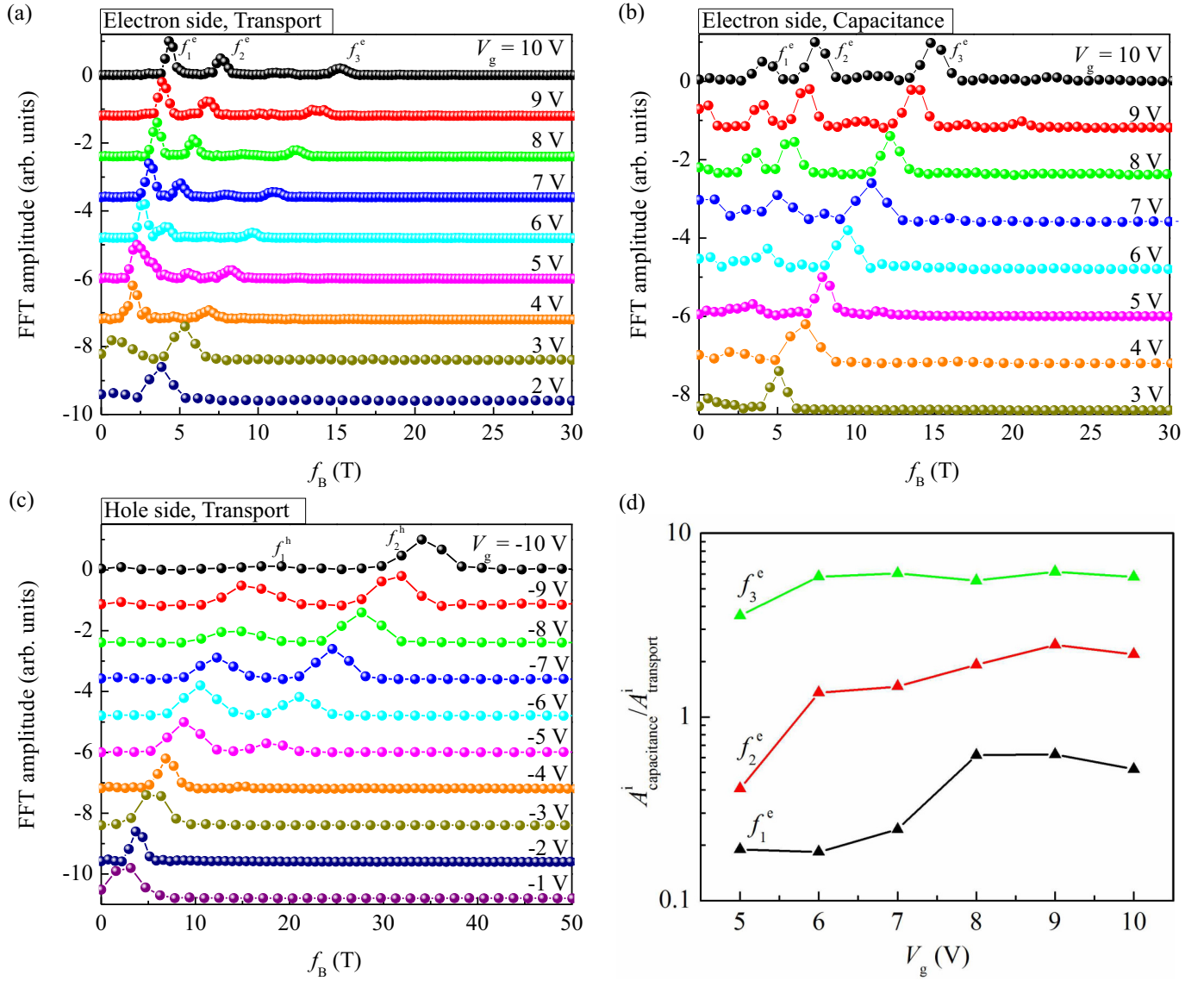


Рис. 5.5. Нормированные и сдвинутые по оси ординат Фурье-спектры осцилляций в транспорте ((a), (c)) и емкости (b). Параметры пиков (положение $f_i^{e,h}$ и амплитуда A^i) определялись подгонкой функцией Гаусса. В валентной зоне в зависимости от величины V_g наблюдается один или два пика $f_{i=1,2}^h$, соответствующих носителям заряда с и без спинового вырождения. На электронной стороне напряжений на затворе в Фурье-спектрах проводимости и емкости можно выделить до трех независимых частот $f_{i=1,2,3}^e$. (d) Затворная зависимость амплитуды пиков Фурье-спектров емкости $A_{\text{capacitance}}^{i=1,2,3}$, нормированных на соответствующие амплитуды пиков Фурье-спектров проводимости $A_{\text{transport}}^{i=1,2,3}$.

что при всех напряжениях на затворе выполняется соотношение $2f_1^h = f_2^h$, что позволяет связать эти частоты с вырожденными и невырожденными по спину уровнями Ландау. Однако значения полученной из таких частот концентрации соответствуют не дыркам, а разностной концентрации $(p - n)$ [19, 123]. Затворная зависимость $(p - n)_{\text{sdH}}(V_g) = 2e/h f_1^h$ показана на рис. 5.6 (а) пустыми синими треугольниками. Полученный результат находится в полном согласии с подгонкой классического магнетотранспорта моделью Друде: действительно, зависимость $(p - n)_{\text{sdH}}(V_g)$ повторяет кривую $p_{\text{Drude}}(V_g)$ со сдвигом примерно $n_{\text{Drude}}(V_g)$, то есть $p_{\text{Drude}}(V_g) - n_{\text{Drude}}(V_g) = (p - n)_{\text{sdH}}(V_g)$.

При положительных напряжениях на затворе осцилляции Шубникова — де Гааза демонстрируют более сложную структуру как в транспортном сигнале, (рис. 5.5 (а)), так и в емкостном (рис. 5.5 (b)). Вследствие высокой подвижности электронного газа, осцилляции начинаются при магнитных полях порядка 0.25 Тл, в то время как при полях более 1 Тл начинается переход к квантовому эффекту Холла. Для кривых, полученных при $V_g \geq 5 \text{ V}$ их Фурье-спектр демонстрирует три основных пика (рис. 5.5 (а), (b)), которые характеризуются независимыми частотами f_1^e , f_2^e и f_3^e . Дополнительно к ним на спектрах наблюдаются производные пики значительно меньшей амплитуды с частотами $f_i^e \pm f_j^e$. Сравнение Фурье-спектров проводимости и емкости обнаруживает, что амплитуда пиков значительно отличается для двух методик: пик с частотой f_3^e оказывается значительно усилен в емкостном сигнале (по сравнению с его амплитудой на соответствующем транспортном спектре, см. рис. 5.5 (d), зеленые символы), что означает, что эта частота соответствует осцилляциям плотности состояний дираковских электронов на верхней поверхности, которые имеют концентрацию $n_{\text{top}} = e/h f_3^e$. Напротив, пик с частотой f_1^e значительно подавлен в емкостном спектре (рис. 5.5 (d), черные символы), что означает, что он соответствует дираковским электронам с нижней поверхности, в этом случае их концентрация равна $n_{\text{bot}} = e/h f_1^e$. Оставшийся пик с частотой f_2^e логично ассоциировать с объемными электронами. Так как объемные носители вырождены по спину, то их концентрация равняется $n_{\text{bulk}} = 2e/h f_2^e$.

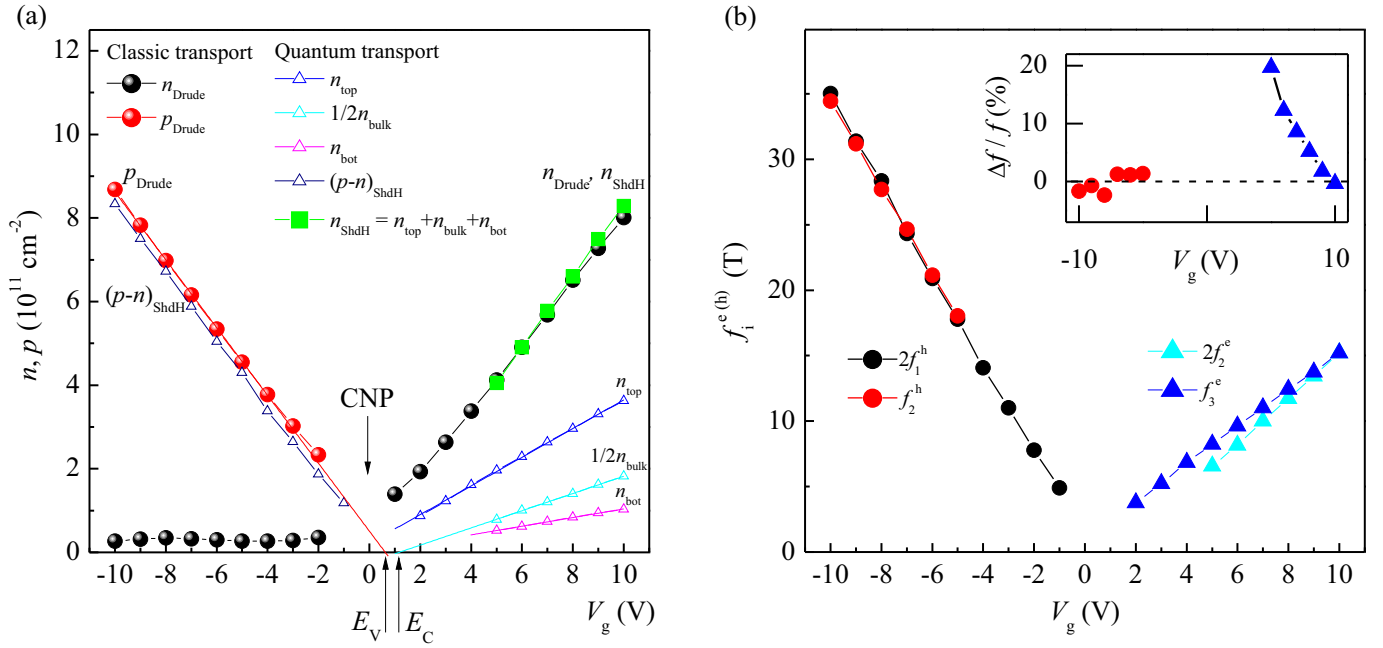


Рис. 5.6. (а) Зависимости концентрации от напряжения на затворе, которые были получены при анализе классического транспорта и осцилляций Шубникова – де Гааза для пленки HgTe толщиной 200 нм. Представленные выше на рис. 5.1 (b) затворные зависимости n_{Drude} и p_{Drude} имеют то же визуальное оформление в виде черных и красных сфер, соответственно. Из осцилляций ШДГ получены: разностная концентрация $(p-n)_{\text{ShdH}}$ для дырочной стороны и парциальные концентрации n_{top} , n_{bulk} и n_{bot} для электронной стороны. В соответствии с экспериментальным Фурье-спектром показана зависимость $0.5n_{\text{bulk}}$. Зелеными квадратами представлена полная электронная концентрация $n_{\text{ShdH}} = n_{\text{top}} + n_{\text{bulk}} + n_{\text{bot}}$. (b) Затворная зависимость положений пиков $f_{i=1,2}^h$ и $f_{i=2,3}^e$. На дырочной стороне удвоенная $f_1^h(V_g)$ (черные круги) совпадает с $f_2^h(V_g)$ (красные круги), что соответствует вырожденным и невырожденным по спину уровням Ландау одной группы носителей. На электронной стороне наклоны зависимостей $2f_2^e(V_g)$ (бирюзовые треугольники) и $f_3^e(V_g)$ (синие треугольники) не совпадают, что свидетельствует о том, что эти частоты соответствуют разным группам электронов. *Вставка* – затворные зависимости $(f_2^h - 2f_1^h)/f_2^h$ (красные круги) и $(f_3^e - 2f_2^e)/f_3^e$ (синие треугольники), которые подчеркивает отличия между соответствующими частотами.

При $V_g < 5\text{ В}$ пики с частотами f_1^e и f_2^e становятся едва заметными, в то время как пик f_3^e остается видимым.

Независимое подтверждение предложенному порядку идентификации носителей можно получить сравнением суммарных концентраций, полученных из анализа классического транспорта и осцилляций Шубликова де – Гааза. Это проявляется в хорошем согласии величин n_{Drude} и $(n_{\text{top}} + n_{\text{bot}} + n_{\text{bulk}})$ (рис. 5.6 (а)). Также были проверены другие комбинации коэффициентов спинового вырождения для всех групп носителей при требовании $n_{\text{Drude}} = e/h \sum g_i f_i^e$, где $g_i = 1, 2$ есть возможные степени спинового вырождения. Но только предложенная идентификация пиков позволяет выполнить условие равенства.

Дополнительная проверка того, что $f_3^e \neq 2f_2^e$, была выполнена, чтобы удостовериться, что пики с частотами f_2^e и f_3^e относятся к разным группам носителей. Действительно, на рис. 5.6 (b) видно, что зависимости $f_3^e(V_g)$ и $2f_2^e(V_g)$ имеют разный наклон с пересечением вблизи $V_g = 10\text{ В}$, таким образом, эти частоты не могут соответствовать одной группе электронов.

Таким образом, совместный анализ транспортных и емкостных измерений позволил разделить и идентифицировать три группы электронов. Дополнительная информация о параметрах зонной структуры может быть получена линейной экстраполяцией зависимости $n_{\text{bulk}}(V_g)$ (рис. 5.6 (а)). Пересечение такой экстраполяции с горизонтальной линией нулевой концентрации происходит при $V_g = 1.2\text{ В}$. Это означает, что при этом напряжении на затворе уровень Ферми касается дна зоны проводимости E_C . Аналогичным образом полученное значение потолка валентной зоны E_V соответствует определенному по классическому магнетотранспорту значению при $V_g = 0.8\text{ В}$. Отличие между E_C и E_V определяет величину объемной запрещенной зоны и составляет 0.4 В , что в пересчете на энергетический масштаб соответствует около $2 - 3\text{ мэВ}$. Эта величина сравнима с характерным масштабом беспорядка в толстых пленках HgTe, составляющего величину около 1 мэВ [19]. По этой причине, а также при сравнении величины щели с запрещенной зоной напряженной 80 нм пленки HgTe, которая равняется 15 мэВ [19–21], мож-

но сделать следующий вывод: частично релаксированная пленка HgTe толщиной 200 нм является трехмерным топологическим изолятором с близкой к нулю щелью, которая, тем не менее, обладает невырожденными по спину поверхностными состояниями.

5.3 Заключение по главе

В главе проведен совместный анализ транспортного и емкостного отклика частично релаксированной пленки HgTe толщиной 200 нм. Измерение классического магнетотранспорта и его подгонка моделью Друде позволили показать наличие в системе амбиполярного электронно-дырочного транспорта с высокой электронной подвижностью до $3 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Детальный анализ осцилляций Шубникова — де Гааза в проводимости и емкости позволил разделить три группы электронов, идентифицировав их как невырожденные по спину электроны, локализованные на верхней и нижней поверхностях и вырожденные объемные электроны. Получено, что величина не прямой объемной запрещенной зоны составляет около 3 мэВ, что экспериментально неотлично от нуля. Таким образом продемонстрировано, что существенное уменьшение величины запрещенной зоны не влияет на основное свойство дираковских состояний трехмерного топологического изолятора, а именно, на их невырожденность по спину.

Заключение

Основные результаты и выводы

В результате проведенных измерений и анализа магнетотранспорта и квантовой емкости дираковских фермионов в квантовых ямах и пленках HgTe и $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \ll 1$) различной толщины были получены следующие результаты и выводы.

1. На основе проведенных магнетотранспортных и емкостных измерений квантовой ямы $\text{Hg}_{0.98}\text{Cd}_{0.02}\text{Te}$ толщиной 7.4 нм установлено, что замена части атомов ртути на атомы кадмия в квантовой яме HgTe приводит к увеличению критической толщины, при которой происходит переход от обычного к инвертированному спектру и реализуется бесщелевая система двумерных однодолинных дираковских фермионов.
2. Установлено, что плотность состояний дираковских электронов линейно зависит от энергии при $E_F > 30$ (20) мэВ с соответствующей скоростью $v_{\text{DF}} = 8.0$ (6.2) $\times 10^5$ м/с для квантовых ям HgTe и $\text{Hg}_{0.98}\text{Cd}_{0.02}\text{Te}$, соответственно. Получено, что в точке Дирака обоих типов систем плотность состояний достигает своего минимума, составляющего 2×10^9 $\text{см}^{-2}/\text{мэВ}$, что соответствует минимальной концентрации дираковских фермионов 5×10^{10} см^{-2} .
3. Обнаружено аномальное магнетосопротивление трехмерного топологического изолятора на основе напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм. Установлено, что оно вызвано эффектом слабой антилокализации, что приводит к положительной поправке к проводимости при всех положениях уровня Ферми: в

валентной зоне, объемной щели энергетического спектра и зоне проводимости.

4. Совместный анализ классического и квантового магнетотранспорта и квантовой емкости пленки HgTe толщиной 200 нм, превышающей толщину псевдоморфного роста HgTe на подложке CdTe, позволил установить, что система обладает запрещенной зоной величиной около 3 мэВ (что сравнимо с характерным масштабом беспорядка в толстых пленках HgTe) и невырожденными по спину поверхностными состояниями, характерными для трехмерных топологических изоляторов.

Публикации автора по теме диссертации

1. Д.А. Козлов, З.Д. Квон, **М.Л. Савченко**, D. Weiss, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, Трехмерный топологический изолятор на основе напряженной пленки HgTe, *Физика Низких Температур* **41**, 109 (2015).
2. **М.Л. Савченко**, Д.А. Козлов, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, Слабая антилокализация в трехмерном топологическом изоляторе на основе высокоподвижной пленки HgTe, *Письма в ЖЭТФ* **104**, 311 (2016).
3. Д.А. Козлов, **М.Л. Савченко**, J. Ziegler, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, D. Weiss, Емкостная спектроскопия системы бесцелевых дираковских фермионов в HgTe квантовой яме, *Письма в ЖЭТФ* **104**, 865 (2016).
4. D.A. Kozlov, D. Bauer, J. Ziegler, R. Fischer, **M.L. Savchenko**, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, D. Weiss, Probing quantum capacitance in a 3D topological insulator, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 166802 (2016).
5. Д.А. Козлов, D. Bauer, J. Ziegler, R. Fischer, **М.Л. Савченко**, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, D. Weiss, Квантовая емкость трехмерного топологического изолятора на основе HgTe, *Физика Низких Температур* **43**, 537 (2017).
6. **M.L. Savchenko**, D.A. Kozlov, N.N. Vasilev, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, A.V. Kolesnikov, Topological surface states in thick partially relaxed HgTe films, *Phys. Rev. B* **99**, 195423 (2019).

Благодарности

В заключении я выражаю благодарность Дмитрию Козлову за великолепное руководство, обучение методам проведения низкотемпературных измерений, советы и помощь в решении множества проблем и содействие в развитии у меня самостоятельности. Также я благодарю своих коллег в лаборатории Физики низкоразмерных электронных систем и ее руководителя Дмитрия Харитоновича Квона за прекрасную атмосферу свободы в коллективе, поддержку во всех начинаниях и многочисленные рассказы о науке и жизни.

Ни один из представленных в диссертации результатов не был бы получен без высококачественных образцов, рост которых осуществляется под руководством Н.Н. Михайлова и С.А Дворецкого, М.М. Качанова выполняла фотолитографию и травление, Ф.Н. Дульцев наносил диэлектрик, А.С. Медведев проводил металлизацию. Я признателен всем причастным к изготовлению образцов людям.

Стилистика текста диссертации была в значительной степени улучшена благодаря вниманию Василия Валентиновича Белькова, за что ему отдельное спасибо.

Я благодарю научных руководителей своей бакалаврской работы Андрея Журавлева и Виталия Львовича Альперовича, преподавателей кафедры Физики полупроводников и Новосибирского государственного университета и других причастных к моему научному становлению сотрудников Института физики полупроводников и других исследовательских центров.

Я выражаю благодарность своим родителям, родственникам и друзьям. Наконец, я благодарю всех, кто читал этот текст.

Список сокращений и обозначений

| | |
|----------------|--|
| ARPES | Фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением (<i>angle-resolved photoemission spectroscopy</i>) |
| CNP | Точка зарядовой нейтральности (<i>charge neutrality point</i>) |
| DP | Дираковская точка (<i>Dirac point</i>) |
| ШдГ | Шубников – де Гааз |
| СО | Спин-орбитальный |
| m_0 | Масса электрона в вакууме |
| \hbar | Приведенная постоянная Планка |
| e | Заряд электрона |
| m^* | Эффективная масса |
| λ | Длина волны де Бройля |
| d | Толщина квантовой ямы |
| E_F | Уровень Ферми |
| V_g | Напряжение на затворе |
| n | Концентрация носителей |
| μ | Подвижность |
| τ | Транспортное время релаксации |
| τ_φ | Время сбоя фазы |
| D | Плотность состояний или коэффициент диффузии в зависимости от контекста |
| l | Длина релаксации импульса |
| l_φ | Длина сбоя фазы, равная $\sqrt{D\tau_\varphi}$ |
| B_{tr} | Транспортное магнитное поле, равное $\hbar/(4eD\tau)$ |

Литература

- [1] *Bernevig, B. A.* Quantum spin hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells / B. A. Bernevig, T. L. Hughes, S. Zhang // *Science* (80-). — 2006. — Vol. 314. — P. 1757.
- [2] Single valley Dirac fermions in zero-gap HgTe quantum wells / B. Buttner, C. X. Liu, Grigory Tkachov et al. // *Nat. Phys.* — 2011. — Vol. 7. — P. 418.
- [3] Cyclotron Resonance of Dirac Fermions in HgTe Quantum Wells / Z. D. Kvon, S. N. Danilov, D. A. Kozlov et al. // *JETP Lett.* — 2011. — Vol. 94, no. 11. — Pp. 816–819.
- [4] Giant photocurrents in a Dirac fermion system at cyclotron resonance / P. Olbrich, C. Zoth, P. Vierling et al. // *Phys. Rev. B.* — 2013. — Vol. 87, no. 23. — P. 235439.
- [5] Quantum oscillations of photocurrents in HgTe quantum wells with Dirac and parabolic dispersions / C. Zoth, P. Olbrich, P. Vierling et al. // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Vol. 90. — P. 205415.
- [6] Cyclotron resonance of single-valley Dirac fermions in nearly gapless HgTe quantum wells / J. Ludwig, Yu B. Vasilyev, N. N. Mikhailov et al. // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Vol. 89, no. 24. — P. 241406.
- [7] Weak localization of Dirac fermions in HgTe quantum wells / D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky // *JETP Lett.* — 2012. — Vol. 96, no. 11. — P. 815.

- [8] Quantum Spin Hall Insulator State in HgTe Quantum Wells / Markus König, S. Wiedmann, Christoph Brune et al. // *Science* (80-.). — 2007. — Vol. 318. — P. 766.
- [9] Nonlocal Transport in the Quantum Spin Hall State / A. Roth, C. Brune, H. Buhmann et al. // *Science* (80-.). — 2009. — Vol. 325, no. 5938. — Pp. 294–297.
- [10] Temperature dependence of the resistance of a two-dimensional topological insulator in a HgTe quantum well / G. M. Gusev, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky et al. // *Phys. Rev. B*. — 2014. — Vol. 89. — P. 125305.
- [11] Two-dimensional electron-hole system in a HgTe-based quantum well / Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, D. A. Kozlov et al. // *JETP Lett.* — 2008. — Vol. 87, no. 9. — Pp. 502–505.
- [12] Cyclotron resonance photoconductivity of a two-dimensional electron gas in HgTe quantum wells / Ze-Don Kvon, Sergey N. Danilov, Nikolay N. Mikhailov et al. // *Phys. E*. — 2008. — Vol. 40. — P. 1885.
- [13] Двумерные электронные системы в квантовых ямах на основе HgTe / Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, N. N. Mikhailov, D. A. Kozlov // *Low Temp. Phys.* — 2009. — Vol. 35, no. 1. — P. 10.
- [14] Scattering processes in a two-dimensional semimetal / E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, M. V. Entin et al. // *JETP Lett.* — 2009. — Vol. 89, no. 6. — Pp. 290–293.
- [15] Surface states in a HgTe quantum well and scattering by surface roughness / A. A. Dobretsova, L. S. Braginskii, M. V. Entin et al. // *JETP Lett.* — 2015. — Vol. 101. — P. 330.
- [16] Терагерцовая циклотронная фотопроводимость в сильно разбалансированной двумерной электронно-дырочной системе /

- M. L. Savchenko, Z. D. Kvon, S. Candussio et al. // *JETP Lett.* — 2018. — Vol. 108, no. 4. — P. 247.
- [17] Andreev reflection at the edge of a two-dimensional semimetal / A. Kononov, S. V. Egorov, Z. D. Kvon et al. // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Vol. 93, no. 4. — P. 041303.
- [18] Quantum Hall Effect from the Topological Surface States of Strained Bulk HgTe / Christoph Brune, C. X. Liu, E. G. Novik et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 106. — P. 126803.
- [19] Transport properties of a 3D topological insulator based on a strained high-mobility HgTe film / D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 112. — P. 196801.
- [20] Cyclotron Resonance Assisted Photocurrents in Surface States of a 3D Topological Insulator Based on a Strained High Mobility HgTe Film / K. M. Dantscher, D. A. Kozlov, P. Olbrich et al. // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Vol. 92. — P. 165314.
- [21] Probing quantum capacitance in a 3D topological insulator / D. A. Kozlov, D. Bauer, J. Ziegler et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Vol. 116. — P. 166802.
- [22] Observation of the universal magnetoelectric effect in a 3D topological insulator / V. Dziom, A. Shuvaev, A. Pimenov et al. // *Nat. Commun.* — 2017. — Vol. 8, no. May. — P. 15197.
- [23] Ballistic geometric resistance resonances in a single surface of a topological insulator / Hubert Maier, Johannes Ziegler, Ralf Fischer et al. // *Nat. Commun.* — 2017. — Vol. 8. — P. 2023.
- [24] Probing spin helical surface states in topological HgTe nanowires / Johannes Ziegler, Raphael Kozlovsky, Cosimo Gorini et al. // *Phys. Rev. B.* — 2018. — Vol. 97, no. 3. — P. 035157.

- [25] *Berchenko, N.N.* Mercury telluride—a zero-gap semiconductor / N.N. Berchenko, M.V. Pashkovskii // *Physics-Uspokhi*. — 1976. — Vol. 119, no. 6. — P. 223.
- [26] *Dyakonov, M. I.* Поверхностные состояния в бесщелевом полупроводнике / M. I. Dyakonov, Alexander V. Khaetskii // *JETP Lett.* — 1981. — Vol. 33. — P. 115.
- [27] *Dyakonov, M. I.* Размерное квантование дырок в полупроводнике со сложной валентной зоной и носителей в бесщелевом полупроводнике / M. I. Dyakonov, A. V. Khaetsky // *JETP*. — 1982. — Vol. 82, no. 5. — Pp. 1584–1590.
- [28] *Volkov, B. A.* Безмассовые двумерные электроны в инверсионном контакте / B. A. Volkov, O. A. Pankratov // *JETP Lett.* — 1985. — Vol. 42. — P. 145.
- [29] Туннельная спектроскопия двумерных состояний в бесщелевом p-HgCdTe / G. M. Minkov, O. E. Rut, V. A. Larionova, A. V. Germanenko // *JETP*. — 1994. — Vol. 105. — P. 719.
- [30] *Ando, Yoichi.* Topological insulator materials / Yoichi Ando // *J. Phys. Soc. Japan*. — 2013. — Vol. 82. — P. 102001.
- [31] Hole transport and valence-band dispersion law in a HgTe quantum well with a normal energy spectrum / G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut et al. // *Phys. Rev. B*. — 2014. — Vol. 89, no. 16. — P. 165311.
- [32] Spin-orbit splitting of valence and conduction bands in HgTe quantum wells near the Dirac point / G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut et al. // *Phys. Rev. B*. — 2016. — Vol. 93. — P. 155304.
- [33] *Raichev, O. E.* Effective Hamiltonian, energy spectrum, and phase transition induced by in-plane magnetic field in symmetric HgTe quantum wells / O. E. Raichev // *Phys. Rev. B*. — 2012. — Vol. 85, no. 4. — P. 045310.

- [34] Backscattering of Dirac fermions in HgTe quantum wells with a finite gap / G. Tkachov, C. Thienel, V. Pinneker et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 106. — P. 076802.
- [35] Quantum Hall Effect in a System of Gapless Dirac Fermions in HgTe Quantum Wells / D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky // *JETP Lett.* — 2014. — Vol. 100. — P. 724.
- [36] Universal Faraday Rotation in HgTe Wells with Critical Thickness / A. Shuvaev, V. Dziom, Z. D. Kvon et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Vol. 117, no. 11. — P. 117401.
- [37] Split Dirac cones in HgTe/CdTe quantum wells due to symmetry-enforced level anticrossing at interfaces / S. A. Tarasenko, M. V. Durnev, M. O. Nestoklon et al. // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Vol. 91, no. 8. — P. 081302.
- [38] Density of States and Zero Landau Level Probed through Capacitance of Graphene / L. A. Ponomarenko, R. Yang, R. V. Gorbachev et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 105. — P. 136801.
- [39] Mobility of Dirac electrons in HgTe quantum wells / A. A. Dobretsova, Ze D. Kvon, L. S. Braginskii et al. // *JETP Lett.* — 2016. — Vol. 104. — P. 388.
- [40] Magneto-transport in inverted HgTe quantum wells / Ivan Yahniuk, Sergey S. Krishtopenko, Grzegorz Grabecki et al. // *npj Quantum Mater.* — 2019. — Vol. 4, no. 1. — P. 13.
- [41] Anisotropic conductivity and weak localization in HgTe quantum wells with a normal energy spectrum / G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut et al. // *Phys. Rev. B.* — 2013. — Vol. 88, no. 4. — P. 045323.

- [42] *Chaplik, A. V.* Energy spectrum and electron mobility in a thin film with non-ideal boundary / A. V. Chaplik, M. V. Entin // *Sov. Phys. JETP*. — 1969. — Vol. 28, no. 3. — P. 514.
- [43] *Zholudev, M. S.* Терагерцовая спектроскопия квантовых ям $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{CdyHg}_{1-y}\text{Te}$ / M. S. Zholudev // *Ph.D thesis*. — 2013.
- [44] Observation of three-dimensional massless Kane fermions in a zinc-blende crystal / M. Orlita, D. M. Basko, M. S. Zholudev et al. // *Nat. Phys.* — 2014. — Vol. 10, no. 3. — P. 233.
- [45] Temperature-driven massless Kane fermions in HgCdTe crystals / F. Teppe, M. Marcinkiewicz, S. S. Krishtopenko et al. // *Nat. Commun.* — 2016. — Vol. 7, no. 1. — P. 12576.
- [46] Terahertz quantum Hall effect of Dirac fermions in a topological insulator / A. M. Shuvaev, G. V. Astakhov, G. Tkachov et al. // *Phys. Rev. B*. — 2013. — Vol. 87. — P. 121104.
- [47] *Moore, J. E.* Topological invariants of time-reversal-invariant band structures / J. E. Moore, L. Balents // *Phys. Rev. B*. — 2007. — Vol. 75. — P. 121306(R).
- [48] Tunable spin helical Dirac quasiparticles on the surface of three-dimensional HgTe / Chang Liu, Guang Bian, Tay-Rong Chang et al. // *Phys. Rev. B*. — 2015. — Vol. 92, no. 11. — P. 115436.
- [49] *Safaei, S.* Topological crystalline insulator $(\text{Pb},\text{Sn})\text{Te}$: Surface states and their spin polarization / S. Safaei, P. Kacman, R. Buczko // *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* — 2013.
- [50] Evidence for massive bulk dirac fermions in $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ from nernst and thermopower experiments / Tian Liang, Quinn Gibson, Jun Xiong et al. // *Nat. Commun.* — 2013.

- [51] *Fu, Liang*. Topological insulators with inversion symmetry / Liang Fu, C. L. Kane // *Phys. Rev. B*. — 2007. — Vol. 76. — P. 045302.
- [52] Spin-orbit gap of graphene: First-principles calculations / Yugui Yao, Fei Ye, Xiao Liang Qi et al. // *Phys. Rev. B*. — 2007. — Vol. 75. — P. 41401 (R).
- [53] *Roy, Rahul*. Topological phases and the quantum spin Hall effect in three dimensions / Rahul Roy // *Phys. Rev. B*. — 2009. — Vol. 79, no. 19. — P. 195322.
- [54] A topological Dirac insulator in a quantum spin Hall phase / D. Hsieh, D. Qian, L. Wray et al. // *Nature*. — 2008. — Vol. 452, no. 7190. — Pp. 970–974.
- [55] Experimental Realization of a Three-Dimensional Topological Insulator, Bi₂Te₃ / Y. L. Chen, J. G. Analytis, J.-H. Chu et al. // *Science (80-.)*. — 2009. — Vol. 325, no. 5937. — Pp. 178–181.
- [56] *Hasan, M. Z.* Colloquium: Topological insulators / M. Z. Hasan, C. L. Kane // *Rev. Mod. Phys.* — 2010. — Vol. 82. — P. 3045.
- [57] *Sato, Masatoshi*. Topological superconductors : a review / Masatoshi Sato, Yoichi Ando // *Reports Prog. Phys.* — 2017. — Vol. 80. — P. 076501.
- [58] Inducing a Magnetic Monopole with Topological Surface States / Xiao-liang Qi, Rundong Li, Jiadong Zang, Shou-cheng Zhang // *Science (80-.)*. — 2009. — Vol. 323, no. 5918. — Pp. 1184–1187.
- [59] Quantum and classical magnetoresistance in ambipolar topological insulator transistors with gate-tunable bulk and surface conduction. / Jifa Tian, Cuizu Chang, Helin Cao et al. // *Sci. Rep.* — 2014. — Vol. 4. — P. 4859.
- [60] Weak Antilocalization Effect and Noncentrosymmetric Superconductivity in a Topologically Nontrivial Semimetal LuPdBi. / Guizhou Xu, Wenhong Wang, Xiaoming Zhang et al. // *Sci. Rep.* — 2014. — Vol. 4. — P. 5709.

- [61] Quantum Hall effect on top and bottom surface states of topological insulator (BiSb)₂Te₃ films / R. Yoshimi, A. Tsukazaki, Y. Kozuka et al. // *Nat. Commun.* — 2015. — Vol. 6, no. 1. — P. 6627.
- [62] Interaction between counter-propagating quantum Hall edge channels in the 3D topological insulator BiSbTeSe₂ / Chuan Li, Bob de Ronde, Artem Nikitin et al. // *Phys. Rev. B.* — 2017. — Vol. 96, no. 19. — P. 195427.
- [63] Gate-Voltage Control of Chemical Potential and Weak Antilocalization in Bi₂Se₃ / J. Chen, H. J. Qin, F. Yang et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 105, no. 17. — P. 176602.
- [64] Surface conduction of topological Dirac electrons in bulk insulating Bi₂Se₃ / Dohun Kim, Sungjae Cho, Nicholas P. Butch et al. // *Nat. Phys.* — 2012. — Vol. 8. — P. 459.
- [65] Weak Anti-localization and Quantum Oscillations of Surface States in Topological Insulator Bi₂Se₂Te / Lihong Bao, Liang He, Nicholas Meyer et al. // *Sci. Rep.* — 2012. — Vol. 2. — P. 726.
- [66] Low-temperature surface conduction in the Kondo insulator SmB₆ / Steven Wolgast, Çağlıyan Kurdak, Kai Sun et al. // *Phys. Rev. B.* — 2013. — Vol. 88, no. 18. — P. 180405.
- [67] *Бонч-Бруевич, В. Л. Физика полупроводников / В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников // М.: Мир. — 1977. — P. 678.*
- [68] *Schubnikow, L. A new phenomenon in the change of resistance in a magnetic field of single crystals of Bismuth. — 1930.*
- [69] *Lifshitz, E.M. Theory of the Shubnikov-de Haas effect / E.M. Lifshitz, A.M. Kosevich // J. Phys. Chem. Solids. — 1958. — Vol. 4. — P. 1.*
- [70] *Ihn, Thomas. Semiconductor Nanostructures: Quantum States and Electronic Transport / Thomas Ihn. — 2010.*

- [71] *Андо, Т.* Электронные свойства двумерных систем / Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн // *М.: Мир.* — 1985.
- [72] *Davies, J. H.* The physics of low-dimensional semiconductors / J. H. Davies // *Cambridge Univ. Press.* — 1988.
- [73] *Ландау, Л. Д.* Квантовая Механика: Нерелятивистская теория / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц // *М.: Физматлит.* — 2001.
- [74] *Hikami, Shinobu.* Spin-orbit interaction and magnetoresistance in the two dimensional random system / Shinobu Hikami, Anatoly I. Larkin, Yosuke Nagaoka // *Prog. Theor. Phys.* — 1980. — Vol. 63. — P. 707.
- [75] Magnetoresistance and Hall effect in a disordered two-dimensional electron gas / B. L. Altshuler, D. Khmel'nitzkii, A. I. Larkin, P. A. Lee // *Phys. Rev. B.* — 1980. — Vol. 22, no. 11. — Pp. 5142–5153.
- [76] *Altshuler, B. L.* Effects of electron-electron collisions with small energy transfers on quantum localisation / B. L. Altshuler, A. G. Aronov, D. E. Khmel'nitsky // *J. Phys. C.* — 1982. — Vol. 15. — P. 7367.
- [77] *Wittmann, Hans-Peter.* Anomalous magnetoconductance beyond the diffusion limit / Hans-Peter Wittmann, Albert Schmid // *J. Low Temp. Phys.* — 1987. — Vol. 69, no. 1-2. — Pp. 131–149.
- [78] *Гантмахер, В. Ф.* Электроны в неупорядоченных средах / В. Ф. Гантмахер // *М.: ФИЗМАТЛИТ.* — 2013. — P. 288.
- [79] *Gornyi, I. V.* Квантовые поправки к проводимости в системах с сильным спин-орбитальным расщеплением спектра / I. V. Gornyi, A. P. Dmitriev, V. Yu. Kachorovskii // *JETP Lett.* — 1998. — Vol. 68, no. 4. — Pp. 314–319.
- [80] *Germanenko, A. V.* Квантовые поправки к проводимости разупорядоченных двумерных систем / A. V. Germanenko // *Ph.D thesis.* — 2005.

- [81] *Minkov, G. M.* Magnetoresistance and dephasing in a two-dimensional electron gas at intermediate conductances / G. M. Minkov, A. V. Germanenko, I. V. Gornyi // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 70, no. 24. — P. 245423.
- [82] *Bergmann, Gerd.* Weak localization in thin films / Gerd Bergmann // *Phys. Rep.* — 1984. — Vol. 107, no. 1. — Pp. 1–58.
- [83] *Zduniak, A.* Universal behavior of magnetoconductance due to weak localization in two dimensions / A. Zduniak, M. I. Dyakonov, W. Knap // *Phys. Rev. B.* — 1997. — Vol. 56. — P. 1996.
- [84] *Golub, L. E.* Weak antilocalization in high-mobility two-dimensional systems / L. E. Golub // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 71, no. 23. — P. 235310.
- [85] *Glazov, M. M.* Недиффузионная слабая локализация в двумерных системах со спин-орбитальным расщеплением спектра / М. М. Glazov, L. E. Golub // *Физика и техника полупроводников.* — 2006. — Vol. 40, no. 10. — Pp. 1241–1249.
- [86] *Nestoklon, M. O.* Weak localization of two-dimensional Dirac fermions beyond the diffusion regime / M. O. Nestoklon, N. S. Averkiev, S. A. Tarasenko // *Solid State Commun.* — 2011. — Vol. 151, no. 21. — Pp. 1550–1553.
- [87] *Porubaev, F. V.* Weak localization of holes in high-mobility heterostructures / F. V. Porubaev, L. E. Golub // *Phys. Rev. B.* — 2013. — Vol. 87, no. 4. — P. 045306.
- [88] *Porubaev, F. V.* Weak localization in low-symmetry quantum wells / F. V. Porubaev, L. E. Golub // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Vol. 90, no. 8. — P. 085314.
- [89] *Gornyi, I. V.* Interference-induced magnetoresistance in HgTe quantum wells / I. V. Gornyi, V. Yu. Kachorovskii, P. M. Ostrovsky // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Vol. 90. — P. 085401.

- [90] *Glazov, M. M.* Spin-orbit interaction and weak localization in heterostructures / M. M. Glazov, L. E. Golub // *Semicond. Sci. Technol.* — 2009. — Vol. 24, no. 6. — P. 064007.
- [91] *Nestoklon, M. O.* Nondiffusion theory of weak localization magnetoresistance in graphene / M. O. Nestoklon, N. S. Averkiev // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Vol. 90, no. 15. — P. 155412.
- [92] Thickness-dependent bulk properties and weak antilocalization effect in topological insulator Bi₂Se₃ / Yong Seung Kim, Matthew Brahlek, Namrata Bansal et al. // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 84. — P. 073109.
- [93] Electrically tunable surface-to-bulk coherent coupling in topological insulator thin films / H. Steinberg, J. Lalo, V. Fatemi, J. S. Moodera // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 84. — P. 233101.
- [94] Tunable surface conductivity in Bi₂Se₃ revealed in diffusive electron transport / J. Chen, X. Y. He, K. H. Wu et al. // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 83, no. 24. — P. 241304.
- [95] Coherent topological transport on the surface of Bi₂Se₃ / Dohun Kim, Paul Syers, Nicholas P. Butch et al. // *Nat. Commun.* — 2013. — Vol. 4. — P. 2040.
- [96] Competing weak localization and weak antilocalization in ultrathin topological insulators / Murong Lang, Liang He, Xufeng Kou et al. // *Nano Lett.* — 2013. — Vol. 13. — Pp. 48–53.
- [97] In situ Magnetotransport Measurements in Ultrathin Bi Films: Evidence for Surface-Bulk Coherent Transport / Masaki Aitani, Toru Hirahara, Satoru Ichnokura et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 113. — P. 206802.
- [98] *Garate, Ion.* Weak localization and antilocalization in topological insulator thin films with coherent bulk-surface coupling / Ion Garate, Leonid Glazman // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Vol. 86, no. 3. — P. 035422.

- [99] *Tkachov, Grigory*. Weak antilocalization in HgTe quantum wells and topological surface states: Massive versus massless Dirac fermions / Grigory Tkachov, E. M. Hankiewicz // *Phys. Rev. B*. — 2011. — Vol. 84, no. 3. — P. 035444.
- [100] Слабая антилокализация в квантовых ямах на основе HgTe вблизи топологического перехода / Е. В. Olshanetsky, Z. D. Kvon, G. M. Gusev et al. // *JETP Lett.* — 2010. — Vol. 91, no. 7. — P. 375.
- [101] Weak antilocalization in HgTe quantum wells with inverted energy spectra / G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut et al. // *Phys. Rev. B*. — 2012. — Vol. 85. — P. 235312.
- [102] Weak antilocalization of holes in HgTe quantum wells with a normal energy spectrum / G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut et al. // *Phys. Rev. B*. — 2015. — Vol. 91. — P. 205302.
- [103] *Fan, Yabin*. Spintronics Based on Topological Insulators / Yabin Fan, Kang L. Wang // *SPIN*. — 2016. — Vol. 06. — P. 1640001.
- [104] Electrical detection of charge-current-induced spin polarization due to spin-momentum locking in Bi₂Se₃ / C. H. Li, O. M. J. van 't Erve, J T Robinson et al. // *Nat. Nanotechnol.* — 2014. — Vol. 9. — P. 218.
- [105] Growth of Hg_{1-x}Cd_xTe nanostructures by molecular beam epitaxy with ellipsometric control / N.N. Mikhailov, R.N. Smirnov, S.A. Dvoretzky et al. // *Int. J. Nanotechnol.* — 2006. — Vol. 3, no. 1. — P. 120.
- [106] Growth of HgTe Quantum Wells for IR to THz Detectors / S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Yu. Sidorov et al. // *J. Electron. Mater.* — 2010. — Vol. 39, no. 7. — Pp. 918–923.
- [107] *Лаунасмаа, О. В.* Принципы и методы получения температур ниже 1 К / О. В. Лаунасмаа // *М.: Мир*. — 1977.

- [108] Quantum Hall effect in HgTe quantum wells at nitrogen temperatures / D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2014. — Vol. 105. — P. 132102.
- [109] Robust helical edge transport at $\nu=0$ quantum Hall state / G. M. Gusev, D. A. Kozlov, A. D. Levin et al. // *Phys. Rev. B.* — 2017. — Vol. 96. — P. 045304.
- [110] Valence band energy spectrum of HgTe quantum wells with an inverted band structure / G. M. Minkov, V. Ya Aleshkin, O. E. Rut et al. // *Phys. Rev. B.* — 2017. — Vol. 96, no. 3. — P. 035310.
- [111] Capacitance Spectroscopy of a System of Gapless Dirac Fermions in a HgTe Quantum Well / D. A. Kozlov, M. L. Savchenko, J. Ziegler et al. // *JETP Lett.* — 2016. — Vol. 104. — P. 865.
- [112] Слабополевое магнитосопротивление двумерных электронов фотопроводимости / D. D. Выканов, А. М. Крешчук, S. V. Novikov et al. // *Физика и техника полупроводников.* — 1998. — Vol. 32. — P. 1100.
- [113] Anomalous spin-orbit effect in a strained InGaAs/InP quantum well structure / S. A. Studenikin, P. T. Coleridge, P. Poole, A. Sachrajda // *JETP Lett.* — 2003. — Vol. 77, no. 6. — Pp. 363–367.
- [114] Experimental study of weak antilocalization effects in a high-mobility InGaAs/InP quantum well / S. A. Studenikin, P. T. Coleridge, N. Ahmed et al. // *Phys. Rev. B.* — 2003. — Vol. 68, no. 3. — P. 035317.
- [115] Topological surface states in thick partially relaxed HgTe films / M. L. Savchenko, D. A. Kozlov, N. N. Vasilev et al. // *Phys. Rev. B.* — 2019. — Vol. 99, no. 19. — P. 195423.

- [116] Terahertz magneto-optical spectroscopy in HgTe thin films / A. M. Shuvaev, G. V. Astakhov, C. Brüne et al. // *Semicond. Sci. Technol.* — 2012. — Vol. 27, no. 12.
- [117] Room temperature electrically tunable terahertz Faraday effect / A. Shuvaev, A. Pimenov, G. V. Astakhov et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Vol. 102. — P. 241902.
- [118] 4π -periodic Josephson supercurrent in HgTe-based topological Josephson junctions / Jonas Wiedenmann, Erwann Bocquillon, Russell S. Deacon et al. // *Nat. Commun.* — 2016. — Vol. 7. — P. 10303.
- [119] Transport spectroscopy of induced superconductivity in the three-dimensional topological insulator HgTe / Jonas Wiedenmann, Eva Liebhaber, Johannes Kübert et al. // *Phys. Rev. B.* — 2017. — Vol. 96, no. 16. — P. 165302.
- [120] Two-band electron transport in a double quantum well / R. Fletcher, M. Tsaousidou, T. Smith et al. // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 71. — P. 155310.
- [121] Observation of Volkov-Pankratov states in topological HgTe heterojunctions using high-frequency compressibility / A. Inhofer, S. Tchoumakov, B. A. Assaf et al. // *Phys. Rev. B.* — 2017. — Vol. 96. — P. 195104.
- [122] Unconventional Hall effect near charge neutrality point in a two-dimensional electron-hole system / O. E. Raichev, G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky et al. // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Vol. 86, no. 15. — P. 155320.
- [123] *Mendez, E. E.* Quantum Hall Effect in a Two-Dimensional Electron-Hole Gas / E. E. Mendez, L. Esaki, L. L. Chang // *Phys. Rev. Lett.* — 1985. — Vol. 55. — P. 2216.