

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

Мехия Альберто Бандурин

**Магнитотранспортные явления в дираковском полуметалле
(Cd_{1-x}Mn_x)₃As₂ и модельных магнитных системах с сильным
беспорядком**

Специальность 1.3.8 –
Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Овешников Леонид Николаевич

Москва – 2024

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Транспортные и магнитные свойства тривиальных и топологических систем ...	13
1.1. Электронный транспорт в твердых телах	13
1.1.1. Основы зонной теории	13
1.1.2. Классическая и квантовая модели электронного транспорта	14
1.1.3. Транспорт носителей заряда в магнитном поле	16
1.2. Влияние беспорядка на электронный транспорт.....	20
1.2.1. Эффекты квантовой интерференции	20
1.2.2. Зарядовый транспорт в системах с сильным беспорядком	24
1.3. Взаимодействие магнитной и проводящей подсистем	27
1.3.1. Классификация магнитных систем	27
1.3.2. Сигнатурные эффекты в зарядовом транспорте магнитных систем	28
1.3.3. Системы на основе MnSb и FeNi.....	30
1.4. Топологически нетривиальные системы.....	35
1.4.1. Топологически нетривиальные состояния	35
1.4.2. Детектирование топологических фаз.....	39
1.4.3. Структура и свойства арсенида кадмия.....	41
1.4.4. Топологические переходы в системах на основе арсенида кадмия.....	43
Глава 2. Образцы и методики измерений	47
2.1. Образцы	47
2.1.1. Объемные поликристаллы $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$	47
2.1.2. Тонкие пленки $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$	51
2.1.3. Композитные кристаллы InSb-MnSb эвтектического состава	53
2.1.4. Многослойные структуры $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$	56
2.2. Методика измерений	62
2.3. Ошибки измерений.....	65
Глава 3. Электронный фазовый переход в тонких плёнках $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$	67
3.1. Анализ результатов DFT-расчёта электронной зонной структуры $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$	67
3.2. Транспортные свойства тонких пленок $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$	75

3.3. Низкотемпературный магнетотранспорт в тонких пленках $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$	77
3.4. Основные результаты и выводы главы 3	81
Глава 4. Линейное магнетосопротивление в поликристаллах $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$.....	82
4.1. Оценка микроструктурных параметров исследуемых кристаллов	82
4.2. Транспортные свойства поликристаллов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$	84
4.3. Оценка производных транспортных параметров	88
4.4. Магнетосопротивление поликристаллов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$	94
4.5. Основные результаты и выводы главы 4	99
Глава 5. Магнитотранспорт в композитах InSb-MnSb эвтектического состава после барических воздействий.....	101
5.1. Влияние гидростатического давления на свойства композитов InSb-MnSb	101
5.2. Особенности зарядового транспорта в композитах InSb-MnSb после барических воздействий	104
5.3. Магнитотранспорт в композитах InSb-MnSb после барических воздействий.....	107
5.4. Основные результаты и выводы главы 5	111
Глава 6. Особенности зарядового транспорта в многослойных структурах $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$.....	112
6.1. Проводимость многослойных структур $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$	112
6.2. Анализ графика Мооя для многослойных структур $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$	117
6.3. Магнитотранспорт в структурах $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$ вблизи порога перколяции магнитных слоёв.....	121
6.4. Основные результаты и выводы главы 6	130
Заключение.....	132
Благодарности.....	134
Литература	135

Введение

Актуальность темы и степень её разработанности

В последние два десятилетия в физике материалов активно развивалась новая классификация систем на основе топологических фаз, базирующаяся на формализме, развитом при изучении квантового эффекта Холла [1]. Специфическая зонная структура топологических систем с нетривиальными электронными состояниями, которые являются топологически защищёнными и устойчивыми к ряду внешних факторов, делает их перспективными материалами для энергоэффективных электронных устройств [2]. В зависимости от типа таких нетривиальных состояний можно выделить два основных класса топологических материалов – топологические изоляторы и топологические полуметаллы. Так, в топологических изоляторах нетривиальные состояния возникают на границе системы с тривиальным материалом или, например, с вакуумом. В случае топологических полуметаллов нетривиальные состояния содержатся непосредственно в объёмном спектре системы. В базовом описании дираковский (вейлевский) полуметалл — это трехмерная система, в которой присутствуют особые точки касания валентной зоны и зоны проводимости в зоне Бриллюэна. Эти точки называются дираковскими (вейлевскими) узлами. Электронные состояния вблизи этих узлов описываются релятивистскими уравнениями и характеризуются линейной дисперсией по всем трём направлениям импульсного пространства, а также жесткой связью направлений квазиимпульса и спина (которые оказываются ортогональны друг другу), что называется спиновой киральностью. В дальнейшем под топологическими или нетривиальными состояниями будут иметься в виду именно такие киральные состояния с линейным спектром и, соответственно, носители заряда в таких состояниях.

Дираковский полуметалл (ДПМ) характеризуется наличием двух основополагающих симметрий - к пространственной инверсии и к обращению по времени, в результате чего спектр ДПМ оказывается вырожденным по киральности [3]. Нарушение одной из этих симметрий приводит к снятию кирального вырождения и переходу в состояние вейлевского полуметалла (ВПМ), содержащим четное количество вейлевских узлов. Экспериментальная реализация и исследование подобных фазовых переходов между различными топологическими фазами, а также переход в тривиальное состояние (классический полупроводник), представляет собой *актуальную* задачу, в особенности, учитывая малое количество подобных работ. Один из способов реализации топологических переходов заключается во введении в ДПМ магнитной примеси, так как наличие магнитной фазы влечет нарушение симметрии к обращению по времени. Кроме того, ряд эффектов, имеющих прикладное значение (например, квантовый аномальный эффект Холла), предполагает наличие магнитной фазы в системе [4]. В рамках

изучения систем с относительно малым содержанием примеси (недостаточным для разрушения топологической фазы) также можно исследовать взаимодействие нетривиальных носителей заряда с локализованными магнитными моментами. Данные обстоятельства определяют *актуальность исследований*, описанных в работе.

В настоящей работе, в качестве топологического материала использовался Cd_3As_2 , относящийся к классу ДПП. Наличие дираковских конусов в зонной структуре этого соединения было неоднократно подтверждено экспериментально с помощью спектроскопических исследований [5,6]. В рамках магнитотранспортных исследований Cd_3As_2 наблюдался целый ряд необычных явлений, включая киральную аномалию, гигантское линейное магнетосопротивление, а также недавно обнаруженную нетривиальную сверхпроводимость [7,8]. К ключевым преимуществам Cd_3As_2 , в сравнении с другими ДПП, можно отнести простую зонную структуру (всего 2 дираковских узла), высокую стабильность на воздухе и высокие значения подвижности электронов даже при высокой температуре [9].

Очевидным шагом в исследовании взаимодействия топологических носителей с магнитной компонентой является сравнение полученных результатов с типичным поведением магнито-допированных систем. При этом важно дифференцировать роли различных факторов. Так, наиболее универсальным параметром, характеризующим любую систему, является уровень беспорядка (скалярного или магнитного). Тем не менее, его роль в поведении магнитных систем изучена весьма обрывочно, что актуализирует исследования модельных тривиальных систем для сравнения с результатами для ДПП с магнитной компонентой. При этом, в качестве модельной может рассматриваться система, исследование которой оказывается интересным не только для упомянутого сравнения, но и для решения более общих фундаментальных и прикладных задач, что также обуславливает *актуальность подобных исследований*. В частности, исследование влияния сильного скалярного беспорядка на взаимодействие носителей заряда с распределенными магнитными моментами оказывается важным для оценки функциональной устойчивости подобных материалов. С другой стороны, изучение влияния магнитного беспорядка на транспорт заряда в тонких металлических слоях составляет важную фундаментальную задачу.

В рамках сравнения результатов для системы $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$, полученных в рамках настоящей работы, с типичным поведением магнито-допированных систем, явным образом выделяется отсутствие аномального эффекта Холла (АЭХ), несмотря на сравнительно большое содержание магнитных атомов в системе. При этом исследованные образцы характеризовались довольно высоким уровнем скалярного беспорядка, а также возможным наличием дополнительного магнитного беспорядка, связанного с тенденцией к кластеризации атомов марганца. Для того чтобы оценить могут ли данные факторы обуславливать отсутствие АЭХ, или

же это является особенностью системы $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$, проводились дополнительные исследования модельных систем InSb-MnSb и $(\text{Ta-FeNi})_N$. Учитывая отсутствие систематических исследований данных систем, заметная часть работы посвящена описанию их свойств и обоснованию выбора их в качестве модельных в рамках поставленной задачи. Так, в работе показывается, что барические воздействия (приложение и снятие гидростатического давления) в композитах InSb-MnSb приводят к настолько существенному росту скалярного беспорядка, что меняется режим проводимости. В свою очередь, для многослойных структур $(\text{Ta-FeNi})_N$ с исходно высоким уровнем скалярного беспорядка в слоях Ta показывается существенная роль магнитного беспорядка (связанного с nanoостровами FeNi) на проводимость этих слоёв. В результате исследований показывается, что высокий уровень скалярного и/или магнитного беспорядка не должен приводить к подавлению вклада АЭХ, а значит его отсутствие в $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ является свойством самого материала, а не особенностью рассмотренных образцов.

Цель работы и научные задачи

Целью настоящей работы являлся анализ магнитотранспортных свойств систем на базе ДПМ (в нашем случае, это соединение $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$) в рамках изучения топологических фазовых переходов, индуцируемых магнитной компонентой. Для корректного анализа полученных результатов также исследовались модельные тривиальные системы с целью выявления эффектов магнитного и скалярного беспорядка на их магнитотранспортный отклик.

В конкретные задачи диссертационной работы входило:

- 1) Исследование магнитотранспортных свойств тонких плёнок $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ с различным содержанием магнитной компоненты. Оценка транспортных параметров и релевантных вкладов в магнетосопротивление исследуемых систем.
- 2) Исследование магнитотранспортных свойств объемных поликристаллов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$. Построение композиционных зависимостей транспортных параметров для данных систем. Выявление сигнатурных эффектов фазы ДПМ.
- 3) Выявление сигнатур фазового перехода в пленках и кристаллах $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$. Сопоставление полученных данных с результатами теоретических расчетов зонной структуры и магнитных взаимодействий в рассматриваемых системах.
- 4) Исследование магнетотранспорта в композитных кристаллах InSb-MnSb эвтектического состава и высоким уровнем беспорядка в матрице, вызванным необратимым структурным переходом под давлением. Анализ полученных температурных и магнитополевых зависимостей сопротивления.
- 5) Исследование зарядового транспорта в многослойных структурах $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$ при вариации толщины слоёв. Изучение влияния магнитной подсистемы различной

конфигурации (варьирующейся от ансамбля плоских нановключений до сплошного слоя) на транспорт носителей заряда в слоях Ta, имеющих высокую степень беспорядка. Оценка влияния магнитного беспорядка на магнитотранспортные свойства данных структур.

- б) Сопоставление наблюдаемых особенностей системы $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ с типичным поведением тривиальных материалов с магнитной компонентой, исходя из литературных данных и результатов исследования модельных систем.

Научная новизна

В рамках настоящей работы впервые проведен комплексный анализ топологических переходов в системе $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$. Так, показано, что рост содержания магнитной компоненты приводит к смене доминантного вклада эффектов квантовой интерференции в тонких пленках – наблюдается переход от режима слабой антилокализации к режиму слабой локализации. Данное изменение связывается с переходом в тривиальную фазу, на что указывают и результаты теоретических расчетов зонной структуры $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$, предсказывающие открытие малой энергетической щели в дираковской точке в рассматриваемом диапазоне составов..

С другой стороны, в объемных поликристаллах того же состава обнаружено линейное магнетосопротивление высокой амплитуды, что рассматривается как указание на сохранение фазы ДПМ. Отсутствие сигнатур перехода в тривиальную фазу в данном случае связывается с высокими значениями плотности носителей заряда в системе.

Впервые рассмотрены свойства композитных кристаллов InSb-MnSb эвтектического состава после барических воздействий (то есть, приложения и снятия гидростатического давления). Показано, что необратимое структурное превращение в матрице InSb сопровождается резким ростом уровня беспорядка, приводящим к переходу металл-изолятор. Характерные эффекты в магнитотранспорте связываются с доминантным вкладом матрицы, содержащей растворенные атомы марганца.

Обнаружено выраженное влияние магнитного беспорядка, связанного с наноостровами FeNi, на зарядовый транспорт в сильно разупорядоченных слоях тантала. Рассмотрено влияние морфологии слоя FeNi на зарядовый транспорт и магнитотранспортный отклик многослойных структур $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$.

Из сравнения с результатами исследования модельных систем следует, что отсутствие характерных для магнитных систем магнитотранспортных эффектов в системе $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ не может быть связано с высоким уровнем скалярного беспорядка или возникновением магнитного беспорядка в системе, что указывает на специфический характер взаимодействия топологических носителей с локализованными магнитными моментами.

Практическая и научная значимость работы

Исследование фазовых переходов в электронной структуре топологических материалов, вызванных изменением их состава, необходимо для формирования согласованной картины свойств таких систем и определения пределов возможности вариации их параметров при изготовлении. Введение магнитной компоненты также может привести к возникновению новых свойств таких материалов, которые могут быть использованы для реализации новых типов функциональных устройств. Кроме того, выявление предельного содержания магнитной компоненты, соответствующего переходу системы в тривиальную фазу, очерчивает область применения таких материалов в спинтронных устройствах. Разделение ролей магнитного и скалярного беспорядков в формировании свойств многокомпонентных систем способствует лучшему пониманию физики эффектов сильной и слабой локализации, представляющих значительный фундаментальный интерес.

Основные положения, выносимые на защиту

1. В тонких пленках $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ при увеличении содержания Mn выше $x_c \sim 0.03$ происходит переход из состояния дираковского полуметалла в тривиальную фазу.
2. В кристаллах $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ вклад линейного магнетосопротивления высокой амплитуды сохраняется в широком диапазоне составов ($x \leq 0.08$), что указывает на отсутствие перехода в тривиальное состояние, и связано с существенно более высокими значениями энергии Ферми носителей заряда, по сравнению с плёнками тех же составов.
3. Доминирующую роль в проводимости эвтектических композитов InSb-MnSb после барических воздействий играет матрица InSb. Наблюдаемые магнетотранспортные эффекты связаны с наличием растворённых атомов марганца в матрице, формирующих состояние спинового стекла при $T \sim 14$ К.
4. Проводимость многослойных структур $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$ в существенной мере определяется магнитным беспорядком, связанным с наноостровами FeNi и зависящим от параметров слоёв. Существует линейная корреляция удельного сопротивления (меняющегося в пределах 129-499 мкОм·см) и температурного коэффициента сопротивления для слоёв Ta.
5. Отсутствие аномального эффекта Холла в поликристаллах и пленках $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ связано с особенностями взаимодействия топологических носителей заряда с магнитными атомами, а не с высоким уровнем беспорядка.

Достоверность научных положений, результатов и выводов

Достоверность научных результатов обусловлена применением современных и общепризнанных взаимодополняющих экспериментальных методик исследования и

подтверждается воспроизводимостью полученных результатов. Обработка экспериментальных данных проведена в соответствии с современными теоретическими представлениями. Полученные в работе результаты и выводы не противоречат ранее известным литературным данным и неоднократно апробированы на международных и российских конференциях.

Личный вклад соискателя

Магнитотранспортные измерения рассматриваемых систем, результаты которых представлены в настоящей работе, проводились соискателем лично (кроме измерений на установке PPMS-9). Сбор и анализ литературных данных, а также обработка экспериментальных данных, проводились соискателем самостоятельно. Анализ полученных результатов и идентификация релевантных вкладов в проводимость, магнетосопротивление и эффект Холла исследуемых материалов проводился соискателем лично и в составе рабочей группы. Дополнительный анализ рентгенодифракционных данных, представленный в разделе 4.1, проводился соискателем лично. В тексте диссертации в явном виде указан вклад технологов и теоретиков, а также специалистов, проводивших исследования с помощью дополнительных методик, результаты которых упоминаются в диссертации.

Объём и структура работы

Диссертация состоит из введения, шести глав, выводов, заключения и списка литературы. Текст работы представлен на 148 страницах, включая 59 рисунков и 8 таблиц. Список литературы содержит 186 наименований.

Апробация работы

Основные результаты данной работы были представлены на следующих конференциях и научных школах:

1. 10-я Международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ электроники «Мокеровские чтения», 15-16 мая 2019 года, Москва.
2. XXI Всероссийская молодёжная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, 25-29 ноября 2019 года, Санкт-Петербург.
3. XIV Российская конференция по физике полупроводников, 9-13 сентября 2019 года, Новосибирск.
4. XXIII Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников, 17-22 февраля 2020 года, Екатеринбург.

5. XXIV Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах», 1-8 июля 2021 года, Москва.
6. XXIV Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников, 14-19 февраля 2022 года, Екатеринбург.
7. XV Российская конференция по физике полупроводников, 3-7 октября 2022 года, Нижний Новгород.

Публикации по теме диссертации

Материалы диссертации опубликованы в 14 печатных работах, в том числе 5 статьях [A1-A5] в рецензируемых научных журналах, индексируемых в международных базах данных WoS и Scopus, и 9 тезисах докладов на конференциях [A6-A14]. В публикациях [A1-A5] автору принадлежат все представленные результаты магнитотранспортных исследований, кроме части исследований в работе [A4], выполненных под давлением.

Статьи в рецензируемых журналах, индексируемых в международных базах данных WoS и Scopus

- A1. А.Б. Мехия, А.А. Казаков, Л.Н. Овешников, А.Б. Давыдов, А.И. Риль, С.Ф. Маренкин, Б.А. Аронзон. Квантовые поправки и магнитотранспорт в пленках 3D дираковского полуметалла $Cd_{3-x}Mn_xAs_2$ // Физика и техника полупроводников. – 2019. – Т. 53. – С. 1479-1484.
- A2. N.N. Kovaleva, F.V. Kusmartsev, A.B. Mekhiya, I.N. Trunkin, D. Chvostova, A.B. Davydov, L.N. Oveshnikov, O. Pacherova, I.A. Sherstnev, A. Kusmartseva, K.I. Kugel, A. Dejneka, F.A. Pudonin, Y. Luo, B.A. Aronzon. Control of Mooij correlations at the nanoscale in the disordered metallic Ta-nanoisland FeNi multilayers // Scientific Reports. – 2020. – Vol. 10. – P. 21172.
- A3. E.T. Kulatov, Yu.A. Uspenskii, L.N. Oveshnikov, A.B. Mekhiya, A.B. Davydov, A.I. Ril', S.F. Marenkin, B.A. Aronzon. Electronic, magnetic and magnetotransport properties of Mn-doped Dirac semimetal Cd_3As_2 // Acta Materialia. – 2021. – Vol. 219. – P. 117249.
- A4. A.V. Kochura, R.G. Dzhamamedov, A.B. Mekhiya, L.N. Oveshnikov, T.R. Arslanov, V.V. Rodionov, M. Alam, A.P. Kuzmenko, A.B. Davydov, B.A. Aronzon. The effect of high pressure on the electrical and transport properties of the InSb-MnSb magnetic eutectic composition // AIP Advances. – 2022. – Vol. 12. – P. 035330.
- A5. L.N. Oveshnikov, A.I. Ril', A.B. Mekhiya, A.B. Davydov, S.F. Marenkin, B.A. Aronzon. Low-field linear magnetoresistance and transport parameters of $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$ polycrystals // European Physical Journal Plus. – 2022. – Vol. 137. – P. 374.

Тезисы докладов в сборниках трудов конференций

- А6. А.Б. Мехия, А.А. Казаков, А.Б. Аронзон, Л.Н. Овешников, А.Б. Давыдов, А.И. Риль, С.Ф. Маренкин. Квантовые поправки и магнетотранспорт в 3D дираковском полуметалле $Cd_{3-x}Mn_xAs_2$ // 10-я Юбилейная Международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники (Москва, 15-16 мая, 2019 г.): сборник трудов. – С. 27.
- А7. А.Б. Мехия, Л.Н. Овешников, Б.А. Аронзон. Магнетотранспорт в дираковском полуметалле Cd_3As_2 , легированном магнитной примесью // 21 Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, 25-29 ноября, 2019 г.): тезисы докладов. – С. 4.
- А8. А.Б. Мехия, А.А. Казаков, Б.А. Аронзон, Л.Н. Овешников, А.Б. Давыдов, А.И. Риль, С.Ф. Маренкин. Квантовые поправки в 3D дираковском полуметалле $Cd_{3-x}Mn_xAs_2$ // XIV Российская конференция по физике полупроводников (Новосибирск, 9-13 сентября, 2019 г.): тезисы докладов, часть II. – С. 488.
- А9. А.Б. Мехия, Л.Н. Овешников, А.Б. Давыдов, А.И. Риль, С.Ф. Маренкин. Квантовые эффекты в магнетотранспорте систем различной размерности на базе Cd_3As_2 с магнитной примесью // XXIII Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (Екатеринбург, 17-22 февраля, 2020 г.): тезисы докладов. – С. 166-167.
- А10. А.Б. Мехия, Б.А. Аронзон, А.В. Кочура, С.Ф. Маренкин. Квантовые поправки в системе с протяжёнными монокристаллическими включениями $MnSb$ в матрице $InSb$ // XXIV Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (Москва, 1-8 июля, 2021 г.): сборник докладов, том 3. – С. 114-116.
- А11. Ф.С. Зуй, А.Б. Мехия, Л.Н. Овешников, А.И. Риль, В.С. Захвалинский, Б.А. Аронзон. Влияние композиции на магнетотранспортные свойства кристаллов Cd_3As_2 с добавлением Mn // XXIV Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (Москва, 1-8 июля, 2021 г.): сборник докладов, том 2. – С. 60-63.
- А12. Б.А. Аронзон, Ю.Г. Селиванов, Л.Н. Овешников, А.Б. Давыдов, А.Б. Мехия, А.И. Риль, С.Ф. Маренкин. Линейное магнетосопротивление в плёнках топологического изолятора Bi_2Se_3 и 3D дираковского полуметалла $Cd_{3-x}Mn_xAs_2$ // XXIV Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (Екатеринбург, 14-19 февраля, 2022 г.): тезисы докладов. – С. 189-190.
- А13. Л.Н. Овешников, Э.Т. Кулатов, Ю.А. Успенский, А.И. Риль, А.Б. Мехия, А.Б. Давыдов, С.Ф. Маренкин Б.А. Аронзон. Влияние атомов Mn на свойства дираковского полуметалла Cd_3As_2

// XXIV Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (Екатеринбург, 14-19 февраля, 2022 г.): тезисы докладов. – С. 229.

- A14. Л.Н. Овешников, А.Б. Давыдов, А.Б. Мехия, А.И. Риль, С.Ф. Маренкин, Б.А. Аронзон. Линейное магнетосопротивление в поликристаллах дираковского полуметалла $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ // XV Российская конференция по физике полупроводников (Нижний Новгород, 3-7 октября, 2022 г.): тезисы докладов. – С. 406.

Глава 1. Транспортные и магнитные свойства тривиальных и топологических систем

1.1. Электронный транспорт в твердых телах

1.1.1. Основы зонной теории

Основой квантовомеханического описания движения носителей заряда в кристаллах является зонная теория [10,11]. Данная теория фактически описывает изменения в свойствах носителей заряда в идеально упорядоченном ансамбле отдельных атомов при уменьшении расстояний между ними и возникновении межатомных связей. В рамках таких представлений можно объяснить различия в электрических и оптических свойствах металлов, полупроводников и изоляторов. Как известно из постулатов Бора, в изолированном атоме электроны заполняют строго дискретные энергетические уровни, которым в прямом пространстве соответствуют орбитали различных форм, описывающие область вероятностного нахождения заряда. В кристалле (упорядоченном ансамбле связанных атомов) из-за сближения волновые функции соседних атомов начинают перекрываться, что приводит к расщеплению исходных атомных уровней в количестве, пропорциональном числу атомов. Так как, количество атомов в макроскопическом кристалле велико, разность энергий электронов на соседних орбиталях оказывается крайне мала, что приводит к образованию дискретного набора квазинепрерывных областей энергии разрешённых электронных состояний – энергетических зон, разделённых энергетическими щелями (запрещёнными зонами). Заполнение зон разрешённых состояний электронами определяется уровнем (энергией) Ферми E_F . Так, при $T = 0$ К все разрешённые состояния ниже уровня Ферми оказываются заполненными, а все состояния выше уровня Ферми оказываются пустыми. Если уровень Ферми оказывается в запрещённой зоне, то ближайшая по энергии снизу зона (валентная зона E_V) оказывается заполнена, а ближайшая сверху (зона проводимости E_C) полностью пустой. Описанный случай соответствует спектру полупроводника, если ширина запрещённой зоны E_g оказывается достаточно большой (условно, больше 2.5 – 3 эВ), то такую систему обычно рассматривают как изолятор (диэлектрик). Если же уровень Ферми оказывается внутри зоны разрешённых состояний (зоны проводимости), то система считается металлической.

Особенностью кристаллов является наличие в них трансляционной симметрии. Вследствие этого волновая функция электрона в кристалле $\psi(\vec{r})$ в точках пространства с координатами \vec{r} и $\vec{r} + \vec{R}$ (\vec{R} – вектор кристаллической решётки) отличаются лишь фазовым множителем (теорема Блоха):

$$\psi_{\mathbf{k}}(\vec{r}) = u_{\mathbf{k}}(\vec{r}) \exp(i\vec{k}\vec{r}), \quad (1.1)$$

где \vec{k} – волновой вектор электрона, $u_{\mathbf{k}}(\vec{r}) = u_{\mathbf{k}}(\vec{r} + \vec{R})$ – функции Блоха. В общем случае закон дисперсии носителей заряда в объемном кристалле может быть представлен в виде:

$$E = \frac{p_x^2}{2m_x^*} + \frac{p_y^2}{2m_y^*} + \frac{p_z^2}{2m_z^*}, \quad (1.2)$$

где $p_i = \hbar k_i$ и m_i^* – компоненты импульса и тензора эффективных масс носителей заряда в направлении i , \hbar – приведённая постоянная Планка. Из выражения (1.2) видно, что в простейшем случае изотропной системы ($m_x^* = m_y^* = m_z^*$) изоэнергетическая поверхность будет иметь форму сферы. Для случая $E = E_F$, такая поверхность является поверхностью Ферми и ограничивает область заполненных состояний в импульсном (обратном) пространстве.

В случае, если один из линейных размеров системы уменьшить до величин, меньших длины волны де-Бройля $\lambda_D \approx 2\pi/k_F$ (характерный размер электронной волны), вдоль этого направления (например, оси Oz) происходит размерное квантование энергетического спектра носителей заряда, и спектр становится дискретным [12]. Система при этом из трехмерной становится двумерной и её закон дисперсии соответствующим образом меняется:

$$E = \frac{p_x^2}{2m_x^*} + \frac{p_y^2}{2m_y^*} + \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m_z^* d^2}, \quad (1.3)$$

где n – номер уровня размерного квантования, d – размер системы в направлении оси Oz . При этом исходно сферическая поверхность Ферми становится кругом. Очевидным следствием понижения размерности системы является отсутствие возможности свободного движения носителей заряда в направлении размерного квантования.

1.1.2. Классическая и квантовая модели электронного транспорта

Детали электронного транспорта в твердых телах определяют величину возникающего зарядового тока при приложении внешнего электрического поля к системе. Так, плотность электрического тока \vec{j} в проводящей среде связана с напряжённостью электрического поля \vec{E} через тензор удельной проводимости σ , или через тензор удельного сопротивления ρ :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (1.4)$$

$$\vec{E} = \rho \vec{j}. \quad (1.5)$$

В рамках классической теории проводимости (теории Друде) полагается, что внешние валентные электроны в металле образуют электронный газ, к которому можно применить кинетическую теорию газов, тогда как атомы с электронами внутренних оболочек играют роль положительных ионов (ионные остовы). Электроны в данной теории рассматриваются как твёрдые сферы, которые в отсутствии внешних электромагнитных полей, движутся с постоянной скоростью (определяемой тепловой энергией $k_B T$, k_B – постоянная Больцмана) по прямой линии до тех пор, пока не столкнутся с дефектом. Столкновение считается мгновенным событием. Приложенное электрическое поле ускоряет электрон до момента соударения с примесями, дефектами решетки или фононами. Применение уравнения Больцмана в приближении времени релаксации для электропроводимости приводит к следующему результату:

$$\sigma = \frac{Ne^2\tau}{m^*}, \quad (1.6)$$

где σ – удельная проводимость, N – концентрация (плотность) электронов в системе, e – элементарный заряд, m^* – эффективная масса электрона, τ – время релаксации импульса. Таким образом, в теории Друде зарядовый ток переносится всем объемом электронного газа, в котором электроны движутся с тепловыми скоростями и получают дополнительный импульс от ускорения в электрическом поле.

Качественно другую картину даёт квантовая теория электропроводности [11]. Так, поверхность Ферми металла (в простейшем случае сфера) во внешнем электрическом поле E смещается на величину $\Delta p = \pm eEt$ (знак определяется типом основных носителей – электроны или дырки), что приводит к разрушению центросимметричности распределения носителей заряда в импульсном пространстве и возникновению областей нескомпенсированных носителей. Поскольку величина Δp достаточно мала, объем таких областей невелик, однако носители в этих областях движутся с фермиевскими скоростями $v_F = p_F/m^*$ (на несколько порядков превосходящих тепловые) и переносят электрический ток в системе. Тем не менее, расчет объема таких областей и последующее вычисление коэффициента электропроводности приводит к такому же выражению, что и теория Друде (то есть, выражению (1.6)), несмотря на различия в исходных положениях двух теорий.

Для описания реальных систем обычно используют величину подвижности μ :

$$\mu = e\tau/m^*, \quad (1.7)$$

которая позволяет переписать выражение (1.6) в более компактной форме $\sigma = eN\mu$. Кроме того, существенным параметром при рассмотрении свойств различных материалов является величина

длины свободного пробега носителей l_e , в простейшем случае характеризующей среднее расстояние между двумя актами рассеяния и определяемой как

$$l_e = v_F \tau. \quad (1.8)$$

Стоит отметить, что длина свободного пробега также служит дополнительным критерием при определении размерности системы. Так, даже если толщина плёнки окажется меньше λ_D (определяемой плотностью носителей заряда) система может остаться трехмерной в случае низких значений подвижности и, как следствие, значений l_e .

1.1.3. Транспорт носителей заряда в магнитном поле

Помещение проводника с током в магнитное поле приводит к изменению его характеристик, зависящих от величины и ориентации поля, а также направления протекания тока и геометрии контактов. Анализ магнитотранспортных свойств позволяет не только оценить ряд важных параметров системы, но и детектировать её возможные особенности. При этом существует множество эффектов, проявляющихся в соответствующих исследованиях, как общих, так и весьма специфических для конкретного семейства материалов.

К наиболее распространённым относится эффект Холла [10]. Классический эффект Холла заключается в появлении поперечной разности потенциалов в проводнике, помещённом в магнитное поле, при протекании через него постоянного тока (Рис. 1.1). Впервые это явление было обнаружено Эдвином Холлом в 1879 году на золотой пластинке [13].

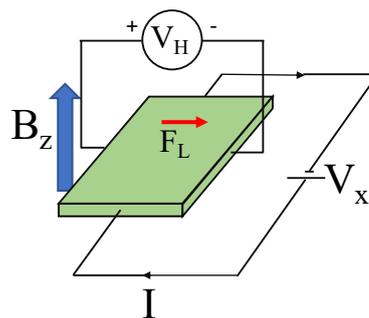


Рис. 1.1. Схематическая иллюстрация эффекта Холла. На носители заряда в магнитном поле действует сила Лоренца F_L , что приводит к возникновению разности потенциалов в направлении, перпендикулярном протекающему току.

Сам эффект связан с действием силы Лоренца F_L на заряженные квазичастицы в твердом теле, что приводит к возникновению дополнительной компоненты их скорости в направлении, перпендикулярном электрическому и магнитному полям. То есть в магнитном поле исходно

прямые траектории движения электронов искривляются, что приводит к движению по участкам циклоиды, которые разделены актами рассеяния. В случае конечных размеров образца, это приводит к накоплению носителей заряда разного знака на его краях, создающих поперечное электрическое поле, уравнивающее возникающий ток. При рассмотрении данного эффекта необходимо учитывать тензорную природу коэффициентов проводимости и сопротивления:

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix}, \quad \rho = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix}. \quad (1.9)$$

Для изотропной среды $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$, $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}$. При этом компоненты тензоров электропроводности и удельного сопротивления связаны соотношениями

$$\sigma_{xx} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}, \quad (1.10)$$

$$\sigma_{xy} = -\frac{\rho_{xy}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}. \quad (1.11)$$

Так, помещение системы в магнитное поле B (направленное вдоль оси Oz , как это показано на Рис. 1.1) приводит к изменению компонент тензора проводимости

$$\sigma_{xx} = \frac{eN\mu}{1 + \mu^2 B^2}, \quad (1.12)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{eN\mu \cdot \mu B}{1 + \mu^2 B^2}. \quad (1.13)$$

Выражение (1.13) описывает возникновение недиагональной (холловской) компоненты проводимости, которая исчезает в нулевом поле. Из условия уравнивающего действия холловской разности потенциалов (относительно действия силы Лоренца) получается выражение для недиагональной компоненты тензора сопротивлений (холловское сопротивление):

$$\rho_{xy} = \frac{B}{Ne} = R_H B, \quad (1.14)$$

где $R_H = 1/Ne$ – константа нормального эффекта Холла, которая, очевидно, определяет наклон линейной по полю зависимости $\rho_{xy}(B)$. Важно отметить, что из выражений (1.10-1.13), следует, что в рассматриваемой однозонной изотропной модели диагональная компонента тензора сопротивления ρ_{xx} не зависит от внешнего поля B , это возникает вследствие компенсации действия силы Лоренца электрическим полем, связанным с холловской разницей потенциалов. В реальных системах наблюдаются отклонения от данной простой модели, связанные с наличием размытия уровня Ферми (и как следствие наличия конечного распределения скоростей

фермиевских электронов), анизотропией поверхности Ферми или наличием второй группы носителей заряда. Это приводит к тому, что для части носителей эффект компенсации силы Лоренца оказывается неполным и наблюдается рост сопротивления при приложении магнитного поля (в данном случае $\propto B^2$), который обычно называют классическим магнетосопротивлением (МС) [10].

В принципе, движение электрона под действием силы Лоренца в системе без рассеивателей (дефектов) должно приводить к возникновению циклотронной орбиты, движение по которой характеризуется циклотронной частотой

$$\omega_c = eB/m^*. \quad (1.15)$$

Видно, что в реальных системах формирование такой орбиты ограничивается актами рассеяния, то есть величиной τ . Отсюда следует, что для конкретной системы можно ввести величину $\omega_c \tau = \mu_B$, которая качественно характеризует вид траекторий носителей заряда в скрещенных электрическом и магнитном полях. Так, при $\omega_c \tau \ll 1$ реализуется случай классически слабых магнитных полей (т.е. замкнутых орбит не возникает), для которого, в первую очередь, и справедливо рассмотрение, представленное выше.

При увеличении магнитного поля проявляется дополнительный эффект – квантование Ландау, связанное с возникновением замкнутых циклотронных орбит. Это приводит к замене квазинепрерывного спектра набором эквидистантных уровней энергии, называемых уровнями Ландау и определяемых выражением [11]

$$E_k = \hbar\omega_c(k + 1/2), \quad (1.16)$$

где $k = 0, 1, 2, \dots$ - номер уровня Ландау. В трехмерной системе это соответствует замене фермевской сферы набором полых цилиндров (цилиндров Ландау), ориентированных вдоль направления приложенного магнитного поля. При этом исходная плотность носителей заряда перераспределяется между цилиндрами с энергиями $E_k \leq E_F$. Из выражения (1.16) следует, что дальнейшее увеличение магнитного поля приводит движению уровней Ландау вверх по энергии, при этом при пересечении уровня Ферми уровнем Ландау возникает особенность в кинетических свойствах системы. В частности, это приводит к осцилляциям сопротивления системы, называемым эффектом Шубникова – де Гааза (ШдГ). Для экспериментального наблюдения данного эффекта необходимо выполнение ряда условий. Во-первых, требуется малость теплового размытия уровня Ферми, $E_F \gg k_B T$, и самих уровней Ландау, $\hbar\omega_c \gg k_B T$, чтобы соответствующие особенности разрешались при данной температуре (поэтому обычно данный эффект наблюдают только при низких температурах). Во-вторых, наличие рассеяния в системе

приводит к нетепловому размытию порядка \hbar/τ_q как уровня Ферми, так и уровней Ландау, поэтому требуется относительная малость такого размытия, т.е. $\omega_c\tau_q \gg 1$. Величина τ_q называется квантовым временем рассеяния (временем жизни) и отличается от величины τ (транспортного времени рассеяния) тем, что учитывает все акты рассеяния, тогда как τ характеризует только рассеяние на большие углы, влияющее на эффективный перенос заряда. Таким образом, осцилляции ШДГ обычно наблюдаются в сильных полях при низких температурах в достаточно чистых системах (высокие значения τ_q). Стоит также отметить, что температурная зависимость амплитуды осцилляций ШДГ определяется величиной эффективной массы носителей, что также ограничивает область наблюдения данного эффекта. В общем случае осцилляции ШДГ описываются эмпирическим выражением (формулой Лифшица-Косевича) [11]

$$\Delta\rho \propto \frac{X_{th}}{\sinh(X_{th})} \cdot \exp\left(-\frac{\pi m^*}{e\tau_q B}\right) \cdot \cos\left[2\pi\left(\frac{f_{SDH}}{B} + \varphi\right)\right], \quad (1.17)$$

где $X_{th} = 2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c$, f_{SDH} – частота осцилляций ШДГ (определяемая величиной E_F), φ – фаза осцилляций. Стоит отметить, что величина φ оказывается чувствительной к некоторым аспектам системы, в частности, к возникновению дополнительной фазы волновой функции электрона при его движении по циклотронной орбите, что будет важно при обсуждении топологических систем.

Приложение сильного магнитного поля к двумерной системе в направлении оси размерного квантования, также приводит к квантованию Ландау и формированию дискретного спектра [12], только в этом случае свободное движение носителей заряда оказывается невозможным по всем трем направлениям. Отличительной особенностью двумерных систем в сильном магнитном поле является ступенчатый вид зависимости холловского сопротивления от магнитного поля, что называется квантовым эффектом Холла (КЭХ). Положение ступенек (плато) определяется количеством заполненных уровней Ландау. Поскольку на плато уровень Ферми оказывается между двумя уровнями Ландау, спектр «объема» системы оказывается аналогичен спектру классического полупроводника, поэтому данное состояние часто называют холловским изолятором. Тем не менее, наличие краевых эффектов (в частности изгиба зон) приводит к тому, что на краях холловского изолятора возникают одномерные каналы с квантованной проводимостью и, фактически, запретом на рассеяние носителей заряда (бездиссипативные каналы) [14]. Формализм, разработанный для описания данного состояния [15], позднее лег в основу описания и классификации топологических систем.

1.2. Влияние беспорядка на электронный транспорт

Поскольку зонная теория разрабатывалась для идеальных кристаллов, все эффекты, связанные с отклонением от идеальной периодичности системы (т.е. при наличии беспорядка), рассматриваются, в большей степени, как малые поправки к идеальному поведению системы (кроме самого факта наличия рассеяния и финитности величины l_e). Тем не менее, усиление уровня беспорядка в системе может приводить к появлению новых эффектов, качественно влияющих как на поведение системы в магнитном поле, так и на режим переноса заряда в принципе.

1.2.1. Эффекты квантовой интерференции

При движении электрона в кристаллической решётке “нормального” металла процессы рассеяния происходят относительно редко, и длина свободного пробега может достигать несколько сотен постоянных решётки. Такой режим проводимости можно называть баллистическим. Напротив, в металлической или полупроводниковой системе с относительно сильным беспорядком (например, при большой концентрации примесей или дефектов в поликристаллах, аморфных полупроводниках и т.д.) имеется довольно большая плотность рассеивателей, что подразумевает переход к диффузионному режиму проводимости [16].

Рассеяние квазичастиц может происходить как упругим (с сохранением энергии), так и неупругим (с изменением энергии носителя) способом. Важным обстоятельством является то, что при упругом рассеянии фаза волновой функции не изменяется, а при неупругом рассеянии происходит сбой фазы волны (дефазировка). Вероятность такого процесса равна $1/\tau_\varphi$, где τ_φ – время между двумя неупругими соударениями (время дефазировки). При условии большого числа упругих соударений (т.е. выполнения условия $\tau_\varphi \gg \tau$) в диффузионном режиме возможны различные варианты траектории когерентного движения носителей заряда. Отдельного внимания заслуживают траектории с самопересечением (Рис. 1.2), когда электрон в результате нескольких актов рассеяния возвращается в первоначальную точку (локализационная петля). В силу квантовомеханической природы электронной волны для нахождения полной вероятности перемещения из одной точки в другую нужно просуммировать амплитуды всех путей, что в данном случае соответствует двум направлениям обхода петли. Если электронная волна обходит петлю за время, меньшее τ_φ , то в начальную точку приходят две когерентные волны с амплитудами A_1 и A_2 ($= A$), которые конструктивно интерферируют друг с другом, то есть

$$|A_1 + A_2|^2 = |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2|A_1 A_2| = 4A^2. \quad (1.18)$$

Т.е. учёт квантовой интерференции увеличивает вероятность того, что электрон останется в первоначальной точке, по сравнению с простым сложением амплитуд ($|A_1|^2 + |A_2|^2 = 2A^2$), что эквивалентно уменьшению проводимости системы. Данный эффект носит название слабой локализации (СЛ) и приводит к понижению проводимости системы при росте τ_φ . Функциональная форма вкладов эффектов квантовой интерференции зависит от эффективной размерности системы. Однако, в отличие от размерности спектра носителей заряда, эффективная размерность определяется сопоставлением линейных размеров системы L с величиной длины дефазировки $l_\varphi \approx v_F \sqrt{\tau_\varphi \tau} / 2$. Поэтому достаточно толстая пленка может оказаться эффективно двумерной ($L \leq l_\varphi$), хотя спектр носителей останется трехмерным ($L \gg \lambda_D, l_e$). Так, в эффективно трехмерной системе вклад СЛ при вариации температуры будет определяться соотношением $\Delta\sigma_{3D} \propto l_\varphi^{-1}$, а в двумерной системе - $\Delta\sigma_{2D} \propto \ln l_\varphi$, тогда как зависимость $l_\varphi(T)$ определяется доминантным механизмом неупругого рассеяния (сбоя фазы). Экспериментально этот эффект наблюдался для широкого круга материалов, так, например, логарифмический рост сопротивления при охлаждении ниже 10 К наблюдался для тонких плёнок Cu [17] и Au [18].

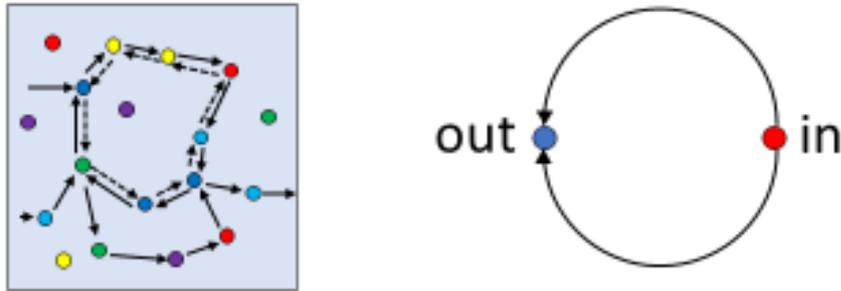


Рис. 1.2. Траектория с самопересечением с двумя направлениями обхода (слева) и соответствующее изменение импульса электрона в обратном пространстве (справа).

Рассмотрение эффекта СЛ проводилось безотносительно спиновых степеней свободы электронов. Учитывая, что спин электрона принимает фиксированные значения проекции $\pm 1/2$, если при обходе контура спин не переворачивается, то обе волны, приходя в начальную точку, также конструктивно интерферируют и выполняется условие (1.18). Обычно переворот спина происходит при взаимодействии с магнитными центрами, однако, переворот оказывается возможен и при обычном упругом рассеянии в системе с сильным спин-орбитальным взаимодействием (СОВ). Явление СОВ в простейшем случае представляется как результат взаимодействия электрона с магнитным полем, создаваемым при его движении. В общем случае сила СОВ определяется суммарным числом зарядов в ионах, а значит атомным номером элементов, входящих в состав системы, тем не менее существуют и дополнительные факторы, усиливающие СОВ. Переворот спина происходит за время $\tau_{SO} \gg \tau$. Если τ_{SO} оказывается меньше

τ_φ , то при обходе локализационной петли спин переворачивается и в начальной точке условия интерференции (1.18) нарушаются, и интерференция оказывается деструктивной. Это приводит к увеличению проводимости системы, что носит название эффекта слабой антилокализации (САЛ). Функциональная форма вклада САЛ аналогична случаю СЛ, однако различие заключается в том, что обычно τ_{SO} практически не зависит от температуры, поэтому вклад САЛ может проявиться при понижении температуры, когда начнет выполняться условие $\tau \ll \tau_{SO} \ll \tau_\varphi$.

На амплитуду квантовых поправок к проводимости (эффектов квантовой интерференции) кроме температуры влияет также магнитное поле, что приводит к характерным вкладам в МС системы (Рис. 1.3). Так, при обходе замкнутого контура в магнитном поле, волновая функция электрона приобретает дополнительный фазовый множитель, связанный с эффектом Ааронова-Бома [16]:

$$\Psi \rightarrow \Psi \exp\left(i \frac{e}{\hbar c} \int \vec{A} d\vec{l}\right) = \Psi \exp\left(\pm \frac{i\pi BS}{\Phi_0}\right), \quad (1.19)$$

где \vec{A} – вектор-потенциал магнитного поля, $\Phi_0 = \pi\hbar/e$ – квант магнитного потока, S – площадь проекции контура на плоскость, перпендикулярную магнитному полю. Знак в показателе экспоненты определяется направлением обхода контура. Тогда в начальную точку две волны придут с разностью фаз:

$$\phi = 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} = 2\pi \frac{BS}{\Phi_0}. \quad (1.20)$$

Наличие $\phi \neq 0$ приводит к нарушению исходных интерференционных условий и подавлению соответствующего вклада эффектов квантовой интерференции, то есть возникновению МС обратного знака относительно знака $\Delta\sigma$ (т.е. для СЛ – должно наблюдаться отрицательное МС, для САЛ – положительное).

По сути, развертка магнитного поля аналогична постепенному разрушению интерференции в контурах с размерами, сопоставимыми с магнитной длиной $l_B = \sqrt{\hbar/4eB}$. Так при $l_B > l_\varphi$ эффект магнитного поля близок к нулю, а при больших полях ($l_B < l_\varphi$) вклад СЛ начинает уменьшаться и при достижении $l_B = l_e$ соответствующий вклад оказывается практически полностью подавлен. Очевидно, что в случае $\tau \ll \tau_{SO} \ll \tau_\varphi$ при развертке поля будет сначала подавляться вклад САЛ, а потом СЛ. Так в случае тонких плёнок Mg при низких температурах отчетливо наблюдается разрушение СЛ магнитным полем (Рис. 1.3), однако, при напылении тонкого слоя золота меняется СОВ в системе и τ_{SO} уменьшается, что приводит к проявлению вклада САЛ в слабых полях [17]. Также на величину τ_{SO} влияет величина k_F [19], то есть

плотность носителей заряда. Поскольку вклад САЛ обычно проявляется только при выполнении условия $\tau \ll \tau_{SO} \ll \tau_{\phi}$, за участком положительного МС, связанного с эффектом САЛ, наблюдается отрицательное МС, демонстрирующее подавление вклада СЛ. Такое знакопеременное МС характерно для большинства тривиальных систем с сильным СОВ.

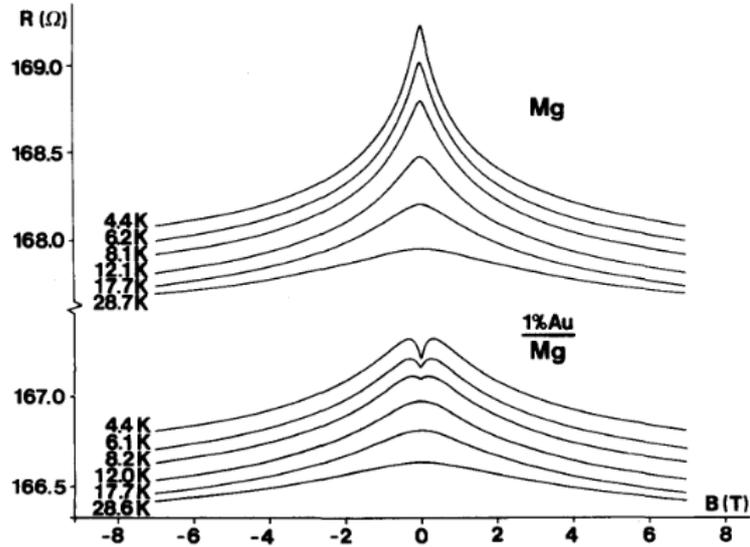


Рис. 1.3. Кривые МС тонких пленок Mg (верхние) при различных температурах, а также кривые для аналогичных пленок Mg с напыленным сверху тонким слоем Au (нижние) [17].

Описание кривых МС, связанных с проявлением эффектов квантовой интерференции, обычно проводят на основе формулы Хиками-Ларкина-Нагаоки (ХЛН) [18], в представлении магнетопроводимости, определяемой как

$$\Delta \frac{1}{\rho_{xx}}(B) = \frac{1}{\rho_{xx}(B)} - \frac{1}{\rho_{xx}(B=0)}. \quad (1.21)$$

Так, в случае наличия только вклада СЛ, экспериментальная кривая для эффективно двумерной системы должна хорошо аппроксимироваться выражением:

$$\Delta \frac{1}{\rho_{xx}}(B) = \alpha \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left(\psi \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{B} \frac{\hbar}{4el_{\phi}^2} \right) - \ln \left(\frac{1}{B} \frac{\hbar}{4el_{\phi}^2} \right) \right), \quad (1.22)$$

где $\psi(x)$ – дигамма функция, α – префактор, знак которого зависит от типа поправки. В теории, для вклада СЛ $\alpha = 1$, а в случае САЛ $\alpha = -1/2$, однако, в реальных системах, в силу различных причин, значения префактора могут быть отличными от теоретически предсказанных. Для трёхмерных систем формула ХЛН принимает вид [20]:

$$\Delta \frac{1}{\rho_{xx}}(B) = \alpha \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \sqrt{\frac{eB}{\hbar}} f \left(\frac{\hbar}{4el_{\phi}^2 B} \right), \quad (1.23)$$

где $f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(2[\sqrt{n+1+x} - \sqrt{n+x}] - \left(n+x+\frac{1}{2}\right)^{-1/2} \right)$. Для удобства расчёта данного функционального ряда может быть использована приближённая формула [21]

$$f(x) \approx 2[\sqrt{2+x} - \sqrt{x}] - \left[\left(\frac{1}{2} + x\right)^{-\frac{1}{2}} + \left(\frac{3}{2} + x\right)^{-\frac{1}{2}} \right] + \frac{1}{48} (2.03 + x)^{-\frac{3}{2}}, \quad (1.24)$$

которая обычно имеет очень малое расхождение с выражением для полного ряда, и даёт ошибку порядка 0.01%. Из представленных формул видно, что они содержат лишь два подгоночных параметра. При этом форма МС определяется, в основном, величиной длины дефазировки, тогда как значение префактора скалирует полную амплитуду эффекта. Важно отметить, что вследствие природы эффектов квантовой интерференции, соответствующие вклады (которые наблюдаются в слабых магнитных полях, $\mu B < 1$), очевидным образом оказываются чувствительны к фазе волновой функции электронов, аналогично осцилляциям ШдГ (наблюдающихся в квантующих магнитных полях, $\mu B \gg 1$). Как будет обсуждаться в дальнейшем, анализ данных эффектов в магнитотранспорте различных систем позволяет детектировать наличие или отсутствие топологических состояний, что широко применяется при исследованиях новых материалов.

1.2.2. Зарядовый транспорт в системах с сильным беспорядком

Поскольку в стандартных металлах концентрация носителей заряда изначально высока, она слабо меняется с температурой, поэтому основной вклад в вариацию сопротивления вносит рассеяние. Для ряда механизмов (например, рассеяния на фононах) интенсивность рассеяния растет с температурой. Это приводит к росту сопротивления с температурой, $d\rho/dT > 0$, что характерно для большинства стандартных металлов. При увеличении уровня беспорядка характер зависимости может измениться, при этом температурную зависимость металлов обычно описывают линейной функцией $\rho(T) = \rho_0(1 + \alpha_0(T - T_0))$, где ρ_0 - значение удельного сопротивления при температуре T_0 , α_0 - температурный коэффициент сопротивления. Так в высокорезистивных металлах и сплавах оказывается, что $\alpha_0 \propto \rho_0$, при этом α_0 становится отрицательным для некоторых металлов (Cd, Zn, Ta, Hg). Собрав на одном графике данные для более чем ста материалов, Моойа сформулировал эмпирическое правило о существовании линейной корреляции α_0 и ρ_0 и переходе к отрицательным значениям α_0 в области $\rho_c \sim 100-150$ мкОм·см [22]. Позднее, собрав уже данные по более, чем 500 материалам, Цуэй показал, что стандартное правило Моойа не является универсальным, и значение ρ_c может варьироваться от ~ 30 до ~ 300 мкОм·см (Рис. 1.4) [23]. Тем не менее, природа возникновения корреляции Моойа,

а также отрицательных величин α_0 , до сих пор остаётся предметом обсуждений и активных исследований.

Изначально данная проблематика рассматривалась в рамках дифракционной теории транспорта в жидких металлах [24], позже расширенной на случай металлических стёкол [25]. Иное описание данных явлений связывается со специфическим вкладом эффекта СЛ в сильно разупорядоченных металлах. Так, наличие линейного участка $\rho(T)$ не характерно для вклада СЛ, что подразумевает нетипичную вариацию $l_\varphi(T)$. Кроме того, при высоких температурах усиливается неупругое рассеяние на фононах, что должно подавлять эффект СЛ. Тем не менее, при высоком уровне беспорядка упругое рассеяние на структурных дефектах может происходить чаще, чем рассеяние на фононах, что предполагает возможность сохранения вклада эффектов квантовой интерференции вплоть до высоких температур [23,26,27]. Также была предложена модель, в которой происхождение корреляции Моойа связывалось со значительным усилением поляронных эффектов в системах с сильным беспорядком [28,29]. Это приводит к возникновению электронных ловушек [30], связанных с деформациями решетки в системе с низкой подвижностью носителей. Так, при росте уровня беспорядка в спектре может возникать щель, а электронная плотность перераспределяется в область поляронных состояний, удалённой от уровня Ферми.

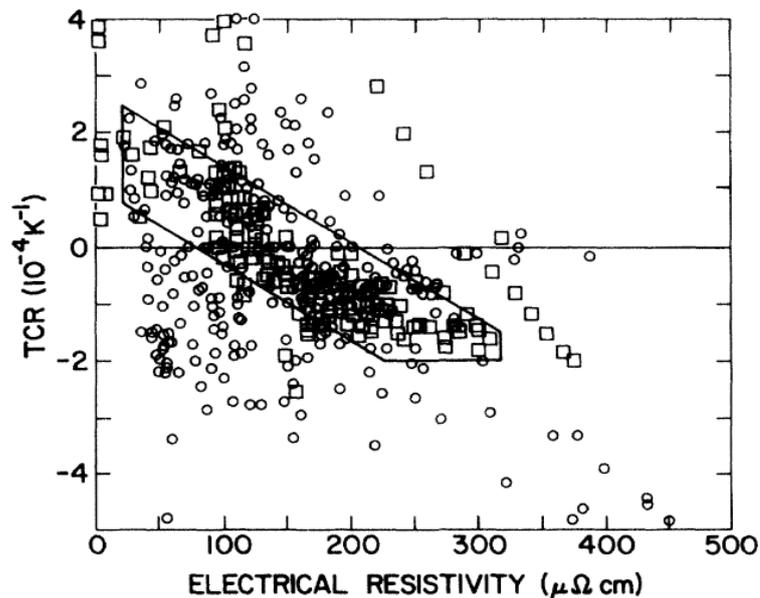


Рис. 1.4. График Моойа (зависимость температурного коэффициента от удельного сопротивления при комнатной температуре) для металлов с высокой степенью беспорядка [23]. Линиями обозначена область, рассмотренная в исходной работе Моойа [22].

Реализация металлической системы с сильным беспорядком возможна при осаждении тонких пленок. Варьируя условия осаждения и толщину пленки, можно контролировать уровень беспорядка в системе, что использовалось как при анализе корреляции Моойа, так и при

формировании теории эффектов квантовой интерференции. Одной из классических систем, демонстрирующих отрицательные значения температурного коэффициента сопротивления, являются пленки β -Ta [31]. Так, в недавних исследованиях тонких плёнок β -Ta [32,33] было показано, что усиление беспорядка (уменьшение толщины пленок) сопровождается ростом сопротивления системы и модуля отрицательного α_0 . При этом в спектрах оптической проводимости происходит заметное подавление низкочастотной области спектра (обычно связываемой с вкладом делокализованных носителей) и увеличение интенсивностей особенностей при больших энергиях, что связывается с реконструкцией электронной структуры системы вследствие эффектов многочастичных взаимодействий [32,33].

Увеличение уровня беспорядка, очевидным образом, приводит к уменьшению длины свободного пробега l_e . Тем не менее, данное изменение имеет очевидный предел, когда l_e сравнивается с размером электронной волны λ_D , и представления о движении делокализованных носителей заряда в системе оказываются неприменимым. В случае стандартных металлов данное условие можно представить в виде характеристического значения сопротивления, называемого пределом Мотта-Иоффе-Регеля [16]

$$\rho^* = \frac{\hbar k_F}{Ne^2 l_e} = \frac{\hbar}{e^2} \frac{1}{k_F} \sim 300 \text{ мкОм} \cdot \text{см}. \quad (1.24)$$

Технически, превышение этого значения должно приводить к сильной локализации носителей заряда на уровне Ферми, то есть к переходу металл-изолятор. При этом в чистых металлах такого превышения обычно достичь не удаётся [16]. Выше перехода металл-изолятор перенос заряда осуществляется между локализованными состояниями (волновые функции которых не перекрываются с соседними состояниями) и в общем случае описывается экспоненциальной зависимостью от температуры:

$$\rho(T) = \rho_{ex} \exp\left(\frac{T^*}{T}\right)^\eta, \quad (1.25)$$

где ρ_{ex} – амплитуда вариации сопротивления, T^* - характеристическая температура. Смысл T^* и показателя степени η зависят от конкретной модели. Так в случае прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка применяются модели Мотта ($\eta = 1/4$) и Эфроса-Шкловского ($\eta = 1/2$), отличающиеся типом кулоновской щели в спектре состояний на уровне Ферми [16].

Из Рис. 1.4 видно, что предел Мотта-Иоффе-Регеля не является абсолютным, поскольку заметная часть данных соответствует более высоким значениям сопротивления. Такое поведение также не имеет универсального объяснения и анализируется в каждом конкретном случае. Учитывая комплексность описанной проблематики, неудивительно, что влияние специфических

типов беспорядка (например, магнитного) на проводимость металлических систем оказывается слабоизученным. В связи с этим рассмотрение подобных задач остаётся актуальным и в настоящее время.

1.3. Взаимодействие магнитной и проводящей подсистем

1.3.1. Классификация магнитных систем

Изучение свойств различных магнитных материалов представляет существенный интерес как с фундаментальной, так и с практической точек зрения. При этом существенными являются как вопросы возникновения магнито-упорядоченного состояния, так и взаимодействия магнитной и проводящей подсистем. Упорядочение магнитных моментов происходит за счет обменного взаимодействия. В элементарных магнетиках основную роль играют механизмы прямого обмена, тогда как при удалении магнитных центров друг от друга в более сложных соединениях существенными оказываются механизмы косвенного обмена. К наиболее распространённым механизмам косвенного обмена можно отнести суперобмен [34] (обмен за счет гибридизации орбиталей магнитных и немагнитных ионов), двойной обмен Зенера [35,36] (обмен за счет прыжков электронов между магнитными оболочками соответствующих атомов через промежуточный немагнитный атом) и кинетический обмен Зенера [37] (обмен за счет коллективизированных носителей заряда в системе). В последнем случае перенос обменного взаимодействия возможен электронами проводимости, что описывается в рамках теории Рудермана-Киттеля-Касуи-Иосиды (РККИ-обмен) [38,39], в результате чего возникновение коррелированного магнитного состояния возможно даже при большом удалении магнитных ионов друг от друга. Можно выделить три основных типа магнитного упорядочения моментов в системе – ферромагнитный (ФМ), антиферромагнитный (АФМ) и ферримагнитный, являющийся частным случаем АФМ упорядочения двух магнитных подрешёток с неэквивалентными величинами магнитных моментов. Увеличение температуры выше температуры упорядочения (T_c , для ФМ – температуры Кюри) приводит к подавлению обменной связи (за счет тепловых флуктуаций) и переходу в парамагнитное состояние системы.

В реальных системах результирующее обменное взаимодействие может включать вклады от нескольких механизмов, а также отражать определенные особенности системы, поэтому в общем случае магнитная фазовая диаграмма конкретной системы может иметь крайне сложный вид, а также демонстрировать наличие метастабильных фаз и иных типов упорядочения. Так известны системы, например, с геликоидальным магнитным порядком [40]. Также стоит отметить, что коррелированное магнитное состояние не всегда является строго упорядоченным. Так ввиду сложного характера обмена и случайного распределения магнитных центров возможно

формирование состояния спинового стекла [41]. Другим примером являются фрустрированные магнетики [42].

Большую часть исследуемых объемных магнитных систем можно условно разбить на несколько семейств: элементарные магнетики, сложные магнетики (бинарные и более сложные соединения), разбавленные магнитные системы (немагнитная матрица с растворёнными магнитными атомами) и магнитные композиты (немагнитная матрица с включениями магнитной фазы). Исследования кристаллов и пленок магнетиков (элементарных и сложных) зачастую нацелены на их использование в качестве функциональных элементов более сложных систем и оптимизацию существующих устройств. В свою очередь, изучение разбавленных и композитных магнитных систем акцентируется на добавлении новых функциональных свойств. Поскольку большая часть магнетиков являются металлами, управление их электрическим откликом крайне ограничено. Поэтому значительные усилия направлены на эффективное совмещение магнитной подсистемы с полупроводниковой матрицей, свойствами которой можно легко управлять. При взаимодействии носителей заряда с магнитной подсистемой происходит их спиновая поляризация, что используется в устройствах спинтроники [43]. В этом аспекте существенные усилия были приложены к изучению различных разбавленных магнитных полупроводников (РМП), однако, такие системы оказались не очень практичными из-за низких температур магнитного упорядочения [44].

1.3.2. Сигнатурные эффекты в зарядовом транспорте магнитных систем

Наличие взаимодействия магнитной подсистемы с делокализованными носителями заряда, приводящего к их спиновой поляризации, можно детектировать по ряду характерных эффектов в магнитотранспорте таких систем. Наиболее распространённой сигнатурой такого взаимодействия является наблюдение аномального эффекта Холла (АЭХ) [45]. Сам эффект обычно проявляется в виде нелинейного вклада на полевой зависимости холловского сопротивления при температурах, ниже T_c . Механизмы его возникновения аналогичны механизмам возникновения спинового эффекта Холла (СЭХ) [46], который заключается в аккумуляровании носителей заряда с разным направлением спина на двух краях образца при протекании тока через образец. По сравнению с нормальным эффектом Холла (пп. 1.1.3), для наблюдения СЭХ внешнее магнитное поле не требуется, но и электрической разности потенциалов не возникает. Наличие магнитной подсистемы, а точнее спиновой поляризации носителей, приводит к переводу спинового тока в зарядовый, то есть возникновению АЭХ. Оба эффекта (АЭХ и СЭХ) возникают ввиду сильного СОВ в системе. Так в литературе [45]

представлены три основных механизма их возникновения – собственный/внутренний (*intrinsic*), асимметричное рассеяние (*skew-scattering*) и боковое смещение (*side-jump*).

Отдельного внимания заслуживает собственный механизм, поскольку он связывает возникновение АЭХ (СЭХ) с концепцией фазы Берри. Фаза Берри, также называемая геометрической, определяет свойство различных квантовомеханических систем при адиабатическом изменении состояния и возвращению в начальную точку параметрического пространства приобретать дополнительный фазовый множитель, отличающий начальное и конечное состояния [47]. В простейшем случае формализм Берри описывает соответствующее свойство как присутствие фиктивного магнитного поля (кривизны Берри) в параметрическом пространстве. Тогда можно представить следующую простую аналогию для твердотельных систем, в которых соответствующие эффекты рассматриваются в пространстве импульсов. Так, наличие ненулевой кривизны Берри приводит к тому, что при изменении импульса электрона (то есть движению по поверхности Ферми) будет возникать некоторая добавка (аналогично действию силы Лоренца), которая будет менять траекторию движения электрона в прямом пространстве, что и даёт вклад в АЭХ [48]. Также стоит отметить, что в системе с ненулевой кривизной Берри при изменении импульса по замкнутому контуру через площадь такого контура будет проходить фиктивный магнитный поток, и по аналогии с эффектом Ааронова-Бома электронная волна будет приобретать дополнительную фазу (фазу Берри). Независимо от механизма возникновения вклад АЭХ оказывается пропорционален намагниченности системы, что и объясняет нелинейную полевую зависимость и существование участка насыщения АЭХ (аппроксимируя который зачастую можно оценить константу нормального эффекта Холла). С другой стороны, вклады разных механизмов можно дифференцировать по зависимости амплитуды АЭХ от сопротивления системы (для асимметричного рассеяния зависимость линейная, для других механизмов – квадратичная [45]), что также означает, что АЭХ должен сильнее проявляться в высокорезистивных системах.

Вторым характерным эффектом является отрицательное МС, связываемое с вкладом спин-зависимого рассеяния [49]. Явление спин-зависимого рассеяния лежит в основе объяснения эффекта гигантского магнетосопротивления в многослойных магнитных структурах [50]. Фактически данное явление состоит в том, что вероятность рассеяния электрона на магнитном моменте зависит от ориентации его спина. Так, если спин сонаправлен магнитному моменту, то вероятность рассеяния низка, в обратном случае вероятность рассеяния сильно повышается. То есть, если в системе движутся электроны с преимущественным направлением спина (спин-поляризованные), то они будут сильнее рассеиваться на отдельных моментах, ориентированных в обратную сторону. Внешнее магнитное поле будет постепенно переворачивать такие моменты, уменьшая количество таких актов рассеяния, что и приводит к отрицательному знаку МС.

Очевидно, что описанный эффект возможен, если магнитная система упорядочена не полностью (или есть какие-то флуктуации). Наблюдение характерного отрицательного МС почти всегда сопровождается и наблюдением АЭХ, что характерно для многих магнитных систем.

В качестве третьего эффекта можно выделить появление особенности (максимума) на температурной зависимости сопротивления системы вблизи T_c [51]. Подобное поведение наблюдается вблизи многих фазовых переходов и зачастую связывается с возникновением критических флуктуаций. В случае магнитного перехода данная особенность может возникать вследствие спин-зависимого рассеяния на таких флуктуациях. Тем не менее подобные особенности наблюдаются несколько реже, поскольку могут присутствовать более сильные эффекты, маскирующие их (особенно в композитных системах).

1.3.3. Системы на основе MnSb и FeNi

Антимонид марганца (MnSb) является ФМ полуметаллом с гексагональной кристаллической структурой типа NiAs ($a = 4.14 \text{ \AA}$, $c = 5.71 \text{ \AA}$ [52,53]), высокой температурой Кюри $T_c \approx 587 \text{ K}$ [54] и магнитным моментом $3.5 \mu_B$ на атом Mn [55,56]. Антимонид марганца имеет сильную температурную зависимость констант магнитной анизотропии второго и четвертого порядка, что приводит к переориентации оси лёгкого намагничивания при увеличении температуры [56,57]. При этом было показано [57], что в тонких пленках MnSb магнитная анизотропия проявляется заметно сильнее, а её амплитудой можно эффективно управлять, варьируя ростовые условия. Стоит отметить, что пленки MnSb активно исследовались, в том числе, из-за хорошей структурной совместимости с полупроводниками группы A^{III}B^V (например, InSb и GaSb). Стоит также сказать, что при росте тонких пленок MnSb может кристаллизоваться в метастабильной фазе со структурой цинковой обманки и эффективным моментом $4.0 \mu_B$ на атом Mn [58], однако, происходит это за счет растяжения исходной решётки (соответствующего $P \approx -7.85 \text{ ГПа}$), поэтому в объемных кристаллах такая модификация не возникает.

Другим существенным свойством гексагональной фазы MnSb является большая область гомогенности в рамках системы Mn-Sb – примерно от 48 до 56 ат.% Mn [52,56,57,59,60], поэтому данное соединение часто представляют в виде $Mn_{1+\delta}Sb$. Так, было показано, что увеличение избытка марганца ($\delta > 0$) приводит к существенному ослаблению ФМ отклика системы – уменьшению температуры Кюри и намагниченности [56,59]. Такое поведение связывают с тем, что избыточные атомы Mn начинают занимать позиции в междоузлиях кристаллической решетки [57]. С этим связывают и рост удельного сопротивления системы, хотя температурная зависимость сопротивления сохраняет металлический характер даже при большом избытке Mn

[60]. Стоит также сказать, что дальнейшее увеличение содержания марганца приводит к стабилизации ферромагнитной фазы Mn_2Sb с тетрагональной кристаллической решеткой [52].

Несмотря на подробное исследование особенностей магнитных свойств $MnSb$, его магнитотранспортные свойства были изучены крайне поверхностно [61]. Лишь в недавней работе [62] были представлены данные о МС и эффекте Холла объемного поликристалла $MnSb$ ($c \delta \leq 0.041$) в широком температурном диапазоне. Соответствующие данные представлены на Рис. 1.5. Видно, что МС меняется от положительного к отрицательному при отогреве, что связывается с усилением спин-зависимого рассеяния ввиду увеличения амплитуды тепловых флуктуаций. При этом положительное МС связывается с классическим механизмом (действием силы Лоренца). В свою очередь, вклад АЭХ оказывается положителен и уменьшается (до некоторой величины) при охлаждении системы, что связывается с сопутствующим уменьшением сопротивления (из-за металлического характера $\rho(T)$).

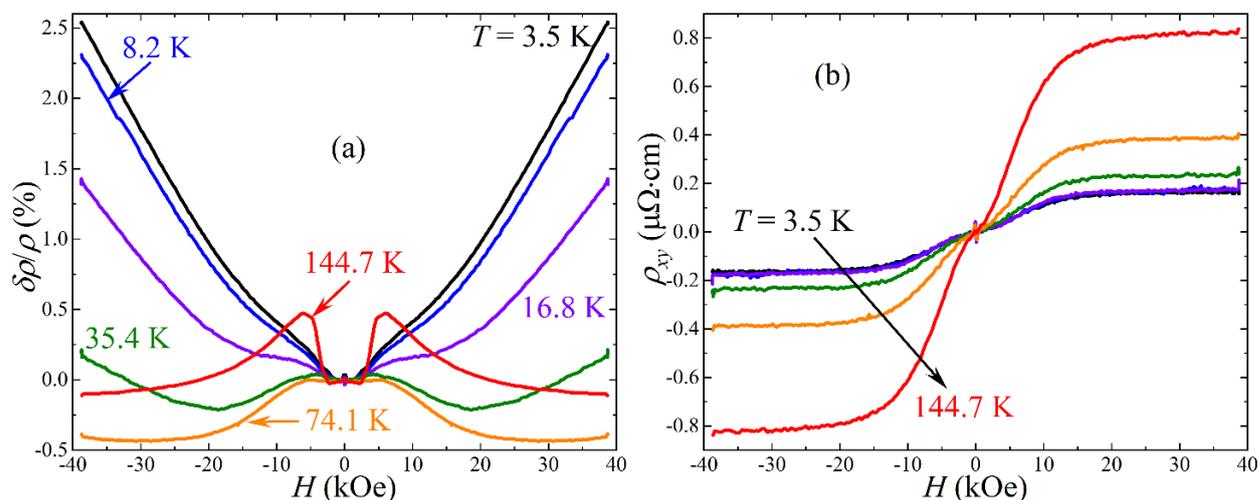


Рис. 1.5. (a) Магнетосопротивление и (b) эффект Холла при различных температурах в поликристалле $Mn_{1+\delta}Sb$ с $\delta \leq 0.041$ [62].

На протяжении последних двух десятилетий активно велись исследования различных композитных систем на базе $MnSb$. Так, при большом содержании сурьмы в системе $Mn-Sb$ образуется эвтектическая область $MnSb-Sb$. В базовом представлении эвтектический состав бинарной системы характеризуется минимальной температурой плавления, при этом обе компоненты плавятся одновременно, что определяется их равновесным взаимодействием и малым смешиванием. Это приводит к повышению структурного качества получаемых кристаллов, а также особенностям пространственного распределения компонент (морфологии включений). Так, эвтектические кристаллы $MnSb-Sb$, полученные методом направленной кристаллизации, характеризовались игольчатой формой ФМ включений $MnSb$ с длиной порядка десятков мкм [63,64]. При этом увеличение скорости кристаллизации приводит к уменьшению

размеров включений и расстояний между ними. С другой стороны, проводя кристаллизацию MnSb-Sb в градиенте магнитного поля, можно получать системы с градиентом содержания магнитной фазы и, как следствие, намагниченности. Такой подход использовался при росте кристаллов Mn-Sb с 89.7 масс.% сурьмы и было показано [65], что содержание магнитной фазы воспроизводит распределение индукции приложенного магнитного поля, а морфология включений варьируется от отдельных зёрен до дендритов. Однако, поскольку Sb исходно является полуметаллом, такие композиты ограничено применимы для функциональных устройств. Как упоминалось ранее, более перспективными считаются композиты с полупроводниковой матрицей. Так, в системе InSb-MnSb также присутствует область эвтектических составов [66], как это показано на Рис. 1.6. Эвтектические композиты InSb-MnSb, выращенные методом направленной кристаллизации, также характеризуются игольчатой формой включений MnSb, определяющих магнитные свойства данных систем [66]. Более подробно структура и свойства данных композитов будут рассмотрены в пп. 2.1.3.

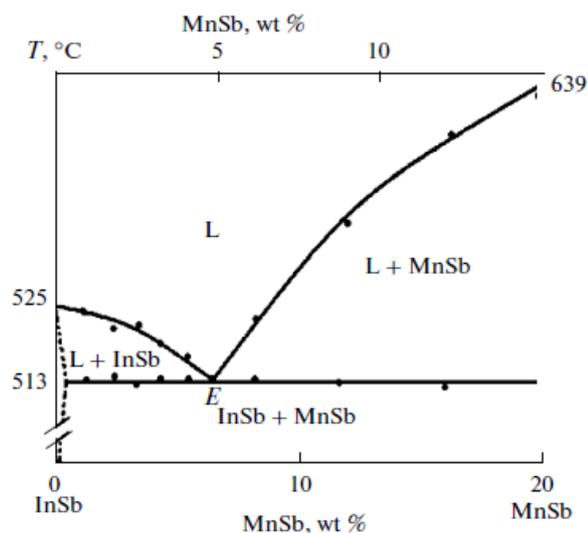


Рис. 1.6. Фазовая диаграмма системы InSb-MnSb, содержащая эвтектическую точку с координатами 6.5 мол.% MnSb и температурой плавления 513 °C [66].

Важно отметить, что в упомянутых композитах область эвтектических составов соответствует сравнительно малой доле фазы MnSb, что очевидным образом ограничивает амплитуду вклада ФМ включений в транспортные и магнитотранспортные свойства таких систем. С другой стороны, случай большого содержания ФМ компоненты в подобном композите был рассмотрен в недавнем исследовании свойств закалённых кристаллов GaSb-MnSb (70 мол.% MnSb) [67]. Было показано, что в данных системах фаза MnSb представлена ансамблем изолированных включений с размерами в несколько десятков мкм, между которыми распределены более мелкие зерна MnSb (200-300 нм). Магнитные и магнетооптические свойства данных систем определяются исключительно фазой MnSb. Однако, наличие отрицательного МС

при гелиевых температурах и смена знака вклада АЭХ при охлаждении позволяют заключить, что матрица GaSb в данном случае содержит растворённые атомы марганца, то есть является РМП системой, демонстрирующей характерные магнетотранспортные эффекты. При этом вклады ФМ включений и РМП матрицы в проводимость и магнитотранспортный отклик системы имеют аддитивный характер.

Другим распространённым магнитным материалом являются сплавы FeNi (пермаллой). Следует отметить, что фазовая диаграмма системы Fe-Ni имеет довольно сложный вид (Рис. 1.7). Границы диапазонов существования устойчивых фаз и метастабильных состояний несколько разнятся в различных работах [68-72], тем не менее, для области вблизи 80 ат.% Ni в равновесных условиях эти различия не столь существенны. Так, объемный кристалл сплава FeNi с содержанием никеля 70-90 ат.% должен иметь ГКЦ-структуру и быть близким по свойствам к соединению FeNi₃, являющегося мягким ферромагнетиком. Как показано на Рис. 1.7, температура Кюри такого соединения зависит от содержания Ni, однако, существенно превосходит комнатную температуру в широком диапазоне составов. Также стоит сказать, что на итоговые свойства системы Fe-Ni и положения фазовых границ существенно влияет способ получения кристалла (отжиг, закалка и т.д.).

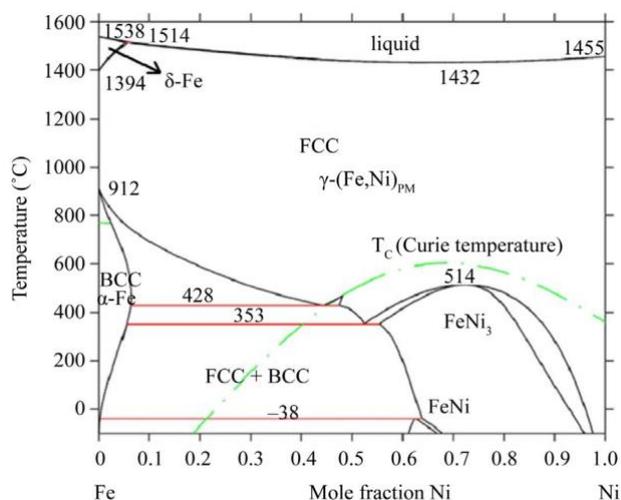


Рис. 1.7. Фазовая диаграмма системы Fe-Ni. Штрихпунктирной зелёной линией показана композиционная зависимость температуры Кюри [68].

По аналогии с MnSb, значительная часть исследований свойств систем на основе пермаллоя связана с созданием тонких плёнок, что определяется, во многом, прикладными задачами. Так, было показано, что на основе тонкой плёнки Fe₁₉Ni₈₁ можно создать эффективный ориентационный датчик, функционирующий на эффекте анизотропного МС [73], сопоставимый по параметрам с современными коммерческими образцами [74]. При этом было показано, что

магнитной анизотропией пленок FeNi можно эффективно управлять, прикладывая магнитное поле в процессе осаждения пленки [75], или пост-ростового отжига [76].

Исследования эффекта Холла в FeNi проводились ещё в начале прошлого века на пластинах микронной толщины [77], в них отмечался нетривиальный характер полевых зависимостей ρ_{xy} . Подробное рассмотрение данного эффекта в эпитаксиальных слоях пермаллоя позволило выделить ряд характерных черт. Так, было показано, что знак АЭХ меняется с толщиной пленки [78,79], что объяснялось наличием вкладов разного знака от двух механизмов АЭХ. При этом различная зависимость этих вкладов от толщины связывалась с изменением уровня Ферми в системе, что определялось вариацией состава пленки. С другой стороны, в литературе также рассмотрено влияние интерфейсных взаимодействий на АЭХ в слое пермаллоя [80]. Так, было показано, что наличие интерфейса FeNi/металл слабо влияет на АЭХ в системе. Тогда как помещение слоя FeNi между полупроводниковыми слоями (в данном случае SiO₂), приводит к смене знака АЭХ, что объясняется возникновением дополнительной переходной области на интерфейсе. Стоит сказать, что на основе наноструктур FeNi было предложено создание устройств по детектированию спин-поляризованного тока [81].

Описанные выше результаты были получены для однородных пленок FeNi. Тем не менее, механизм роста сверхтонких плёнок может варьироваться в зависимости от условий осаждения. Так, при физическом осаждении FeNi реализуется нанострочковый режим роста (механизм Волмера-Вебера) [82], что позволяет изучать принципиально другой тип систем. Увеличивая эффективную толщину слоя, отдельные нанострочки начинают сливаться и формируют сплошную пленку выше порога перколяции. Для слоёв FeNi порог перколяции соответствует эффективным толщинам ~ 1.8 нм [83]. Поскольку латеральные размеры таких нанострочков FeNi оказываются порядка десятка нанометров, каждый нанострочок характеризуется большим суммарным магнитным моментом ($\sim 10^3 - 10^5 \mu_B$), при этом за счет относительно малого размера он представляет собой однодоменную ФМ наночастицу. Таким образом, нанострочковый слой FeNi представляет собой ансамбль таких суперспинов, взаимодействие между которыми определяется несколькими механизмами. С одной стороны, это определяет наличие суперпарамагнитной и суперферромагнитной фаз в таких пленках [83], а также аномалии в магнитном отклике в сильных полях [84]. Введение второй магнитной компоненты приводит к возникновению обменно-связанной (*exchange spring*) системы [85]. С другой стороны, подобная структура пленки определяет возможность формирования сложных вихревых магнитных структур [86], схожих по механизмам возникновения со скирмионами [87]. Учитывая комплексный характер обменных взаимодействий, нанострочковые слои FeNi могут представлять собой источник магнитного беспорядка, для изучения влияния которого на зарядовый транспорт, очевидно, необходимо введение немагнитной проводящей матрицы.

Другой интересной задачей является исследование взаимодействия наностростров не только в плоскости, но и вертикальных корреляций с близлежащим слоем FeNi аналогичной морфологии, что предполагает создание многослойных структур.

1.4. Топологически нетривиальные системы

Как упоминалось выше, формализм, разработанный для описания состояния холловского изолятора, лег в основу описания нового класса систем – топологических материалов (топологически нетривиальных систем). Математические представления описания объектов, остающихся инвариантными при плавной деформации, не приводящей к разрыву поверхности, оказываются довольно иллюстративными при обсуждении подобных материалов. В физике конденсированного состояния, плавную деформацию можно определить как изменение гамильтониана многочастичных систем, которое не закрывает запрещенную зону, отделяющую основные состояния от возбужденных [88]. Так переход между двумя различными семействами топологически эквивалентных объектов невозможен в рамках такой плавной деформации, что определяет особенности таких переходов. Обсуждавшиеся выше материалы относятся к классу тривиальных систем, для которых изначально и разрабатывалась зонная теория, а также строились теории зарядового транспорта и магнетотранспортных эффектов. Впоследствии было теоретически предсказано [89], а затем и подтверждено экспериментально [90], существование нового типа материалов. Топологические материалы могут быть разбиты на два основных класса – топологические изоляторы (двумерные и трехмерные) и топологические полуметаллы (дираковские и вейлевские), содержащие уникальные электронные состояния, определяющие колоссальный интерес к исследованию таких систем.

1.4.1. Топологически нетривиальные состояния

В 1928 году Поль Дирак получил релятивистское обобщение уравнения Шредингера для описания электрона, которое также оказалось справедливым для других элементарных частиц со спином $1/2$ (мюонов, нейтрино и т.д.) [91]. Данное открытие стало важным этапом в развитии физики. С помощью уравнения Дирака были объяснены эффект Зеемана, рассеяние фотонов на свободных электронах (эффект Комптона) и т.д. Одна из особенностей уравнения Дирака – наличие решений с отрицательными значениями энергии. Это означало, что у электрона должна быть парная частица с противоположным зарядом, что привело к открытию позитрона. Вскоре возникли различные модификации уравнения Дирака. Так, в 1929 году, Герман Вейль упростил данное уравнение для случая безмассовой частицы с определённой киральностью, то есть

фиксированной взаимной ориентацией импульса и спина [92]. В 1937 году Этторе Майорана описал нейтральную частицу (майорановский фермион), которая одновременно является собственной античастицей [93].

Уравнение Дирака для пространства размерности D и скорости света принятой, равной $c = 1$, записывается в виде [4]

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0, \quad (1.26)$$

где $\mu = 0, 1, \dots, D$, гамма-матрицы имеют размерность $D + 1$ и удовлетворяют антикоммутиационному соотношению $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 0$, при $\mu \neq \nu$, и $(\gamma^0)^2 = -(\gamma^i)^2 = \mathbf{1}_{2 \times 2}$, где $i = 1, \dots, D$. Вейль отметил, что это уравнение может быть упрощено в случае нечётной размерности для безмассовой частицы. Вводя компоненты с правой и левой киральностью ψ_\pm , для трехмерного случая получается:

$$i\partial_t \psi_\pm = H_\pm \psi_\pm, \quad (1.27)$$

$$H_\pm = \mp \vec{p} \cdot \vec{\sigma}. \quad (1.28)$$

Таким образом, полученные фермионы Вейля распространяются параллельно (или антипараллельно) их спину, что определяется знаком киральности.

Энергетические масштабы, рассматриваемые в физике конденсированного состояния, много меньше релятивистских. Однако, при рассмотрении условий, при которых возникает вырождение в электронной зонной структуре, обнаружено, что даже при отсутствии дополнительной симметрии в трёхмерных твёрдых телах может происходить двукратное вырождение определенных состояний за счет касания зон [94]. Дисперсия в окрестности точки касания зон линейная, как для безмассовой частицы в уравнении Вейля, а также сохраняется ряд свойств, описываемых данным уравнением, в частности, киральная аномалия [95]. Совокупность характерных черт позволяет определить термин «топологические состояния» (топологически нетривиальные) в рамках твердотельных систем. Так, топологические состояния характеризуются бесщелевым линейным спектром, а также свойством спиновой киральности – спин ориентирован перпендикулярно направлению импульса квазичастицы. В простейшем случае линейная дисперсия носителей заряда в топологических материалах записывается в виде

$$E = \hbar |\vec{k}| v_F. \quad (1.29)$$

Видно, что в топологических системах фермиевская скорость v_F полагается постоянной величиной (хотя может быть и анизотропной), тогда как в тривиальных системах она оказывается

функцией энергии Ферми, то есть плотности носителей заряда в зоне. Наличие спиновой киральности приводит к тому, что обход замкнутого контура на изоэнергетической поверхности вблизи точки касания зон приводит к появлению дополнительной квантованной фазы Берри, равной π . В рамках формализма Берри каждая такая точка касания является источником фиктивного магнитного поля (кривизны Берри), знак которого определяется знаком киральности. То есть каждая точка касания является истоком (стоком) фиктивного магнитного потока, определяющего знак фазы Берри при обходе контура. Поэтому подобные точки касания всегда возникают парами, всегда есть сток и исток.

С точки зрения зонных представлений, основной причиной возникновения топологических состояний является сильное СОВ в системе, приводящее к инверсии зон [4]. Фактически, в тривиальных системах порядок расположения зон по энергии определяется типом атомных орбиталей, из которых они образованы. Поскольку тип орбитали определяет четность волновых функций в образованной зоне, в большинстве твердых тел реализуется определенный порядок изменения четности при переходе между зонами вверх по энергии, называемый нормальным (тривиальным). В свою очередь сильное СОВ может приводить к нарушению данного порядка, что и называется инверсией зон. При этом тривиальные и инвертированные материалы относятся к разным топологическим классам, поэтому плавный переход между ними оказывается невозможен. Такое базовое представление характеризует класс топологических изоляторов, которые являются изоляторами в объеме с инвертированной зонной структурой. Поэтому на границе с любым тривиальным изолятором (например, с вакуумом) переход от инвертированного к нормальному порядку зон происходит через образование бесщелевых топологических состояний. Очевидно, что размерность таких состояний на единицу ниже, размерности самой системы, так для трехмерных топологических изоляторов будут образовываться топологические поверхностные состояния (двумерные), а для двумерных топологических изоляторов – краевые (одномерные). Отличием топологических полуметаллов является то, что топологические состояния в них образуются не на границе системы, а в её объеме [96].

Вейлевским полуметаллом (ВПМ) называется система, в которой в изолированных областях зоны Бриллюэна присутствуют устойчивые точки касания зон (вейлевские узлы), вблизи которых возникают топологические состояния с бесщелевым линейным киральным спектром (Рис. 1.8). Линейная дисперсия наблюдается по всем трем направлениям (спектр обычно изображается конусом), при этом спектр оказывается невырожденным по киральности, поэтому вейлевских узлов всегда четное число, а их количество и положение в импульсном пространстве определяется симметрией кристалла. При этом поверхностные состояния ВПМ также характеризуются специфичной дисперсией, в импульсном пространстве представляемой в форме дуги, соединяющей проекции двух вейлевских узлов различной киральности и

называемой «фермиевской аркой». Стоит отметить, что поверхностные состояния с такой дисперсией обладают ограниченным набором разрешенных направлений импульсов (незамкнутый контур), поэтому для них оказывается невозможным циклотронное движение, то есть формирование циклотронных орбит и, следовательно, квантование Ландау.

Дираковский полуметалл (ДПМ) характеризуется схожими свойствами, так топологические состояния в таких системах также возникают в объемном спектре. Однако, ключевым отличием от случая ВПМ является киральное вырождение спектра. Так, в окрестности дираковского узла также формируются бесщелевые топологические состояния, однако, состояния с разным знаком киральности совмещаются в импульсном пространстве. Поэтому дираковский узел, который оказывается четырёхкратно вырожденным, можно рассматривать как суперпозицию двух вейлевских узлов, откуда следует, что в пределе ДПМ может содержать единственный дираковский узел. Устойчивость состояния ДПМ, то есть отсутствие гибридизации зон разной киральности, определяется высокой симметрией таких систем. В частности, основополагающим оказывается наличие P -симметрии (пространственная инверсия) и T -симметрии (обращение по времени). Нарушение одной из этих симметрий приводит к снятию кирального вырождения и переходу системы в состояние ВПМ. При этом нарушение T -симметрии обычно происходит при введении магнитной компоненты в систему, увеличение доли которой может привести к переходу и в тривиальную фазу. Поверхностные состояния в ДПМ обычно характеризуются дисперсией, называемой фермиевской петлёй, которую можно рассматривать как сумму двух арок, однако, в отличие от ВМП эти арки оказываются не жестко связаны с проекциями дираковских узлов.

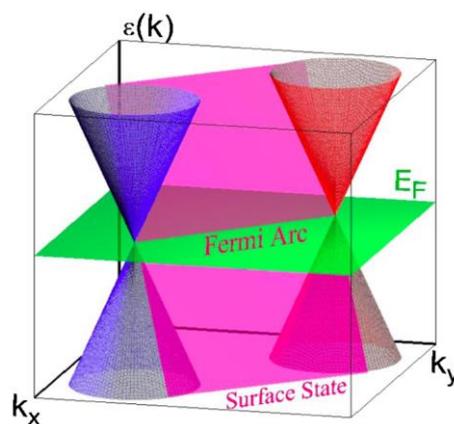


Рис. 1.8. Спектр вейлевского полуметалла. При пересечении плоскости поверхностных состояний (розовый) и уровня Ферми (зелёный) образуется фермиевская арка, «опирающаяся» на проекции вейлевских узлов [97].

При обсуждении подобных систем обычно говорят о топологической защите нетривиальных состояний. С одной стороны, это относится к тому, что существование таких

состояний определяется совокупностью элементов симметрии системы, поэтому, фактически, гарантировано в системе, обладающей необходимыми свойствами. Поэтому топологическая защита подразумевает устойчивость таких состояний к вариациям беспорядка. С другой стороны, ввиду спиновой киральности, рассеяние нетривиального носителя заряда на большие углы требует одновременного переворота спина, что обычно невозможно на немагнитном рассеивателе. Поэтому под топологической защитой также подразумевают подавление рассеяния на большие углы, что, в итоге, должно приводить к увеличению подвижности электронов в таких системах.

1.4.2. Детектирование топологических фаз

Теоретические исследования свойств различных типов топологических систем активно ведутся аналитически и в настоящее время. Однако, предсказания наличия различных топологических фаз в реальных материалах базируются на численных расчетах зонной структуры. Очевидно, что наиболее интуитивным способом подтвердить или опровергнуть наличие топологических состояний является экспериментальное исследование зонного спектра конкретного материала. Подобные исследования возможны в рамках двух основных методов – фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (*angle-resolved photoemission spectroscopy*, ARPES) и туннельной спектроскопии (*scanning tunnel spectroscopy*, STS). Сочетание расчетов и спектроскопических методик позволило отнести ряд материалов семейства A_3B ($A = (\text{Na}, \text{K}, \text{Rb})$ и $B = (\text{As}, \text{Sb}, \text{Bi})$) [98,99]), а также арсенид кадмия (Cd_3As_2) [3], к классу ДПМ. В свою очередь состояние ВПМ с нарушенной P -симметрией было впервые обнаружено в TaAs , а затем в ряде слоистых материалов WTe_2 , MoTe_2 , $\text{Mo}_x\text{W}_{1-x}\text{Te}_2$ и TaIrTe_4 [2]. Сохранение фазы ВПМ с нарушенной T -симметрией было предсказано для ряда магнитных систем - $\text{Y}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$, GdPtBi , HgCr_2Se_4 [2].

К сожалению, подобные спектроскопические методики довольно редки, а также чрезвычайно требовательны к методологии подготовки образца к измерениям. Более распространенным способом детектирования топологических состояний является исследование магнитотранспортных свойств системы, содержащих ряд сигнатурных эффектов [4]. С одной стороны, подобные исследования характеризуют интегральные свойства образца, а не ограниченной приповерхностной области как в случае спектроскопических методов, что увеличивает общность получаемых результатов. С другой стороны, магнитотранспортные исследования относятся к косвенным методам, что требует более детального анализа данных и аргументированной интерпретации.

Основой для сигнатурных эффектов в магнетотранспорте топологических систем служит наличие квантованной фазы Берри, поэтому соответствующие особенности должны проявляться в фазочувствительных эффектах. Так, осцилляции ШдГ в различных материалах характеризуются значением фазы φ , согласно выражению (1.17). В тривиальных объемных системах фаза осцилляций $\varphi = 1/2 \pm 1/8$, где второе слагаемое связывается с трёхмерным характером поверхности Ферми. Однако, в топологических системах в данное выражение добавляется фаза Берри, равная π , то есть величина $\Delta\varphi = 1/2$. Анализ фазы осцилляций ШдГ широко применяется в системах с достаточно высокой подвижностью, и по наличию $\Delta\varphi \sim 1/2$ делается заключение о связи наблюдаемых осцилляций с топологически нетривиальными носителями заряда. Однако, экспериментально определяемая величина $\Delta\varphi$ может отличаться от теоретически предсказанной, в силу ряда особенностей рассматриваемой системы.

Другим способом детектировать наличие топологической фазы в системе является исследование эффектов квантовой интерференции. Как упоминалось выше, условия интерференции определяются разностью фаз ϕ между двумя электронными волнами, соответствующих двум направлениям обхода локализационной петли. Как показано на Рис. 1.2, изменение импульса электрона при обходе петли, эквивалентно половине обхода изоэнергетического контура, поэтому величина ϕ будет определяться интегралом по всему изоэнергетическому контуру (два направления обхода). Нетрудно видеть, что в отличие от тривиальной системы, в топологическом материале исходное условие интерференции будет определяться фазой Берри, то есть $\phi = \pi$. Таким образом, интерференция электронных волн, исходно приводящая к эффекту СЛ, в топологической системе будет менять знак вклада в проводимость, то есть должен наблюдаться вклад эффекта САЛ. Принципиальное отличие такого вклада от эффекта САЛ в тривиальных системах будет проявляться при исследовании подавления эффекта в магнитном поле – так, в топологической системе после подавления вклада САЛ не будет наблюдаться подавления вклада СЛ (как это обычно наблюдается для тривиальных систем). Это связано с тем, что эффект САЛ в топологических материалах связывается не с актами переворота спина (происходящих на временах τ_{SO}), а исходно деструктивным характером интерференции электронных волн.

Дополнительным указанием наличия топологических состояний является наблюдение отрицательного параболического МС в продольном магнитном поле, что связывается с киральной аномалией. Так, приложение магнитного поля вдоль определённых осей симметрии приводит к вертикальному смещению вейлевских узлов и возникновению разности заселённости соответствующих конусов. Однако, наличие отрицательного продольного МС может определяться и рядом других эффектов, поэтому наблюдение киральной аномалии обычно рассматривается в комплексе с другими магнетотранспортными сигнатурами.

Описанные способы детектирования топологических состояний широко используются при анализе свойств различных новых материалов, для которых предсказывается наличие топологической фазы. Это относится как к объемным системам [100], так и к тонким плёнкам [101]. При этом основная часть работ акцентируется на предсказании и подтверждении наличия топологической фазы в различных материалах, тогда как исследования переходов между различными состояниями в рамках одной материальной системы оказываются существенно более редкими.

1.4.3. Структура и свойства арсенида кадмия

Арсенид кадмия (Cd_3As_2) характеризуется наличием 4 полиморфных модификаций кристаллической решетки, три из которых соответствуют тетрагональной симметрии (α -модификации), а четвертая – кубической. Переход между различными модификациями происходит по мере увеличения температуры в следующем порядке: $\alpha\text{-Cd}_3\text{As}_2$ ($I4_1/acd$) \rightarrow $\alpha'\text{-Cd}_3\text{As}_2$ ($P4_2/nbc$) \rightarrow $\alpha''\text{-Cd}_3\text{As}_2$ ($P4_2/nmc$) \rightarrow $\beta\text{-Cd}_3\text{As}_2$ ($P4_232$) [102]. Так, основная α -фаза арсенида кадмия характеризуется центросимметричной тетрагональной элементарной ячейкой (Рис. 1.9а) [103], содержащей 160 атомов ($\text{Cd}_{96}\text{As}_{64}$), с параметрами $a = b = 12.633 \text{ \AA}$, $c = 25.427 \text{ \AA}$ [104]. Ещё в ранних исследованиях отмечались необычайно высокие подвижности носителей заряда (свыше $10^4 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$) в объемных кристаллах Cd_3As_2 [105], которые на тот момент не могли найти объяснения. Важно сказать, что большой размер элементарной ячейки затрудняет численный расчет зонной структуры материала, поскольку требует большие вычислительные мощности. Тем не менее, подобный расчет для Cd_3As_2 был произведен (Рис. 1.9б), и показал наличие двух дираковских узлов, смещенных вдоль направления $\Gamma\text{-Z}$ из центра зоны Бриллюэна, как для α -фазы, так и для фазы α'' [104,3]. Стоит также отметить, что в $\alpha\text{-Cd}_3\text{As}_2$ плоскости (112), отмеченные на Рис. 1.9а, оказываются энергетически более выгодными, поэтому кристаллы и пленки Cd_3As_2 зачастую растут именно вдоль направления [112].

С момента первичных предсказаний фазы ДПМ в арсениде кадмия [3] её наличие неоднократно подтверждалось экспериментально. Результаты исследований кристаллов Cd_3As_2 методом ARPES [5,106] представлены на Рис. 1.10. Из рисунка видно, что дисперсия носителей заряда как в валентной зоне, так и в зоне проводимости имеет линейный характер, что указывает на наличие дираковского конуса в спектре. При этом топологические состояния в Cd_3As_2 характеризуется высоким значением фермиевской скорости $v_F \sim 10^6 \text{ м/с}$ [106]. Линейный характер дисперсии в арсениде кадмия был подтвержден результатами туннельной спектроскопии в магнитном поле [6]. Анализ осцилляций ШдГ в кристаллах Cd_3As_2 также показал наличие дополнительного фазового сдвига, связанного с фазой Берри [107]. Кроме того,

было показано, что поверхность Ферми вблизи каждой дираковской точки в Cd_3As_2 имеет форму эллипсоида, которые могут перекрываться вдоль тетрагональной оси при повышении энергии Ферми [107]. Стоит сказать, что при исследовании кристаллов Cd_3As_2 , полученных методом осаждения из газовой фазы, было отмечено наличие линейного МС с колоссальной амплитудой, которую также связывали с особенностями состояния ДПМ, в частности, с подавлением внешним магнитным полем топологической защиты от рассеяния [108].

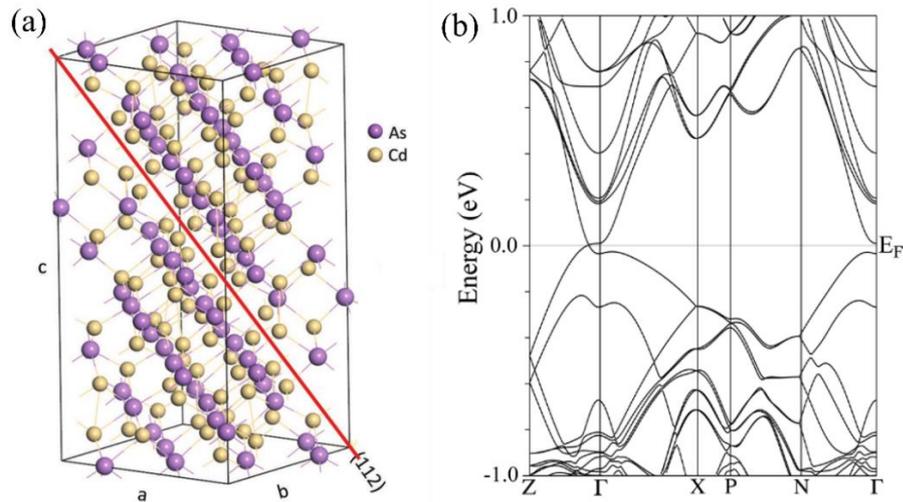


Рис. 1.9. (a) Элементарная ячейка α -фазы Cd_3As_2 [103]. Красной линией отмечена плоскость (112). (b) Рассчитанная зонная структура α - Cd_3As_2 [104].

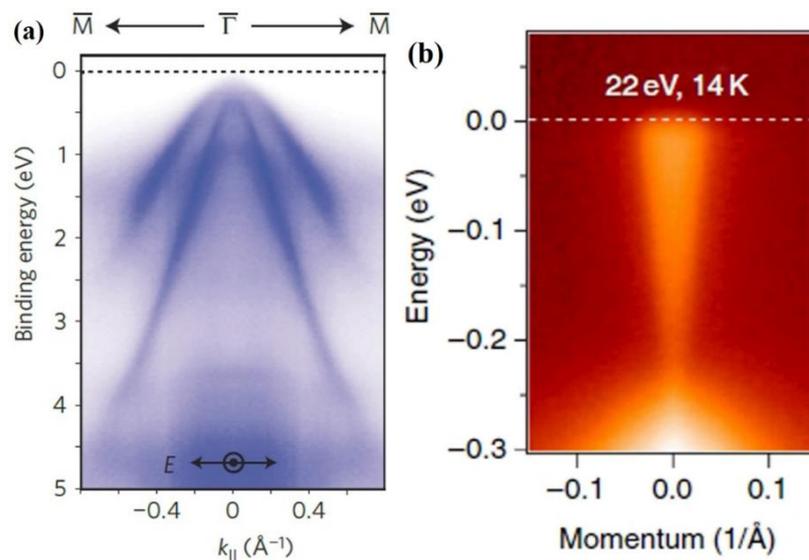


Рис. 1.10. Спектр носителей заряда в Cd_3As_2 в (a) валентной зоне [106] и (b) в зоне проводимости [5], визуализированный на основе результатов исследований методом ARPES.

Существенные усилия были приложены и для исследования плёнок арсенида кадмия. Значительная часть недавних работ выполнялась на пленках Cd_3As_2 , полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии [108]. Тем не менее, высококачественные пленки, с более

высокими значениями электронных подвижностей, были получены методом твердофазной эпитаксии [109]. Данная методика заключается в нанесении аморфизированного слоя Cd_3As_2 с последующим высокотемпературным отжигом. Для предотвращения испарения мышьяка при отжиге пленка покрывалась защитным слоем $\text{TiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ [109]. Кроме характерного фазового сдвига осцилляций ШдГ [108,109], при уменьшении толщины пленок (до характерных значений ~ 20 нм) было показано возникновение состояния холловского изолятора (наблюдался КЭХ), что связывалось с особенностями поверхностных состояний. Так, уменьшение толщины приводит к гибридизации фермиевских арок (частей фермиевских петель) на противоположных интерфейсах, что делает возможным циклотронное движение, требуемое для квантования Ландау. Кроме того, в эпитаксиальных пленках Cd_3As_2 более низкого структурного качества отчетливо наблюдался эффект САЛ, без последующей СЛ, а также отрицательное продольное МС, связываемое с киральной аномалией [110]. Таким образом, совокупность полученных экспериментальных данных подтверждает наличие фазы ДПМ в кристаллах и пленках Cd_3As_2 (по крайней мере, толщиной более 50 нм [110]).

Отдельно стоит отметить, что для пленок Cd_3As_2 , полученных методами физического осаждения, при субкельвинных температурах наблюдалось возникновение сверхпроводящего состояния [8,111], предположительно имеющего топологическую природу. До этого, сверхпроводящее состояние в Cd_3As_2 наблюдалось только в экспериментах под давлением [112] или методами туннельной спектроскопии [7,113]. В последнем случае возникновение сверхпроводимости связывалось с локальной деформацией образца под зондом туннельного микроскопа.

1.4.4. Топологические переходы в системах на основе арсенида кадмия

Поскольку, в отличие от большинства топологических материалов, арсенид кадмия обладает высокой стабильностью на воздухе, а также характеризуется высокими значениями электронных подвижностей, он представляет удобную платформу для исследования не только особенностей состояния ДПМ, но и переходов в другие фазы (в том числе, тривиальную), что составляет актуальную задачу в исследованиях топологических систем.

Наиболее очевидным способом индуцировать переход в другую топологическую фазу в конкретной системе является вариация её состава. При введении магнитных или немагнитных атомов происходит нарушение исходной симметрии системы, которое может приводить как к переходу в тривиальное состояние, так и к переходу в другие топологические фазы. При этом, наиболее удобным оказывается исследование систем, образующих непрерывный ряд твёрдых растворов, что гарантирует плавность изменения параметров и однофазность системы. Для этого

требуется, чтобы рассматриваемая вариация состава происходила в рамках изоструктурных соединений. Примером такой системы являются твердые растворы $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$, поскольку соединение Zn_3As_2 , являющееся тривиальным полупроводником, обладает той же симметрией элементарной ячейки ($I4_1/acd$), что и арсенид кадмия, но характеризуется меньшими значениями параметров решетки [102]. Тем не менее, даже в такой «подходящей» системе исследования композиционно-индуцированного электронного фазового перехода, выполненные разными группами, дают довольно неоднозначные результаты. Так, в объемных кристаллах $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ [114] увеличение содержания цинка приводит к структурному переходу $I4_1/acd \rightarrow P4_2/nmc$ при $x \sim 0.07$ и последующему переходу $P4_2/nmc \rightarrow I4_1/acd$ при $x \sim 0.52$. При этом переход в промежуточную фазу $P4_2/nmc$ интерпретируется авторами, скорее, не как стабилизация исходной фазы $\alpha''\text{-Cd}_3\text{As}_2$, являющейся также ДПМ системой [3], а именно как промежуточное состояние, в котором при увеличении x дираковские узлы сближаются в импульсном пространстве, пока не перекрываются в центре зоны Бриллюэна при $x_c \approx 0.38$, после чего открывается щель и система становится тривиальной. С другой стороны, анализ отрицательного продольного МС в эпитаксиальных пленках $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$, связываемого с киральной аномалией [115], указывает на то, что переход в тривиальную фазу происходит значительно раньше, при $x_c \approx 0.17$, что также сопровождается резким исчезновением вклада междолинного рассеяния, указывающего на слияние дираковских конусов. Замещение атомов мышьяка в $\text{Cd}_3(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ также приводит к переходу в фазу $P4_2/nmc$ (характерную для соединения Cd_3P_2) и при $x = 0.34$ методом ARPES детектируется открытие полупроводниковой щели ~ 0.23 эВ при 5 К [116]. Так, оценённая величина x_c в случае добавления фосфора оказывается меньше 0.34, при этом теоретическое рассмотрение системы $\text{Cd}_3(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ указывает на величину $x_c \approx 0.1$ [117], что примерно согласуется с результатами эксперимента.

Введение магнитной компоненты нарушает T -симметрию системы, что в случае ДПМ должно приводить к переходу в состояние ВПМ, а затем и в тривиальную фазу при увеличении содержания магнитных ионов. Однако, как отмечалось ранее, такие исследования крайне редки. Так, магнитотранспортные и магнетооптические исследования эпитаксиальных плёнок $(\text{Cd}_{1-x}\text{Cr}_x)_3\text{As}_2$ показали [118], что при $x \sim 0.02$ происходит заметное увеличение эффективной массы носителей, а также существенное уменьшение величины фазового сдвига осцилляций ШдГ, что связывается с переходом к дираковскому спектру массивных частиц, при $x > 0.04$ система окончательно переходит в тривиальное состояние. Аналогичный переход наблюдался и другой группой [119], однако, область устойчивости состояния ДПМ в данном случае ограничивалась значением $x \sim 0.04$, тогда как переход в тривиальное состояние происходил выше $x \sim 0.06$. Стоит сказать, что данных об исследовании свойств объемных кристаллов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Cr}_x)_3\text{As}_2$ в литературе не представлено.

Кроме добавления атомов хрома в литературе рассмотрен ещё один случай магнитного легирования арсенида кадмия – атомами Mn. Стоит отметить, что среди *3d* металлов, атомы марганца обладают максимальным значением магнитного момента - $5.0 \mu_B$, что должно увеличивать амплитуду эффектов, связанных с их введением в систему. Кристаллы $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ исследовались ещё в ранних работах, однако, соответствующие эксперименты акцентировались на изучении магнитных свойств данной системы, поскольку она рассматривалась как перспективный РМП материал. Так, величина эффективного магнитного момента одного атома марганца в $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ была оценена в $4.2 \mu_B$ [120]. Также было показано, что взаимодействие атомов Mn в матрице Cd_3As_2 имеет АФМ характер, что, в силу случайного пространственного распределения магнитных ионов, приводит к формированию состояния спинового стекла при низких температурах [121]. Также было отмечено, что при повышении содержания Mn аналогичный переход в состояние спинового стекла наблюдается и при значительно более высоких температурах (до 200 К) [122], что связывалось с формированием Mn-содержащих кластеров. Итоговое АФМ взаимодействие представлялось в виде суммы двух вкладов – взаимодействия ближайших соседей (величина которого оценивалась в 40 К [123]) и вклада дальнедействующих корреляций. Однако, результаты исследования магнитотранспортных свойств $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ представлены только для случая малых x в эпитаксиальных пленках [124]. Соответствующие результаты характеризуют лишь базовые изменения транспортных параметров при введении марганца, тогда как вопрос влияния атомов Mn на электронную структуру материала остался не изученным. За последние несколько лет данный аспект исследовался теоретически, в рамках расчета зонной структуры $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ [125-127]. Соответствующие расчеты, проведенные в рамках ячейки α'' -фазы с одним замещенным атомом кадмия (что соответствует $x \approx 0.042$), дали противоречивые результаты. Так, для кристалла $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ с $x \approx 0.042$ предсказывался переход в состояние тривиального полупроводника [125], металла [126] или в фазу ВПМ [127]. Кроме очевидного противоречия, ни одна из данных работ не смогла описать и магнитные взаимодействия между атомами Mn, поскольку, рассматривая единственный атом в ячейке, авторы неизбежно получали ФМ упорядоченную систему. Наличие описанного расхождения в теоретических предсказаниях и отсутствие убедительных экспериментальных данных о влиянии магнитной компоненты на электронные свойства $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ и мотивировали настоящую работу. Стоит также сказать, что, кроме этого, интерес представляет ещё и сопоставление свойств $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ с характерными свойствами РМП систем, к которым его, технически, можно отнести.

Постановка задач исследования

Из представленного обзора литературы следует постановка задач исследования:

Исследование топологических фазовых переходов, а также устойчивости различных топологических фаз составляет актуальную задачу физики конденсированного состояния. Кроме того, изменение состава топологической системы позволяет варьировать её параметры, что может быть важным для конкретных приложений. Учитывая слабую степень исследованности переходов, индуцированных магнитной компонентой, фокус настоящей работы направлен на исследование системы $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$, как в форме объемных кристаллов, так и в форме плёнок. Кроме того, важным является сопоставление свойств рассматриваемого ДПМ с магнитной компонентой с характерными свойствами магнитных тривиальных систем. В этом аспекте, кроме литературных данных также можно использовать результаты исследований модельных систем с магнитной компонентой, характеризующихся высокой степенью магнитного и скалярного беспорядка (для оценки их влияния на характерные эффекты в магнитотранспорте, что также составляет актуальную задачу).

Таким образом, в данной работе решались следующие задачи:

- Исследование магнетотранспортных свойств тонких плёнок $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ с различной долей магнитной примеси. Оценка транспортных параметров и релевантных вкладов в МС исследуемых систем.
- Исследование магнетотранспортных свойств объемных поликристаллов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$. Построение композиционных зависимостей транспортных параметров для данных систем. Выявление сигнатурных эффектов фазы ДПМ.
- Выявление сигнатур фазового перехода в пленках и кристаллах $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$. Сопоставление полученных данных с результатами теоретических расчетов зонной структуры и магнитных взаимодействий в рассматриваемых системах.
- Исследование магнетотранспорта в композитных кристаллах InSb-MnSb эвтектического состава и высоким уровнем беспорядка в матрице, вызванным необратимым структурным переходом под давлением. Анализ полученных температурных и магнитополевых зависимостей сопротивления.
- Исследование зарядового транспорта в многослойных структурах $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$ при вариации толщины слоёв. Изучение влияния магнитной подсистемы различной конфигурации (варьирующейся от ансамбля плоских нановключений до сплошного слоя) на транспорт носителей заряда в слоях Ta, имеющих высокую степень беспорядка. Оценка влияния магнитного беспорядка на магнитотранспортные свойства данных структур.
- Сопоставление наблюдаемых особенностей системы $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ с типичным поведением тривиальных материалов с магнитной компонентой, исходя из литературных данных и результатов исследования модельных систем.

Глава 2. Образцы и методики измерений

2.1. Образцы

В рамках настоящей работы исследовались четыре серии образцов. Объемные кристаллы и тонкие пленки $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ были получены А.И. Рилем из группы С.Ф. Маренкина в Институте общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова (ИОНХ) РАН. Композитные кристаллы InSb-MnSb эвтектического состава были получены А.В. Кочурой из Юго-Западного государственного университета. Многослойные структуры $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$ были получены в группе Ф.А. Пудонина из Физического института им. П.Н. Лебедева РАН. Ниже описаны технологии получения и результаты базовой характеристики исследуемых образцов каждой серии.

2.1.1. Объемные поликристаллы $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$

Поликристаллы $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ с $x = 0-0.08$ выращивались непосредственным сплавлением высокочистых элементов Cd, Mn и As, взятых в соответствующих соотношениях, вакуумно-ампульным методом. Синтез кристаллов проводился в электропечах с вертикальной шахтой (с воздушной атмосферой), оборудованных температурными регуляторами ТЕРМОДАТ (точность поддержания температуры ± 1 К), с компьютерным управлением и возможностью записи температурных режимов печи. Порошковая смесь элементов помещалась в двустенную кварцевую ампулу, откачивалась до давления около 10^{-2} Па, после чего ампула запаивалась. Двустенная ампула использовалась для предотвращения нарушения условий вакуума в процессе синтеза ввиду расширения образца при кристаллизации, что обычно приводит к нарушению целостности внутренней ампулы. Для предотвращения взаимодействия элементов со стенками внутренней ампулы при расплаве, перед навеской смеси стенки покрывались пиролитическим графитом. Режим синтеза формировался с учётом высокой летучести As в составе арсенида кадмия, что требовало отсутствия заметного градиента температур в используемой области шахты, и состоял из трёх этапов. На первом этапе ампула нагревалась до 873 К со скоростью менее 100 К/ч и выдерживалась при этой температуре в течении 5 ч. Вторым этапом был дальнейший нагрев до 1023 К со скоростью 30 К/ч и последующей выдержкой в течении примерно 80 ч для гомогенизации расплава. На третьем этапе ампула последовательно охлаждалась до 983 К (со скоростью 7-10 К/ч), 853 К (со скоростью 20 К/ч) и до комнатной температуры в режиме выключенной печи. Таким образом были получены плотные слитки с низкой пористостью и весом порядка 50 г. Внешний вид полученной слитка представлен на Рис. 2.1. Для дальнейших исследований из центральной части слитка вырезался набор шайб с помощью прецизионной струнной пилы. Ввиду использования жидкого абразива в процессе

резки и фиксации слитка на предметном столике с помощью воска, все шайбы отмывались в ацетоне перед последующими манипуляциями. Часть полученных шайб перетиралась в порошок для рентгенодифракционных исследований и последующего синтеза тонких плёнок. Для микроструктурных исследований поверхность шайбы шлифовалась и полировалась. Для транспортных исследований из шайбы вырезался образец в форме параллелепипеда с характерными размерами порядка $5 \times 3 \times 1$ мм (Д \times Ш \times В).



Рис. 2.1. Внешний вид слитка $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ [128].

Структурные свойства полученных поликристаллов исследовались методом рентгенофазового анализа (РФА) на дифрактометре D8 Advance (Bruker, излучение $\text{Cu K}\alpha$, $\lambda = 0.154$ нм, $U = 40$ кВ, $I = 40$ мА) в центре коллективного пользования ИОНХ РАН. Съёмку дифрактограмм производили в диапазоне углов $2\theta = 10-90^\circ$ с шагом 0.006° и выдержкой 3 сек в каждой точке. При обработке полученных данных использовалась база ICDD PDF-2, а также использовались программные среды DiffraSuiteEVA и Topas (Bruker).

Результаты РФА для поликристаллов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ с $x = 0-0.08$ показаны на Рис. 2.2а. Как видно из представленных дифрактограмм, наиболее интенсивные пики наблюдаются для всех образцов, однако набор менее интенсивных пиков зависит от композиции кристалла. За исключением узких рефлексов, связанных с порошком монокристаллического кремния, добавленного в качестве референса (для увеличения точности определения положения пиков исследуемых образцов), остальные наблюдаемые рефлексии индексируются в рамках двух полиморфных модификаций арсенида кадмия - α - Cd_3As_2 (пр. гр. 142, $I4_1/acd$) и α'' - Cd_3As_2 (пр. гр. 137, $P4_2/nmc$). При этом, для исходного кристалла арсенида кадмия ($x = 0$) наблюдаются только пики α -фазы, тогда как для образца с $x = 0.08$ наблюдаются только дифракционные пики, характерные для α'' -фазы. Результаты для образцов промежуточного состава содержат указания на наличие обеих фаз. Более детальный анализ кривых показывает наличие существенного сдвига положений дифракционных пиков в сторону больших углов (Рис. 2.2б) при увеличении содержания Mn, что свидетельствует об уменьшении межплоскостных расстояний в кристалле,

то есть, параметров ячейки. Анализ кривых по методу Ритвельда показывает, что соответствующее уменьшение параметров при росте содержания марганца происходит как для α -фазы, так и для α'' -фазы. Принимая во внимание, что ионный радиус атома Cd значительно больше, чем для атома Mn, наблюдаемое снижение параметра решётки указывает на то, что атомы Mn замещают атомы Cd, подтверждая формирование тройного твёрдого раствора $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$. Однако, изменение параметра решётки насыщается при $x = 0.043$, и дальнейшее увеличение содержания Mn (до $x = 0.08$) не приводит к значительным изменениям. Это позволяет сделать вывод о том, что предел растворимости Mn в Cd_3As_2 оказывается порядка $x_{\text{sol}} \sim 0.043$ [128].

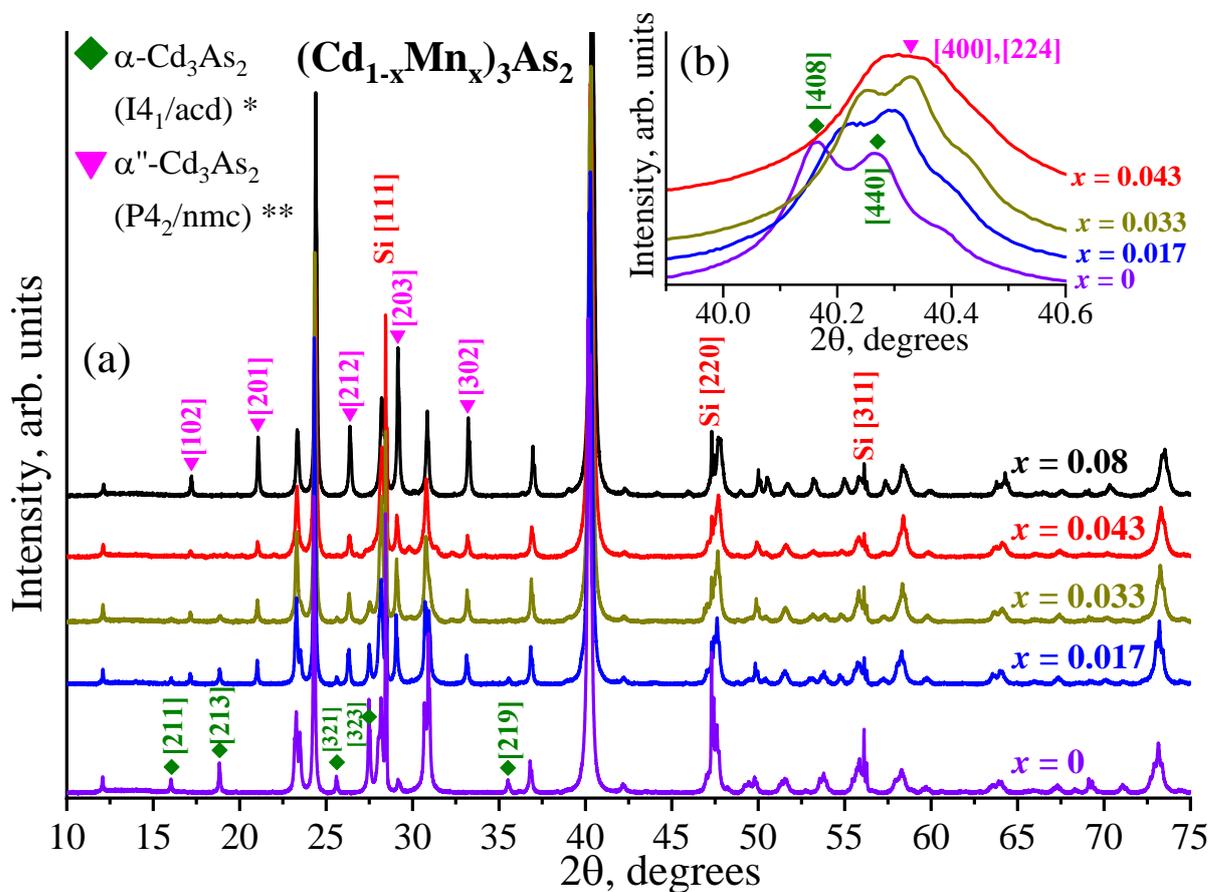


Рис. 2.2. (а) Дифрактограммы для образцов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ с $x = 0-0.08$. (б) Увеличенная часть кривых в диапазоне $2\theta = 39.9^\circ - 40.6^\circ$. Ромбами и треугольниками отмечены положения пиков, соответствующих характерным отражениям для двух модификаций Cd_3As_2 на основании данных из базы ICDD PDF-2 [128].

Дополнительные микроструктурные исследования полированной поверхности среза кристаллов проводились на металлографическом микроскопе Epiquant (Carl Zeiss). Как видно из представленных на Рис. 2.3 микрофотографиях, за исключением крупных протяженных дефектов поверхности (которые могут быть связаны либо с границами крупных агломераций зёрен, либо с последствиями процедуры полировки), поверхность чистого образца (Рис. 2.3а) имеет

однородный контраст, тогда как для образца с $x = 0.08$ наблюдаются микронные включения второй фазы, показанные стрелками на Рис. 2.3b.

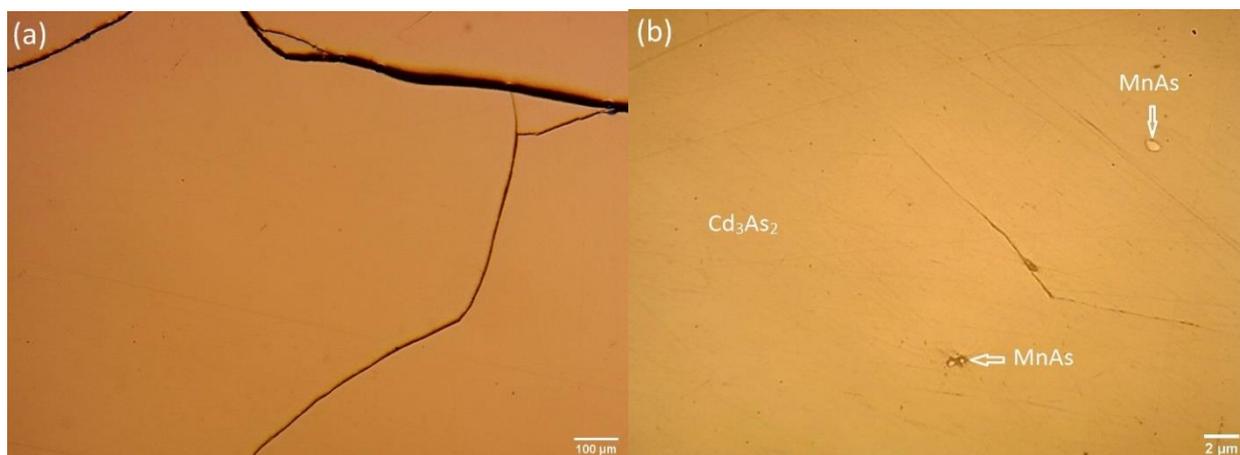


Рис. 2.3. Микрофотографии полированной поверхности образцов (a) с $x = 0.0$ и (b) с $x = 0.08$. Стрелками отмечены включения второй фазы [128].

Наличие второй фазы в образце $x = 0.08$ также подтверждается совокупностью данных электронной микроскопии, дифференциальной сканирующей калориметрии и магнитометрии [128]. При этом, полученные результаты позволяют идентифицировать данную фазу как арсенид марганца (MnAs). Отсутствие соответствующих сигнатур в данных РФА (Рис. 2.2a) связывается с низкой интенсивностью дифракционных пиков, характерной для MnAs, и малым содержанием данной фазы в исследуемом кристалле. Результаты проведенного анализа схематично показаны на Рис. 2.4. Таким образом, увеличение содержания марганца в $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ приводит к появлению и последующей стабилизации α'' -фазы и к формированию включений фазы MnAs при превышении порога растворимости $x_{sol} \sim 0.043$ [128].

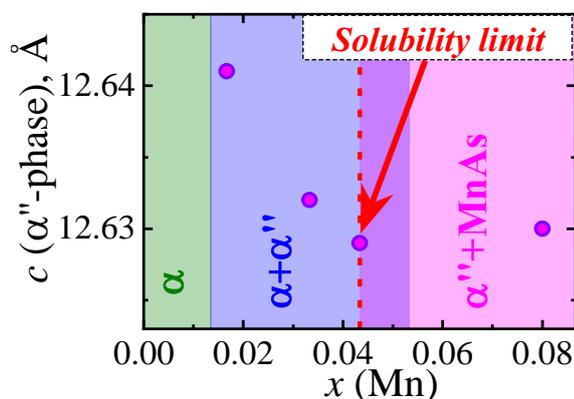


Рис. 2.4. Композиционная зависимость параметра ячейки c для фазы α'' - Cd_3As_2 . На рисунке схематично представлены диапазоны изменяющегося фазового состава образцов и отмечен предел растворимости [128].

2.1.2. Тонкие пленки $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$

Части поликристаллических слитков $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$, метод получения которых описан выше, были перемолоты в крупнозернистый порошок, используемый в качестве прекурсора для напыления тонких плёнок соответствующих составов. Целевые плёнки $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ получались методом вакуумно-термического испарения на установке ВУП-5. В качестве подложек, располагаемых ниже испарителя, использовались ситалловые пластины (СТ-50-1) размером 3×5 мм. Испарение мишени (порошка объемных кристаллов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$) проводилось из вольфрамового испарителя резистивного типа, выполненного в форме конусообразной спирали. Расстояние между испарителем и подложками составляло 4 см. Температура подложек при синтезе составляла 300 К. Процесс синтеза пленок проводился до полного испарения материала мишени, контролируемого через смотровое окно в камере.

Характеризацию полученных плёнок проводили также методом РФА в центре коллективного пользования ИОНХ РАН. Съёмку производили с шагом 0.014° в диапазоне $2\theta = 10-90^\circ$ и выдержкой в каждой точке 1.3 сек. Как видно из представленной дифрактограммы (Рис. 2.5) для пленки, полученной из прекурсора с $x = 0.0$, все пики, за исключением пиков ситалловой подложки, индексируются в рамках тетрагональной фазы Cd_3As_2 , в данном случае представлены индексы α -модификации. Важно отметить, что ввиду относительно малой толщины исследуемой пленки и, как результат, малой интенсивности соответствующих пиков, удаётся детектировать только основные рефлексы. Это также объясняет достаточно малое соотношение сигнал/шум в представленных данных. В отличие от объемных поликристаллов, рассмотренных выше, из-за отсутствия слабых уникальных пиков, в данном случае нельзя с уверенностью идентифицировать конкретную полиморфную модификацию решетки (поскольку наблюдаемые пики являются общими как для α -фазы, так и для α'' -фазы). Тем не менее, представленные данные подтверждают сохранение тетрагональной симметрии ячейки, при этом следов побочных фаз в данном случае не наблюдается.

В качестве дополнительной характеристики проводились исследования полученных пленок методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) на микроскопе Helios Nanolab 600i (ThermoFisher Scientific). Основной задачей в рамках данного рассмотрения являлось независимое определение толщины полученных плёнок. Для этого часть пленки (уже после магнитотранспортных измерений) покрывалась защитным слоем платины, после чего с помощью ионного пучка (ионы Ga^+) вытравливался небольшой «колодец». Защитный слой предотвращает деградацию окружающей части пленки под пучком. В результате снималась серия изображений края пленки, полученных под наклоном предметного столика. Характерные изображения представлены на Рис. 2.6. Как видно из представленных изображений, области подложки, пленки и защитного слоя хорошо различимы. При этом поверхность самой пленки имеет довольно

выраженный рельеф. Для дальнейшего анализа использовались интегральные значения толщины исследуемых пленок, полученные усреднением по площади области пленки на изображениях с поправкой на угол наклона. Итоговые значения представлены в Главе 3 и использовались, в частности, для расчета удельного сопротивления и концентрации носителей заряда в исследуемых пленках.

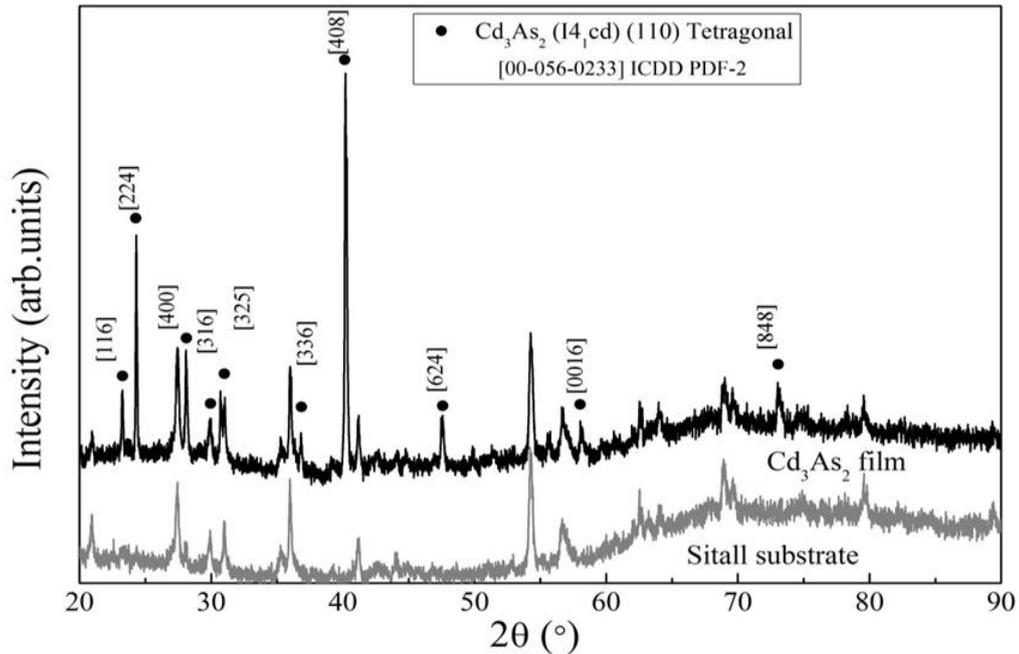


Рис. 2.5. Результаты РФА для пленки $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ с $x = 0.0$ (индексы проставлены в рамках фазы α - Cd_3As_2). На рисунке также представлена дифрактограмма ситалловой подложки.

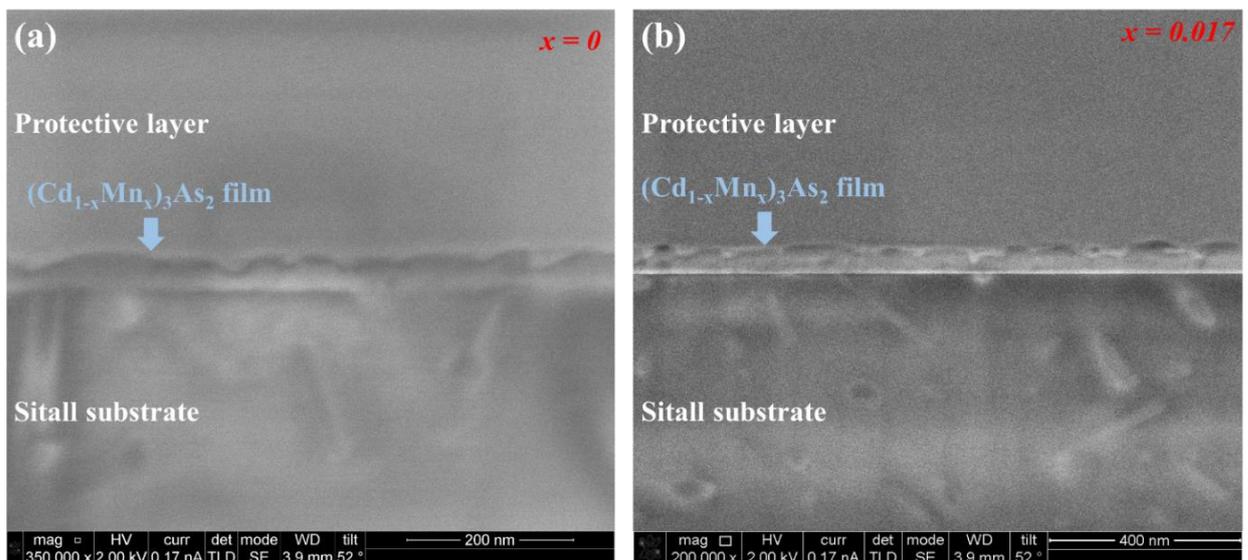


Рис. 2.6. СЭМ изображения края пленок $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ с (a) $x = 0.0$ и (b) $x = 0.017$, полученные под наклоном предметного столика. На изображениях отмечены области подложки, целевой пленки и защитного слоя.

2.1.3. Композитные кристаллы InSb-MnSb эвтектического состава

В рамках настоящей работы исследовались магнитотранспортные свойства композитных кристаллов InSb-MnSb эвтектического состава после барических воздействий (то есть, приложения и снятия гидростатического давления). В данном пункте будут рассмотрены способы получения и результаты структурной характеристики исходных кристаллов, а эффекты, связанные с приложением давления, будут рассмотрены в Главе 5, для удобства обсуждения оригинальных результатов данной работы.

Исходный кристалл эвтектического состава InSb-MnSb выращивался методом Бриджмена-Стокбаргера (одна из разновидностей методов направленной кристаллизации). Суть метода состоит в постепенном перемещении ампулы в градиенте температуры, создаваемом двумя нагревателями, разделенными слоем тепловой изоляции (кольцевой диафрагмой). Движение ампулы из горячей зоны в более холодную позволяет локализовать фронт кристаллизации вблизи области кольцевой диафрагмы, что позволяет получать кристаллы более высокого структурного качества (по сравнению с вакуумно-ампульным сплавлением в безградиентной печи). Для роста целевых кристаллов использовались бинарные прекурсоры - монокристаллы InSb (99.999% чистоты) и поликристаллы MnSb, которые синтезировались прямым сплавлением Sb (99.99% чистоты) и Mn (99.999% чистоты) в вакуумизированных кварцевых ампулах. Прекурсоры измельчались в порошок со средним размером частиц 5 - 10 мкм. Для роста кристалла шихта массой 70 гр. (93.5 мол.% InSb + 6.5 мол.% MnSb, что соответствует эвтектическому составу) загружалась в кварцевую ампулу, откачанную до 10^{-2} Па и покрытую пиролитическим графитом. Ростовые условия были оптимизированы в рамках предварительных исследований. Температуры двух зон поддерживались на уровне 838 К и 593 К, а скорость движения ампулы в печи не превышала 0.5 мм/час. Также в качестве зародышевого использовался кристалл InSb с плоскостями (110), перпендикулярными оси роста кристалла \vec{N} (направлению движения ампулы).

Часть центральной области кристалла InSb-MnSb была перемолота в порошок и исследована методом РФА на дифрактометре D8 Advance (Bruker). Полученная порошковая дифрактограмма представлена на Рис. 2.7. Как видно из представленных данных, наблюдаются только пики фаз InSb и MnSb (с гексагональной структурой NiAs-типа), что подтверждает композитную природу исследуемого кристалла, а также отсутствие выраженного перемешивания компонент (образования побочных фаз), что характерно для эвтектической композиции. Стоит отметить, что РФА исследования образцов из краевой части кристалла показали небольшие следы соединений InMn₃ и Mn₂Sb. Поэтому дальнейшие исследования проводились только для образцов из центральной части.

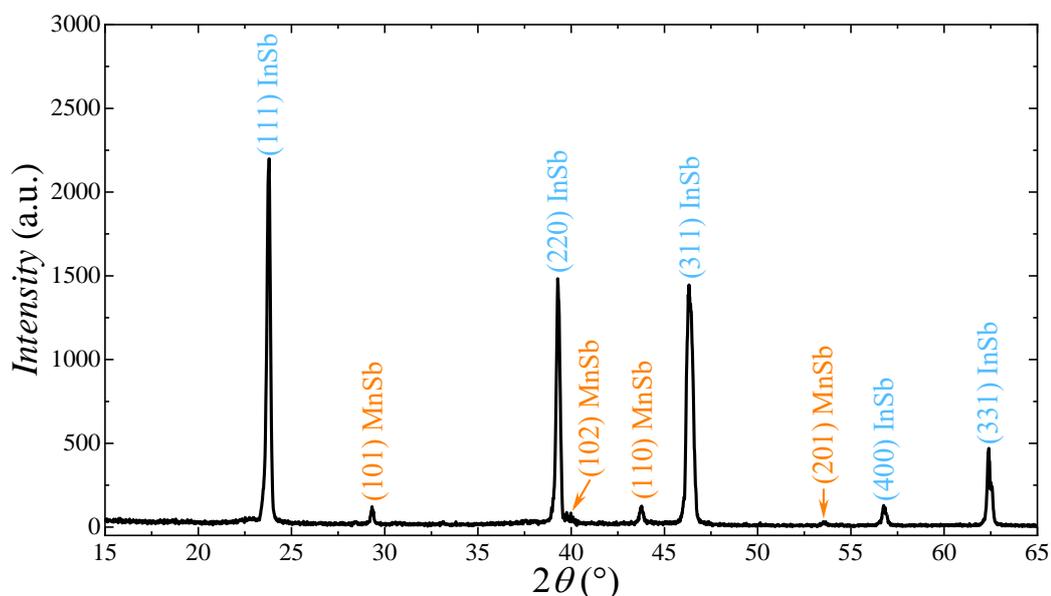


Рис. 2.7. Порошковая дифрактограмма для образца, взятого из центральной части слитка InSb-MnSb. Наблюдаемые рефлексы проиндексированы в рамках бинарных фаз InSb и MnSb.

Состав и микроструктура композитного кристалла InSb-MnSb исследовались методом СЭМ на микроскопе JSM 6610LV (Jeol), оборудованным модулем X-MaxN (Oxford Instruments) для энергодисперсионного рентгеновского микроанализа (ЭДРМА). Образцы для этих исследований вырезались вдоль и поперек оси роста кристалла \vec{N} . Полученные СЭМ изображения представлены на Рис. 2.8. Видно, что в матрице исследуемых кристаллов присутствуют протяженные включения второй фазы, равномерно распределенные по объему кристалла. При этом они имеют форму игл, ориентированных вдоль оси роста кристалла \vec{N} . Средний диаметр включений составляет примерно 12 мкм, а их длина доходит до 1000 мкм, то есть соотношение их сторон достигает порядка 100. Методом ЭДРМА было получено пространственное распределение элементов в исследуемых кристаллах (нижние панели на Рис. 2.8). Видно, что наблюдаемые игольчатые включения соответствуют фазе MnSb.

Анализ лауэграмм показал наличие выраженной кристаллографической ориентации компонент кристалла. Так, было установлено, что ось роста кристалла \vec{N} совпадает с кристаллографическими осями [110] матрицы InSb и [001] игольчатых включений MnSb. В более ранних работах [129] было определено, что такая конфигурация кристаллографических направлений соответствует минимуму энергии на границе фаз InSb и MnSb. Наличие выраженной кристаллографической ориентации игольчатых включений MnSb подтверждается также анизотропией магнитных свойств данных кристаллов. Как показано на Рис. 2.9, кроме различия в абсолютных значениях намагниченности в слабых полях, ориентированных вдоль и поперек оси игл MnSb (то есть направления [001] MnSb), при меньших температурах, при приближении к температуре Кюри в поле, параллельном оси [001] MnSb, наблюдается существенный рост намагниченности. Данный эффект практически отсутствует для другой

ориентации поля и связывается с переориентацией оси легкого намагничивания [56,130]. Стоит также сказать, что ось легкого намагничивания при более низких температурах оказывается перпендикулярна оси игольчатых включений, это означает, что магнитокристаллическая анизотропия MnSb оказывается более существенной, чем анизотропия формы (несмотря на высокое значение соотношения сторон включений).

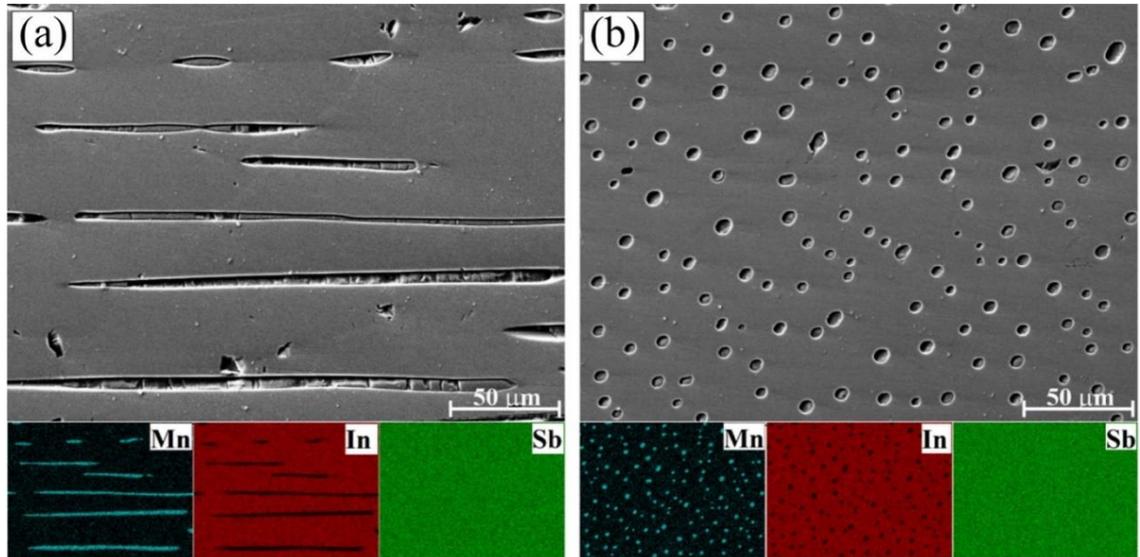


Рис. 2.8. СЭМ изображение поверхности образцов InSb-MnSb: (а) ось роста кристалла \vec{N} лежит в плоскости изображения; (б) ось \vec{N} перпендикулярна плоскости изображения. Под СЭМ изображениями представлены карты распределения релевантных элементов, полученные методом ЭДРМА.

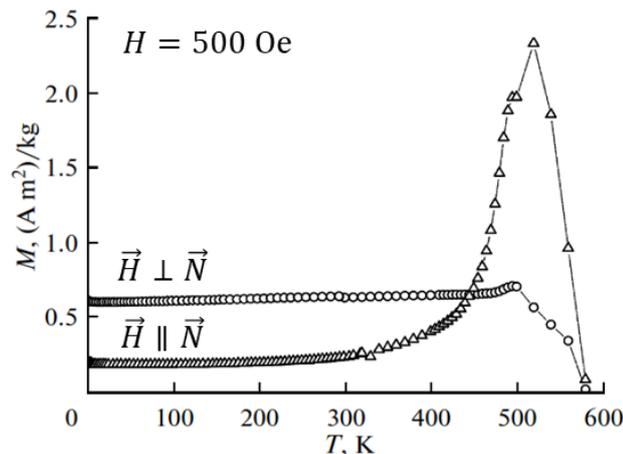


Рис. 2.9. Температурная зависимость намагниченности кристалла InSb-MnSb, измеренная в поле $H = 500$ Э, ориентированном вдоль и поперек оси роста кристалла \vec{N} (оси игольчатых включений MnSb) [66].

Более подробное исследование элементного состава игольчатых включений MnSb показало наличие избытка атомов сурьмы на уровне 1.7 ат.%. Для материалов со структурой NiAs-типа, к которым относится MnSb, отклонения от стехиометрии оказывают существенное влияние на их фазовую стабильность [131]. Так, в соединениях $Mn_{1+\delta}Sb$ избыточные атомы Mn занимают

позиции в междоузлиях решетки, и увеличение δ приводит к уменьшению температуры Кюри, намагниченности насыщения и магнитокристаллической анизотропии [59]. При этом предел растворимости Sb в MnSb близок к стехиометрическому составу [132], а максимальное содержание Sb, наблюдаемое в соединениях MnSb, не превышает 52 ат.% [56], что близко к значению, наблюдаемому в нашем случае. В общем случае избыток Sb в $\text{Mn}_{1+\delta}\text{Sb}$ (то есть $\delta < 0$) не приводит к ослаблению ферромагнитного отклика [66], в отличие от избытка марганца ($\delta > 0$). Это также подтверждается измерениями температурной зависимости намагниченности насыщения для исследуемых кристаллов InSb-MnSb, по результатам которых температура Кюри оценена как $T_c \approx 600$ К [66], что совпадает с максимальными значениями для MnSb в литературе [52].

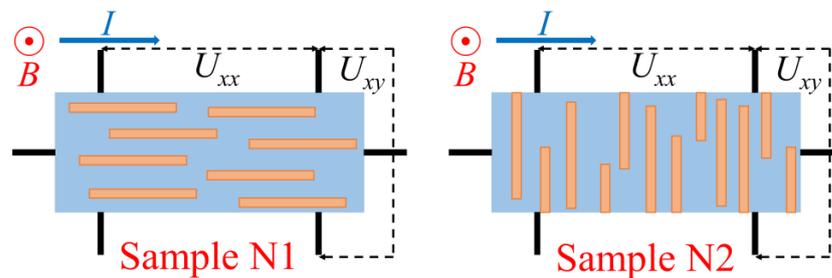


Рис. 2.10. Схема ориентации игольчатых включений (оранжевые прямоугольники) в образцах InSb-MnSb относительно геометрии магнитотранспортных экспериментов.
 I – измерительный ток; B – внешнее магнитное поле; U_{xx} – измеряемое продольное напряжение; U_{xy} – измеряемое холловское напряжение.

Для дальнейших исследований из центральной части композитного кристалла InSb-MnSb вырезалось два образца в форме параллелепипедов, длинная сторона которых была параллельна (образец N1) и перпендикулярна (образец N2) оси игольчатых включений MnSb (оси роста кристалла \vec{N}). Для простоты, на Рис. 2.10 показаны ориентации игольчатых включений MnSb в магнитотранспортных экспериментах, относительно направлений измерительного тока I и прикладываемого магнитного поля B . Из рисунка видно, что в обоих случаях внешнее магнитное поле оказывается сонаправленным с осью легкого намагничивания, различается только относительная ориентация оси включений и направления измерительного тока.

2.1.4. Многослойные структуры $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$

При росте многослойных структур $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$ использовались мишени Ta и $\text{Fe}_{21}\text{Ni}_{79}$ 99.95% чистоты. Осаждение происходило в установке ВЧ катодного распыления Sputron-II (Balzers) с частотой питающего напряжения на катоде (мишени) в 13.56 МГц в плазме Ar. В качестве подложки использовались изолирующие полированные ситалловые пластины.

Температура подложки в процессе осаждения поддерживалась равной 353 К. Предварительно рабочая камера откачивалась до давления 2×10^{-6} Торр, после чего вводился поток рабочего газа Ar с давлением 6×10^{-4} Торр. Технологические толщины слоёв Ta и FeNi рассчитывались из времени осаждения. Средняя скорость осаждения была равной 0.067 нм/с. Условия осаждения выдерживались одинаковыми при получении всех целевых образцов многослойных структур $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$, различались только времена осаждения различных слоёв и количество периодов.

Всего было выращено две серии образцов, структура которых схематично представлена на Рис. 2.11, а технологические параметры указаны в Таблице 2.1. Первая серия образцов (N1-N3) отличается толщиной слоёв Ta в диапазоне 1.3-4.6 нм при одинаковой эффективной толщине слоёв FeNi, равной 0.52 нм. При такой толщине слой FeNi является несплошным, а представляет собой ансамбль однодоменных ферромагнитных наностроек [133] (что схематично показано на Рис. 2.11a). Вариация количества периодов (Ta-FeNi) в данном случае направлена на уменьшение различий в суммарной толщине D исследуемых структур. Поскольку наностройки FeNi лежат в параллельных плоскостях, в рамках данной серии, фактически, исследовалось влияние расстояния между слоями на их взаимодействие друг с другом и носителями заряда в слое Ta. Во второй серии образцов (N5-N8), наоборот, толщина слоя Ta одинакова и равна 2.5 нм (Рис. 2.11b), а толщина слоёв FeNi варьировалась в диапазоне 1.0-4.0 нм. В предыдущих исследованиях [133] было показано, что порог перколяции в слое FeNi соответствует эффективной толщине в 1.5-1.8 нм, выше которой наностройковый слой становится сплошным. Таким образом, в рамках второй серии, фактически, исследовалось влияние морфологии слоя FeNi на зарядовый транспорт в структурах $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$.

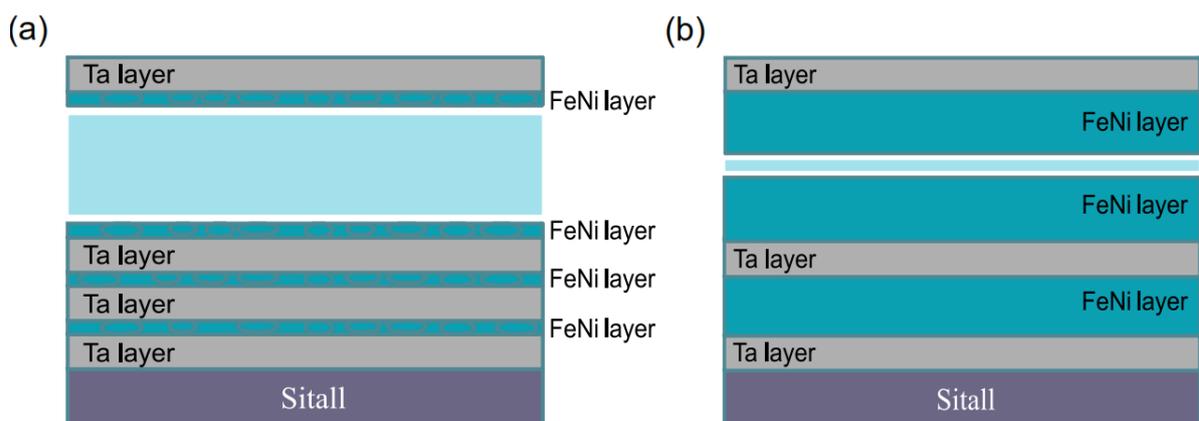


Рис. 2.11. Схематичное изображение многослойных структур $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$ двух серий: (a) с варьированием толщины слоя Ta; (b) с варьированием толщины слоя FeNi.

Таблица 2.1. Технологические параметры многослойных структур (Ta–FeNi)_N–Ta: толщина слоя Ta, d ; толщина слоя FeNi, h ; количество периодов, N ; суммарная толщина структуры D .

Серия	Образец	d (Ta), нм	h (FeNi), нм	N , шт.	D , нм
I	N1	4.6	0.52	10	55.80
I	N2	2.3	0.52	11	33.32
I	N3	1.3	0.52	14	26.78
II	N5	2.5	1.0	11	41.00
II	N6	2.5	1.5	11	46.5
II	N7	2.5	2.0	11	52.00
II	N8	2.5	4.0	11	74.00

Структура образцов (Ta–FeNi)_N–Ta, характеризовалась в рамках рентгенодифракционных исследований. Соответствующие измерения проводились на гониометре Bede 200 работающим в режиме 55 кВ и 300 мА с излучением Cu K_α $\lambda = 0.154$ нм, которое создавал рентгеновский генератор с вращающимся анодом Rigaku Ru 300. Получившиеся дифракционные кривые для образцов N1 и N8 представлены на Рис. 2.12 в сравнении с результатами для чистой ситалловой подложки и 70-нм пленки Ta на ситаллой подложке, полученной при аналогичных условиях. Как видно из представленных данных, большая часть наблюдаемых дифракционных пиков относится к ситалловой подложке, индексирующейся в рамках фазы рутила TiO₂. Для целевых образцов не наблюдается заметных пиков, характерных для кристаллических фаз α -Ta или β -Ta. Тем не менее, для референсной 70-нм пленки Ta (зелёная кривая на Рис. 2.12а) наблюдается широкий пик при $2\theta = 37.8^\circ$, который может образовываться наложением уширенных пиков (202) и (212) фазы β -Ta, что указывает на сильную неупорядоченность данного слоя. Наиболее вероятно, что подобный слой Ta представляет собой смесь аморфной и мелкокристаллической фаз. В некоторой мере подобная особенность может быть применима и к слоям Ta в исследуемых многослойных структурах, что объясняет небольшой рост интенсивности сигнала, относительно кривой для ситалловой подложки, в том же диапазоне углов (Рис. 2.12а). В рамках проведенного анализа кривых для образцов N1 и N8 также не было выявлено следов оксидных фаз Ta (в частности, TaO₂ и Ta₂O₅). Однако, для образца N8 (Рис. 2.12b) наблюдается отчетливый дополнительный пик в диапазоне $2\theta = 40-45^\circ$, положение которого соответствует пику (111) ГЦК структуры с параметром решетки 3.54 ± 0.03 Å, что идентично параметрам объемных кристаллов Fe₂₀Ni₈₀.

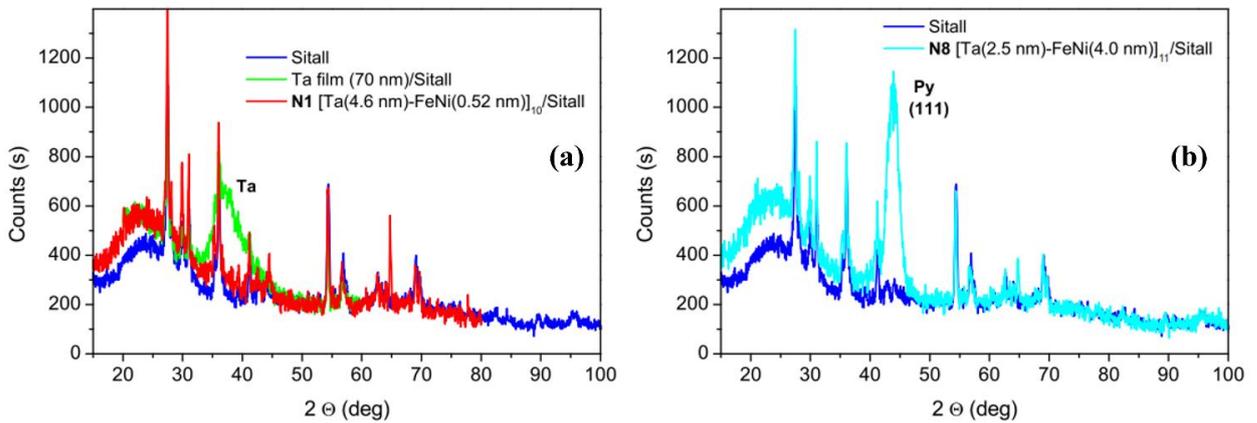


Рис. 2.12. Дифракционные кривые, полученные для образцов (Ta–FeNi)_N–Ta (a) N1 (красная кривая) и (b) N8 (голубая кривая). Для сравнения также представлены дифрактограммы чистой ситалловой подложки (синяя кривая) и 70-нм пленки Ta на ситаллой подложке, полученной при аналогичных условиях.

Для образцов N1 и N8 также были получены кривые рентгеновской рефлектометрии, представленные на Рис. 2.13. Как можно видеть из рисунка, для обоих образцов наблюдаются осцилляции Киссига, показывающие наличие периодической модуляции состава исследуемой пленки вдоль оси роста. Обычно, чем выше качество интерфейсов в многослойных структурах, тем в большем диапазоне углов наблюдаются осцилляции Киссига. В данном случае наблюдаются осцилляции вплоть до третьего порядка, что указывает на довольно малую шероховатость интерфейсов Ta/FeNi в исследуемых структурах. Численный анализ полученных данных проводился с помощью программы Diffrac.Leptos (Bruker). Оцененные значения толщины (в нм) слоёв Ta (FeNi) получились равными 4.86 (0.96) и 2.42 (3.48), что хорошо согласуется с номинальными толщинами 4.6 (0.52) и 2.5 (4.0) для образцов N1 и N8 соответственно. Оцененные значения плотностей (в г/см³) слоёв Ta (FeNi) получились равными 14.2 (4.1) и 15.1 (9.0) для образцов N1 и N8, соответственно. Данные значения хорошо согласуются с плотностью объемного Ta 16.6 г/см³, однако, относительно плотности объемного FeNi (8.62 г/см³) видно, что сплошной слой FeNi в образце N8 хорошо согласуется с этим значением, однако, слой FeNi в образце N1 оказывается существенно менее плотным, что согласуется с предположением о его nanoостровковом характере. Шероховатость интерфейсов Ta/FeNi в исследуемых структурах, согласно проведенному анализу, составляет 0.6 и 0.97 нм для образцов N1 и N8, соответственно.

Микроструктура многослойных структур (Ta–FeNi)_N–Ta исследовалась на растровом просвечивающем электронном микроскопе (ПРЭМ) Titan 80-300 (FEI), работающим на ускоряющем напряжении 300 кВ и оборудованным корректором сферических aberrаций электронного зонда в режиме светлого и тёмного поля. При формировании темнопольных изображений использовался высокоугольный кольцевой детектор темного поля (Fischione), регистрирующий электроны, рассеянные на большие углы. Образцы для исследования

поперечных срезов структур $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$ получались с помощью сфокусированного ионного пучка на двухлучевых микроскопах Versa 3D и Helios NanoLab 600i (Thermo Fisher Scientific), оснащенных микроманипуляторами Omniprobe и системами впрыскивания газа для осаждения Pt и W. На первой стадии формировался 2-мкм покрывной слой W на поверхности образца для защиты от возможных повреждений. Срез делался ионным пучком 30 кэВ Ga^+ . Чтобы удалить аморфный слой на последней стадии пробоподготовки, энергия ионного пучка Ga^+ уменьшалась до 2 кэВ. Энергодисперсионный рентгеновский микроанализ (ЭДРМА) проводился с использованием спектрометра EDAX (Phoenix system).

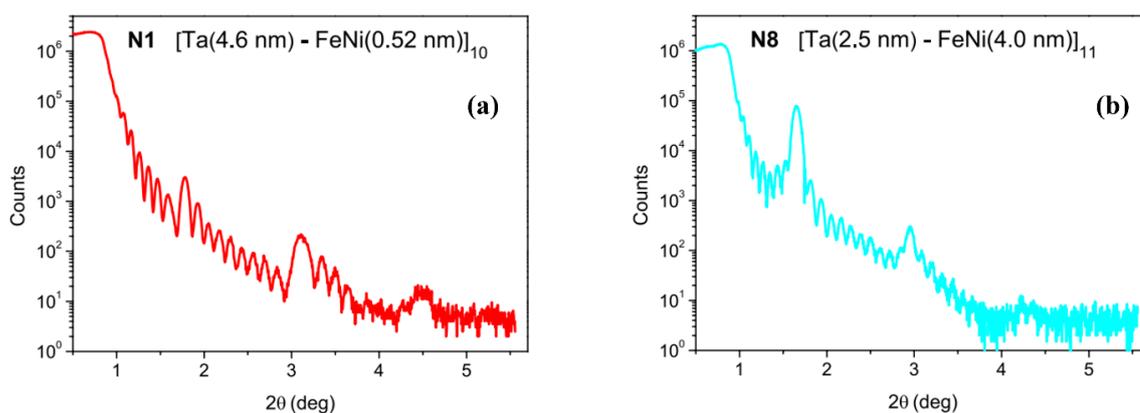


Рис. 2.13. Кривые рентгеновской рефлектометрии, полученные для образцов $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$ (a) N1 (красная кривая) и (b) N8 (голубая кривая).

На Рис. 2.14 представлены полученные светлопольные ПРЭМ изображения для образцов N1 и N8. Как видно из представленных изображений, на срезах исследуемых образцов наблюдается набор полос различного контраста, что соответствует вариации состава слоёв. Видно, что наблюдаемые слои параллельны друг другу и характеризуются двумя вариантами контраста, что подтверждает наличие периодической сверхструктуры $(\text{Ta-FeNi})_N$. При этом более темный контраст соответствует слоям Ta, а более светлый – слоям FeNi. Толщины соответствующих слоёв, оцененные из результатов ПРЭМ исследований, хорошо согласуются с технологическими толщинами, представленными в Таблице 2.1. Кроме того видны четкие границы между слоями, что подтверждает высокое качество интерфейсов Ta/FeNi в исследуемых структурах, в согласии с результатами анализа данных рентгеновской рефлектометрии.

Более подробный анализ области слоя FeNi в образце N1 (Рис. 2.15a) показывает, что слой является несплошным, что можно проиллюстрировать профилем интенсивности соответствующей области (Рис. 2.15b). Так, анализ полученного профиля показывает, что наблюдаемые наноструктуры FeNi характеризуются размерами 3-5 нм в диаметре и примерно 0.4-0.8 нм по высоте. Результаты ЭДРМА для данной области показывают наличие 6 ат.% Fe и 23 ат.% Ni, что соответствует составу мишени $\text{Fe}_{21}\text{Ni}_{79}$, использованной в процессе получения

исследуемых структур. Результаты ЭДРМА для областей вне слоёв FeNi (то есть с центром сканирования на слое Ta) показывают содержание Ta в диапазоне 92-100 ат.%, с возможными следами 0-8 ат.% Ni. Однако, такое перемешивание связано, в первую очередь, с «засветом» близлежащих слоёв FeNi при элементном сканировании, ввиду малости периода исследуемой сверхструктуры и конечного размера сканируемой области.

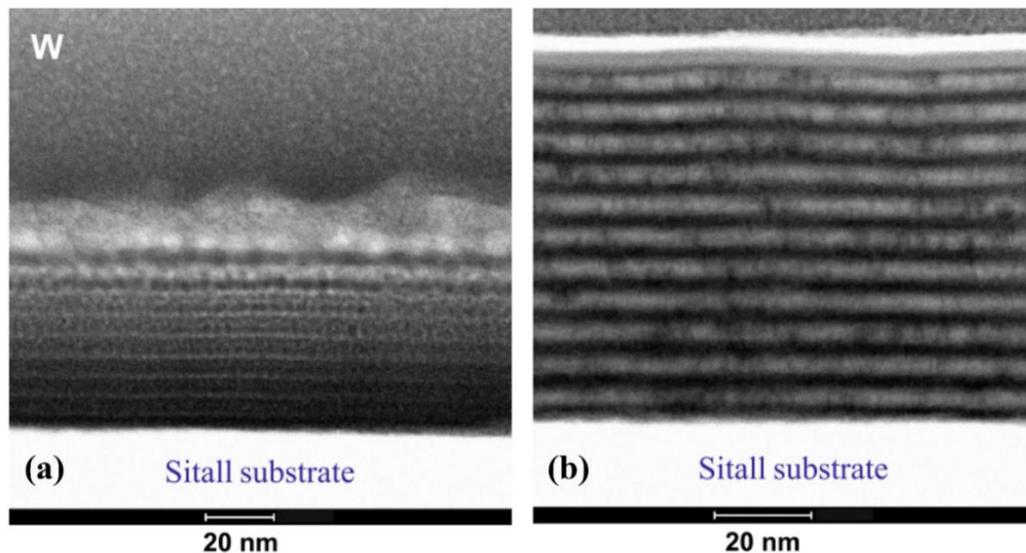


Рис. 2.14. Светлопольные ПРЭМ изображения поперечных срезов образцов (a) N1 и (b) N8.

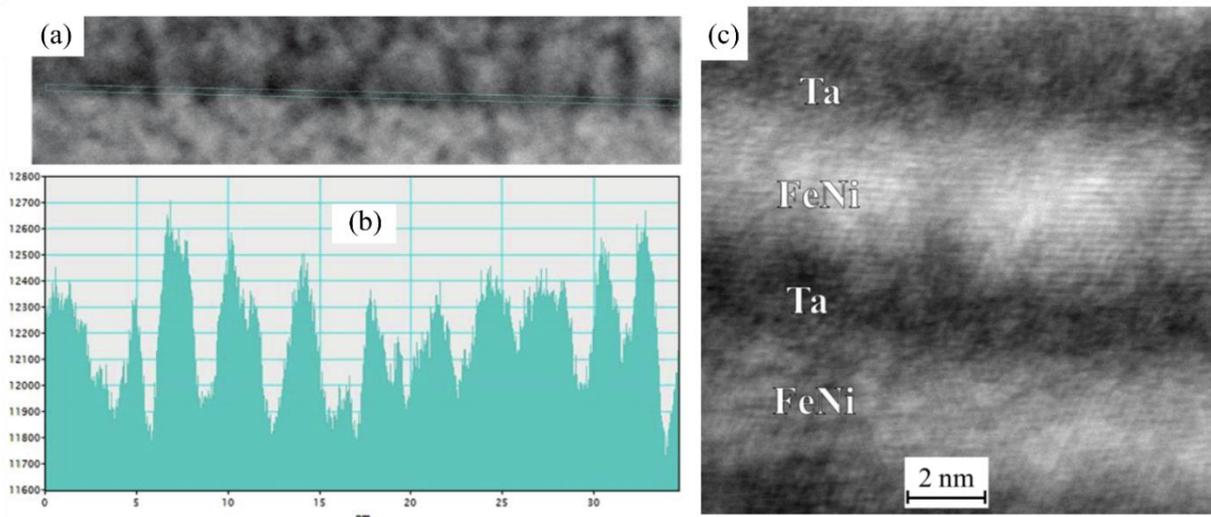


Рис. 2.15. (a) Темнопольное ПРЭМ изображение поперечного среза образца N1 в области слоя FeNi. (b) Линейный профиль интенсивности в прямоугольной области, отмеченной на панели (a). (c) Светлопольное ПРЭМ изображение поперечного среза образца N8, показывающее разницу контраста слоёв Ta и FeNi.

Аналогичное исследование микроструктуры поперечного среза образца N8 (Рис. 2.15с) показывает, что в данном случае слои FeNi оказываются сплошными. Результаты ЭДРМА для области слоя FeNi показывают наличие 5-6 ат.% Fe, 79-85 ат.% Ni и 8-13 ат.% Ta, для слоёв Ta результаты полностью аналогичны значениям для образца N1. Более детальный анализ

морфологии слоя Ta показывает, что данный слой существенно разупорядочен в согласии с результатами структурных исследований. При этом в слоях FeNi видны следы кристаллических плоскостей, что подтверждает формирование поликристаллической ГЦК структуры, характерной для $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$, в соответствии с результатами, представленными на (Рис. 2.12b).

Таким образом, в рамках структурных исследований показано, что параметры целевых многослойных структур $(\text{Ta}-\text{FeNi})_N-\text{Ta}$ хорошо согласуются с технологическими значениями. При этом показано, что вариация эффективной толщины слоёв сохраняет плоскопараллельный рост слоёв разупорядоченного Ta и FeNi. Увеличение эффективной толщины слоёв FeNi приводит к переходу от их нанострочковой морфологии к сплошному поликристаллическому слою.

2.2. Методика измерений

Основная часть результатов транспортных и магнетотранспортных исследований, представленных в настоящей работе, была получена на установке, схематично изображенной на Рис. 2.16.

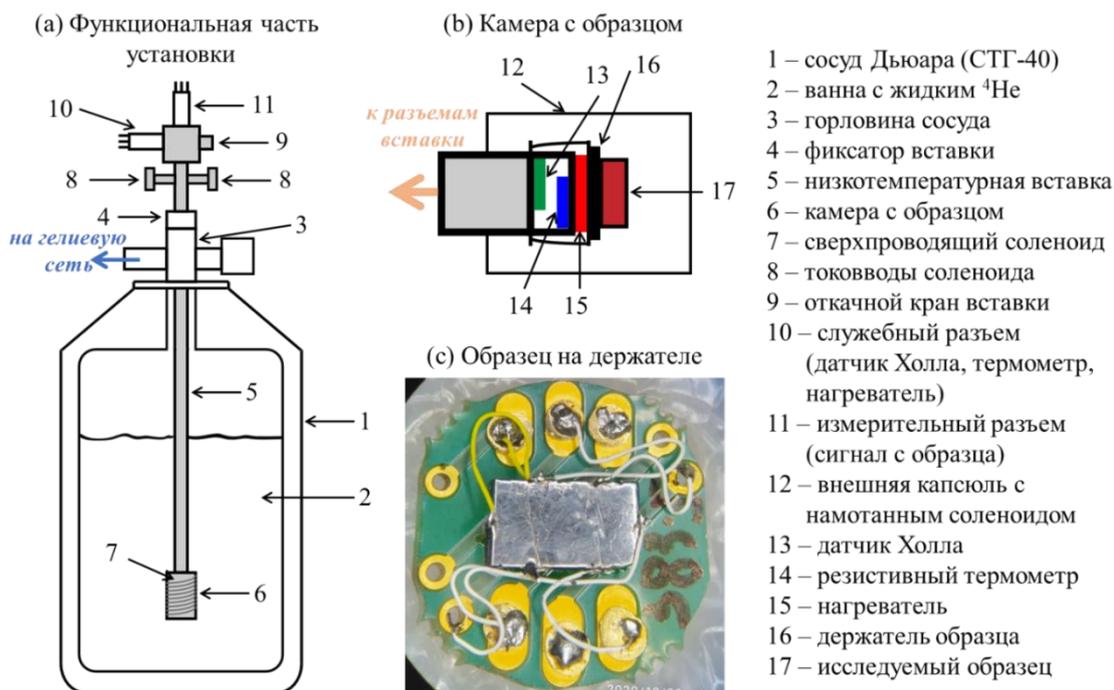


Рис. 2.16. Схема установки для исследования магнетотранспортных свойств при низких температурах. (а) Основные элементы функциональной части установки. (б) Схема камеры с образцом. (в) Фото образца на держателе. Функциональная часть установки соединяется с контрольно-измерительным стендом.

На данной установке возможно проводить измерения температурной зависимости сопротивления в диапазоне 4.3 – 300 К и полевых зависимостей компонент тензора сопротивления в магнитных полях до 3 Тл при температурах 4.3 – 30 К. Функциональная часть установки (Рис. 2.16а) представляет собой криогенную вставку (5), помещаемую в сосуд Дьюара типа СТГ-40 (1) и опускаемую непосредственно в жидкий гелий во внутренней ванне (2). Вставка проходит через горловину сосуда (3), содержащую уплотнительное соединение для предотвращения выхода газообразного гелия в комнату, испаряемый гелий через трубку в горловине уходит в гелиевую сеть для сбора. Вертикальное положение вставки регулируется с помощью фиксатора (4), что позволяет постепенно опускать вставку в сосуд. Сам образец располагается в камере (6) со сверхпроводящим соленоидом (7) в нижней части вставки. Все провода из камеры с образцом, а также провода питания соленоида проходят внутри вставки, в герметичном кожухе. В верхней части вставки отдельно выведены токовводы соленоида (8). Перед измерениями внутренняя область вставки откачивалась до уровня слабого вакуума через откачной кран (9) для избежания конденсации паров воды из воздуха в процессе измерений. В этом случае основной теплообмен образца с внешней ванной осуществляется через металлические части вставки. Однако, в области гелиевых температур эффективность такого теплообмена существенно снижается, что приводит к существенно более медленному охлаждению образца ниже 20-30 К. Для термостабилизации образца после достижения этой области температур через откачной кран (9) во внутреннюю область вставки напускалось малое количество газообразного гелия из сети. На верхней части вставки все провода из камеры с образцом выведены на два штыревых разъема – служебный (10) и измерительный (11). Элементы камеры с образцом показаны на Рис. 2.16б. Так, внешняя часть камеры представляет собой съемный капсюль (12) с намотанным соленоидом, создающим магнитное поле вплоть до 3 Тл, направленное вдоль оси вставки. Внутри камеры расположены датчик Холла (13) для измерения магнитного поля, резистивный термометр (14) и нагреватель (15), провода от которых выведены на служебный разъем (10). Перед измерениями образец (17) монтировался на держатель (16), который закреплялся внутри камеры в ответной части посредством штыревого контакта. Фото образца на держателе представлено на Рис. 2.16с. Для измерений продольного и холловского сопротивлений (R_{xx} и R_{xy}) к образцу припаивались 6 проводов, припаянных к контактным площадкам держателя. В качестве припоя использовался ПОС-60 (сплав олово-свинец). Образец фиксировался на плоскости держателя с помощью спирторастворимого клея БФ-6. Провода от держателя выведены в верхнюю часть вставки на измерительный разъем (11).

Функциональная часть установки соединяется с контрольно-измерительным стендом. Так, для создания магнитного поля использовался биполярный линейный источник тока для сверхпроводящего магнита ИТСМ-100 (Криотел) с максимальным током в 100 А. Сигнал с

датчика Холла регистрировался по четырёх-контактной схеме с помощью цифрового мультиметра (6.5 разрядов) модели 2700 (Keithley). Измерение показаний резистивного термометра (серии CERNOX, Lake Shore Cryotronics), а также ПИД-регуляция мощности нагревателя, осуществлялись с помощью термоконтроллера модели 325 (Lake Shore Cryotronics). Измерение падений напряжения (соответствующих разным компонентам тензора сопротивлений исследуемых образцов) осуществлялось с помощью двух цифровых синхронных детекторов MFLI (Zurich Instruments), синхронизированных друг с другом (для синфазности измерений на частоте генератора ведущего детектора). Измерительный ток на образце создавался с помощью источника тока, управляемого напряжением, CS580 (Stanford Research Systems), на вход которого подавался сигнал с генератора ведущего детектора. Все измерения проводились на токе малой частоты (до 100 Гц). Частота и амплитуда измерительного тока для каждого образца подбирались на основе предварительных исследований АЧХ и ВАХ из условия минимизации шума в сигнале и работе в линейной области ВАХ. Управление параметрами измерений, а также регистрация результатов, осуществлялись с помощью программы сбора данных, написанной на языке Python.

После прозвонки всех контактных пар образца через измерительный разъем (проверка омичности контактов) и подбора амплитуды и частоты измерительного тока (при комнатной температуре), вставка с образцом погружалась в сосуд, при этом измерялась температурная зависимость сопротивления. В области низких температур проводились измерения полевых зависимостей компонент тензора сопротивлений образца, путем варьирования тока через соленоид. Вариация температуры обеспечивалась нагревателем. Для ряда образцов дополнительно снималась температурная зависимость сопротивления при нагреве камеры непосредственно в ванне с жидким гелием. После завершения низкотемпературных измерений вставка с образцом доставалась из сосуда и происходил отогрев образца от комнаты, при этом также измерялась температурная зависимость сопротивления. Перед анализом результатов для полученных полевых зависимостей $R_{xx}(R_{xy})$ проводилась процедура симметризации данных, заключающаяся во взятии полусуммы (полуразности) положительной и отрицательной (по полю) веток исходных кривых. Данный шаг необходим для исключения паразитных вкладов нецелевых компонент тензора сопротивлений, вызванных несимметричностью потенциальных контактов и возможной неравномерностью растекания тока в образце.

Пересчет полученных кривых в удельные величины сопротивления проводился согласно стандартным формулам для систем различной размерности (2D и 3D):

$$\rho_{xx}[2D] = R_{xx} \cdot \frac{W}{L}, \quad (2.1)$$

$$\rho_{xx}[3D] = R_{xx} \cdot \frac{W}{L} D, \quad (2.2)$$

где W – ширина образца (канала), L – расстояние между потенциальными контактами (длина канала), D – толщина образца.

Дополнительные магнетотранспортные исследования для части образцов многослойных структур $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$ проводились на установке PPMS-9 (Quantum Design). Для измерений образец монтировался на специальный держатель, контакты к образцу также создавались пайкой. Измерения проводились в штатном режиме работы установки в диапазоне температур 2 – 300 К, в магнитных полях до 9 Тл. Шаг изменения температуры или индукции магнитного поля устанавливался программно для каждого участка исследуемой зависимости, точки записывались без дополнительной стабилизации. Измерения проходили по четырёх-контактной схеме на постоянном токе, с частотой коммутации ~ 8 Гц (для исключения вклада эффектов термо-ЭДС). Зависимости R_{xx} и R_{xy} при конкретной температуре измерялись одновременно.

Для интерпретации части результатов и обоснования выводов, в последующих главах обсуждаются результаты дополнительных исследований, проведенных другими членами научной группы в рамках соответствующей работы. В соответствующих частях текста, кроме имён и фамилий исполнителей указаны также и краткие спецификации использованного оборудования и программного обеспечения.

2.3. Ошибки измерений

В процессе проведения магнетотранспортных экспериментов измерялись следующие величины:

- Геометрические размеры образца
- Напряжение на образце
- Сила тока через образец
- Величина магнитного поля соленоида (измерялась датчиком Холла)
- Температура образца

Размеры канала (образца) определялись с помощью микроскопа, поэтому погрешность их измерения была невелика – около 1-2%. Величина силы тока через образец стабилизировалась прецизионным источником тока, поэтому определялась с высокой точностью – погрешность составляла менее 0.1%. Из-за шума токовой линии с переменным током, в процессе измерений величина напряжения на образце колебалась на величину в несколько десятков мкВ. Так как напряжение на образце составляли порядка десятков мВ, погрешность измерения напряжения можно оценить в несколько десятых процента. Поэтому значения удельного сопротивления были получены с погрешностью не более 2%. Датчик Холла определяет значения магнитной индукции

с точностью до 0.001 Тл. То есть погрешность в определении магнитного поля не превышает сотых процента. Термоконтроллер позволяет регистрировать температуру с точностью до 0.05 К, то есть погрешность в определении температуры не превышает 1.2 %.

Глава 3. Электронный фазовый переход в тонких плёнках $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$

3.1. Анализ результатов DFT-расчёта электронной зонной структуры $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$

Как уже обсуждалось в пп. 1.4.3, теоретический расчет зонной структуры Cd_3As_2 является довольно сложной задачей, ввиду большого количества атомов в элементарной ячейке основной фазы. Поэтому расхождения в результатах расчета для системы $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ [125,127,134] можно считать ожидаемыми, учитывая малость релевантного масштаба энергии, определяющего итоговые свойства системы. В силу описанных выше обстоятельств (пп. 1.4.4) проведение дополнительного расчета зонной структуры $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ составляло актуальную задачу для построения теоретической картины свойств данной системы. В связи с чем в данном пункте описаны некоторые детали соответствующего расчета, проведенного Э.Т. Кулатовым и Ю.А. Успенским, и проанализированы полученные результаты (полное описание процедуры расчета приведено в [135]). Первым шагом расчета являлось рассмотрение свойств чистого Cd_3As_2 с целью сопоставления с имеющимися данными и проверки правильности выбранного алгоритма расчета. В отличие от предыдущих расчетов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$, в данном случае рассматривалась низкотемпературная centrosymmetric α -фаза Cd_3As_2 (пр. гр. 142, $I4_1/acd$). Для DFT-расчёта (*density functional theory*) использовалась примитивная ячейка (Рис. 3.1а), содержащая 80 атомов ($\text{Cd}_{48}\text{As}_{32}$), с параметрами ячейки $a = b = 12.633 \text{ \AA}$, $c = 15.538 \text{ \AA}$ и углами между базисными векторами $\alpha = \beta = 113.986^\circ$, $\gamma = 90^\circ$ [104]. Зона Бриллюэна для данной ячейки изображена на Рис. 3.1б, зеленой линией соединены точки высокой симметрии - Z, Γ , X, P и N. Результирующие зонные структуры строились вдоль этой линии. Представленные результаты были получены при учете спин-орбитального взаимодействия (COV).

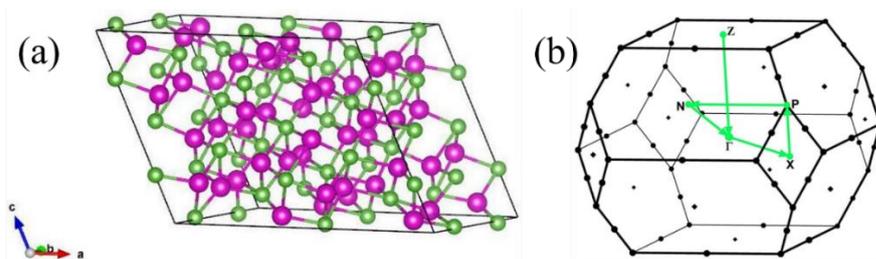


Рис. 3.1. (а) Примитивная ячейка α -фазы Cd_3As_2 . Розовым цветом показаны атомы Cd, зелёным – атомы As. (б) Зона Бриллюэна для примитивной ячейки. Зеленой линией соединены точки высокой симметрии (Z, Γ , X, P и N).

Результаты расчета для чистого Cd_3As_2 представлены на Рис. 3.2. В зонной структуре чистого Cd_3As_2 присутствуют 2 дираковских конуса с вершинами в точках $(0,0,+k_{DC})$ и $(0,0,-k_{DC})$ вдоль направления $Z - \Gamma - \bar{Z}$ зоны Бриллюэна. Вершины располагаются в точности на уровне энергии Ферми (E_F) (Рис. 3.2а). Пересекающиеся зоны, образующие дираковский конус в $k_{DC} =$

0.18 направления $|\Gamma Z|$ принадлежат различным представлениям группы C_{4v} (Λ_7 и Λ_6 , см. вставку на Рис. 3.2b), поэтому слабые изменения кристаллического потенциала не влияют на полуметаллический характер Cd_3As_2 (то есть, на наличие дираковских конусов).

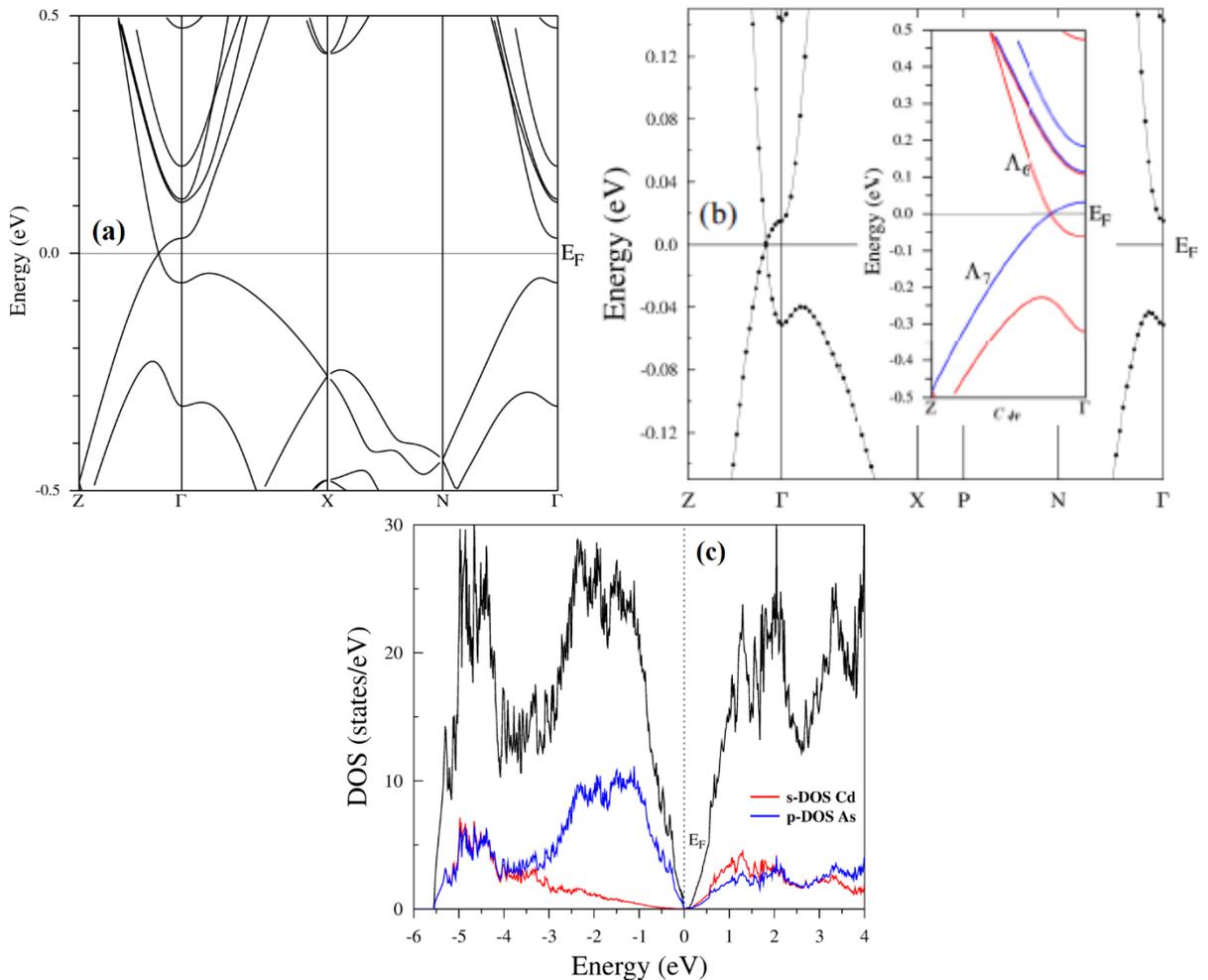


Рис. 3.2. (a) Зонная структура чистого Cd_3As_2 вдоль линий высокой симметрии, рассчитанная для примитивной ячейки с учётом СОВ. (b) Дисперсия зон вблизи E_F . На вставке показано, что пересечение зон, образующее дираковский конус, защищено симметрией системы. (c) Суммарная плотность состояний и парциальные вклады от атомов Cd и As.

Вершины конусов (дираковские узлы) являются четырёхкратно вырожденными (два конуса, вырожденных по киральности). Поведение зон выше и ниже E_F сильно различается. Вплоть до энергии $+0.45$ эВ от E_F все зоны проводимости располагаются в достаточно небольшой \mathbf{k} -области вблизи точки Γ . Состояния в этих зонах характеризуются высокой скоростью $\vec{v}_i(\vec{k}) = \nabla_{\mathbf{k}} E_k(\vec{k})$ ($i = 1, 2$ – индекс зоны). В частности, вычисленная фермиевская скорость на дираковском конусе составляет примерно 7.3 эВ·Å ($1.12 \cdot 10^6$ м/с), что хорошо согласуется со значением $v_F \approx 8.5$ эВ·Å ($1.3 \cdot 10^6$ м/с), оцененном из спектров ARPES, полученных для Cd_3As_2 [106]. Валентные зоны оказываются более «пологими», и покрывают большую часть зоны Бриллюэна уже на уровне $E = -0.25$ эВ. Два дираковских конуса изолированы в узком диапазоне энергий вблизи E_F .

Выше уровня Ферми они сливаются в точке Γ на уровне $E_L = +0.022$ эВ (т.н. точка Лифшица), где формируется седловая точка (максимальный уровень энергии вдоль k_z и минимальный – вдоль k_x и k_y). Ниже E_F конусы сливаются на уровне $E = -0.049$ эВ, формируя локальный минимум энергии зоны в Γ -точке. Стоит отметить, что вблизи Γ нижние и верхние зоны практически параллельны друг другу вдоль k_x и k_y , поэтому в небольшой области k -пространства разность их энергии примерно постоянна и составляет около 0.07 эВ (Рис 3.2b). Асимметрия между зоной проводимости и валентной зоной отчетливо проявляется в плотности состояний $D(E)$ (Рис 3.2c): ниже E_F функция $D(E)$ быстро растёт, в то время, как при $E > E_F$ $D(E)$ растёт значительно медленнее в области $E_F \leq E \leq 0.6$ эВ, поэтому эта область выглядит как квази-щель в спектре.

Одним из наиболее явных способов проверки правильности расчёта зонной структуры является сравнение рассчитанных оптических свойств с экспериментальными данными. Диэлектрический тензор Cd_3As_2 определялся выражением:

$$\varepsilon_{\alpha\alpha}(\omega) = 1 - \frac{\tilde{\omega}_{p,\alpha\alpha}^2}{\omega(\omega + i\gamma)} + \varepsilon_{\alpha\alpha}^{inter}(\omega). \quad (3.1)$$

Первое слагаемое после единицы описывает друдэвский вклад внутризонных переходов, где $\tilde{\omega}_p$ и γ это, соответственно, внутризонная плазменная частота и скорость релаксации. Второе слагаемое $\varepsilon_{\alpha\alpha}^{inter}(\omega)$ описывает межзонный вклад. Стоит отметить, что наличие дираковской дисперсии и высоких значений фермиевской скорости приводит к ренормализации $\tilde{\omega}_p$. Учет данного обстоятельства приводит к модификации выражения (3.1) относительно случая тривиальной системы. Так, для стандартной концентрации носителей в Cd_3As_2 $n_e = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ получается: $\hbar\tilde{\omega}_p = 0.233$ эВ (тогда как без учета отмеченных факторов соответствующее значение составляет лишь 0.037 эВ).

На Рис. 3.3 приведены оптические спектры, рассчитанные для двух значений плотности носителей заряда: $n_e = 0.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $2.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, которым соответствуют внутризонные плазменные частоты $\hbar\tilde{\omega}_p = 0.20$ эВ и 0.33 эВ. Основной низкоэнергетической особенностью $\varepsilon_2(\omega) = \text{Im}\{\varepsilon_{\alpha\alpha}(\omega)\}$ является пик в области $\hbar\omega = 0.08$ eV (Рис 3.3a), который возникает из-за электронных переходов вблизи Γ , в k -области слияния дираковских конусов (переход с локального минимума -0.049 эВ валентной зоны на седловую точку (точку Лифшица) зоны проводимости +0.022 эВ). Как раз этот пик и отвечает за пологий максимум $\text{Re}\{\varepsilon_{\alpha\alpha}^{inter}(\omega)\}$ с центром в $\hbar\omega = 0.08$ эВ. При меньших энергиях спектр определяется суммой друдэвского и межзонного вкладов, которые взаимно компенсируют друг друга и обращают ε_1 в ноль (Рис 3.3b). Соответствующая энергия ($\varepsilon_1(\omega) = 0$) определяет плазменный край спектра отражения $R(\omega)$ (Рис 3.2c).

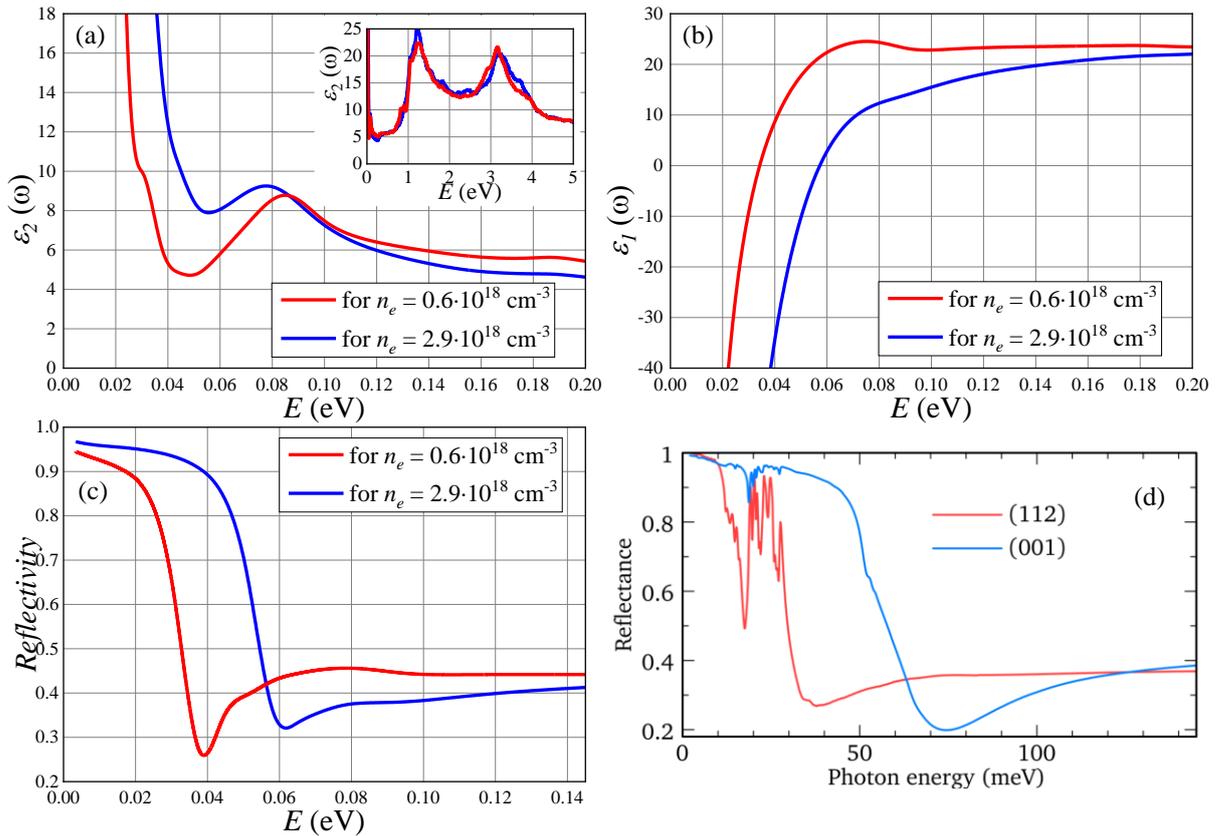


Рис. 3.3. Рассчитанные оптические спектры для чистого Cd_3As_2 : (a) $\varepsilon_2(\omega)$, (b) $\varepsilon_1(\omega)$ и (c) $R(\omega)$ (коэффициент отражения), вычисленные для двух значений плотности носителей заряда. На вставке на панели (a) показана зависимость $\varepsilon_2(\omega)$ в более широком диапазоне энергий. (d) Экспериментальные спектры коэффициента отражения для кристаллов Cd_3As_2 , взятые из работы [136].

Полученные спектры коэффициента отражения можно сравнить с экспериментальными кривыми, взятыми из работы [136] и представленными на Рис. 3.3d. Данные спектры были получены для двух кристаллов Cd_3As_2 с различной кристаллографической ориентацией исследуемой плоскости отражения - (112) и (001) (Рис 3.3d). По положению плазменного края отражения были оценены плотности носителей заряда в кристаллах - $n_e = 0.6 \cdot 10^{18}$ и $2.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для образцов с ориентацией (112) и (001) соответственно. Именно эти значения и использовались при расчете. Сравнение теоретических и экспериментальных спектров отражения показывает хорошее соответствие для случая $n_e = 0.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ - хорошо воспроизводятся положение плазменного края и его форма, минимум вблизи 0.04 эВ и пологий максимум $R(\omega)$ в области 0.08 эВ. В случае $n_e = 2.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ теоретический спектр $R(\omega)$ близок к экспериментальному только при $\hbar\omega \leq 0.055$ эВ. Наблюдаемое расхождение связывается с тем, что при данной плотности носителей начинает заполняться область спектра вблизи седловой точки (точки Лифшица), что приводит к изменению набора разрешенных оптических переходов. В рамках представленного расчета смоделировать такую ситуацию оказывается невозможным ввиду отсутствия возможности непрерывного изменения энергии Ферми в используемом программном пакете

(WIEN2k). В целом, представленные расчёты показывают, что оптические свойства топологических материалов оказываются крайне чувствительны к значению плотности носителей заряда, потому данный фактор должен быть учтён в дальнейшем анализе теоретических и экспериментальных результатов.

Изучение влияния атомов Mn на спектр арсенида кадмия проводилось в рамках той же примитивной ячейки α -фазы (Рис. 3.4). Ключевым отличием являлось замещение двух атомов кадмия атомами марганца (то есть рассматривалась ячейка $\text{Cd}_{46}\text{Mn}_2\text{As}_{32}$), что в представлении $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ примерно соответствует значению $x = 0.042$. Как уже упоминалось ранее, именно такой состав системы $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ рассматривался в предыдущих работах [125,127,134]. Важным аспектом в данном случае являлось конкретное расположение атомов Mn в ячейке. Всего рассматривалось 9 конфигураций пары Mn-Mn, относящихся к одному из двух типов – “*in-plane*” (в плоскости) и “*out of plane*” (вне плоскости). Данные обозначения соответствуют тому, находятся ли оба атома марганца в одной плоскости атомов кадмия (Рис. 3.4а), либо расположены в соседних (Рис. 3.4б).

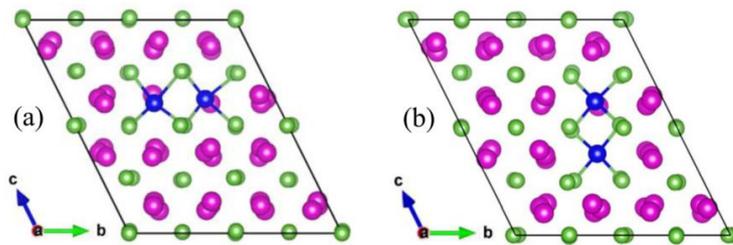


Рис. 3.4. Примитивная ячейка α -фазы $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ с $x = 0.042$. Атомы марганца (показанные синим цветом) замещают два атома Cd. (а) Конфигурация Mn-Mn “*in-plane*” (в плоскости), (б) конфигурация Mn-Mn “*out of plane*” (вне плоскости).

Результаты расчетов представлены в Таблице 3.1. Среди рассмотренных конфигураций, после релаксации решётки, расстояния в паре Mn-Mn ($d_{\text{Mn-Mn}}$) оказывались в пределах от 3.0 до 5.5 Å, при этом минимальные расстояния соответствуют ситуации, когда атомы марганца замещают два соседних атома кадмия. Первый ключевой результат проведенного расчета заключается в разнице энергий АФМ и ФМ состояний системы (имеется в виду взаимная ориентация моментов Mn в паре). Как видно из представленной таблицы, для всех рассмотренных конфигураций АФМ состояние оказывается более энергетически выгодным. При этом минимальной энергией обладают состояния с минимальным $d_{\text{Mn-Mn}}$. Так, вычисленная разность энергий $E_{\text{AFM}} - E_{\text{FM}}$ равна примерно -0.3 эВ на ячейку для четырёх конфигураций с $d_{\text{Mn-Mn}} \approx 3 \text{ \AA}$, и последовательно уменьшается с ростом $d_{\text{Mn-Mn}}$ - до -0.09 эВ/ячейка ($d_{\text{Mn-Mn}} \approx 4.3 - 4.6 \text{ \AA}$) и далее до -0.015 эВ/ячейка ($d_{\text{Mn-Mn}} \approx 5.1 - 5.5 \text{ \AA}$). Таким образом, АФМ упорядочение магнитных моментов в паре Mn-Mn имеет доминантный характер, что согласуется

с имеющимися экспериментальными данными [120]. С другой стороны, уменьшение полной энергии при уменьшении d_{Mn-Mn} указывает на некоторую тенденцию к кластеризации атомов Mn в матрице Cd_3As_2 . Обычно, значение $E_{AFM} - E_{FM}$ в 5 – 8 раз больше, чем температура Нееля или температура замораживания спинов (образования состояния спинового стекла), что позволяет сделать её грубую оценку. Измеренная ранее температура спинового стеклования в $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$ составляла около 200 К для $x = 0.04$ и 0.1 [122,137], тогда как зависимость магнитной восприимчивости по типу Кюри-Вейса наблюдалась при $T > 150$ К в широком диапазоне составов x [123]. В рамках оговоренной оценки такие значения хорошо согласуются с расчетной величиной $E_{AFM} - E_{FM}$. Вычисленные спиновые моменты атомов Mn оказались близки к $4 \mu_B$ (в диапазоне между 3.80 и $3.96 \mu_B$ для АФМ состояния и между 3.95 и $4.0 \mu_B$ для ФМ состояния), что также качественно согласуется с экспериментальным значением $4.2 \pm 0.2 \mu_B$ [138]. При этом орбитальные моменты имеют тот же знак, что и спиновые моменты и равны $\pm 0.017 \mu_B$.

Таблица 3.1. Результаты теоретического расчета свойств системы $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$ с $x = 0.042$: расстояния между атомами марганца и полные энергии в АФМ и ФМ фазах, а также минимальная и скорректированная ширина запрещённой зоны в АФМ состоянии

Конфигурация Mn-Mn	$d_{Mn-Mn}, \text{ \AA}$			$E_{AFM},$ эВ/ячейка	$E_{AFM} - E_{FM},$ мэВ/ячейка	$E_g^{min},$ мэВ	$E_g^{corr},$ мэВ
	Исходн.	Релакс. (АФМ)	Релакс. (ФМ)				
<i>in-plane</i>	2.992	3.016	3.158	-208.4515	-321	14.5	48
<i>in-plane</i>	3.27	2.994	3.191	-208.4455	-343	15.0	55
<i>in-plane</i>	4.285	4.408	4.426	-208.1233	-88	25.2	33
<i>in-plane</i>	4.637	4.341	4.376	-208.0691	-86	0.6	37
<i>out of plane</i>	3.209	3.04	3.233	-208.5319	-336	16.5	28
<i>out of plane</i>	3.464	3.081	3.328	-208.3239	-301	5.2	40
<i>out of plane</i>	4.336	4.401	4.421	-208.0577	-98	4.7	25
<i>out of plane</i>	5.128	5.542	5.531	-208.2801	-8	39	39
<i>out of plane</i>	5.514	5.297	5.287	-208.1316	-17	19.5	19.5

В общем случае легирование магнитной примесью дираковского полуметалла нарушает как пространственную симметрию кристалла, так и его симметрию к обращению по времени. Понижение симметрии влияет на область пересечения зон (может приводить к открытию щели в дираковском узле), поэтому итоговый спектр системы определяется совокупностью параметров. В рассматриваемом случае беспорядочное распределение атомов Mn на позициях атомов Cd усложняет изучение зонной структуры, поскольку для его корректного учета требуется расчет

огромной ячейки, содержащей несколько сотен магнитных атомов в случайных позициях. Поскольку такая задача оказывается нерешаема в рамках существующих вычислительных мощностей, для моделирования рассматривался целый набор конфигураций пары Mn-Mn. Важно отметить, что в дальнейшем рассматривались зонные структуры, полученные в случае АФМ упорядочения марганцевой пары, ввиду его доминантной роли. На Рис. 3.5а, 3.5с и 3.5d показаны зонные структуры двух низкоэнергетических конфигураций, как “в плоскости” ($d_{Mn-Mn} = 2.994 \text{ \AA}$), так и “вне плоскости” ($d_{Mn-Mn} = 3.081 \text{ \AA}$). Видно, что основные линии зоны проводимости практически не меняют положения, относительно случая чистого Cd_3As_2 , тогда как валентная зона на границе зоны Бриллюэна смещается ближе к уровню Ферми на ~ 0.1 эВ (точки Z, X, P и N). Анализ плотности состояний с разрешением парциальных спиновых вкладов (вклад атомов Mn) (Рис 3.5b) показывает, что состояния с разными направлениями спина располагаются в областях -2.7 эВ и $+1.3$ эВ, таким образом обменное расщепление в атомах Mn составляет более 4.0 эВ.

Нарушение симметрии по отношению к обращению времени при магнитном легировании снимает двойное спиновое вырождение зон. Пересечение зон на уровне Ферми замещается низкоэнергетической непрямой щелью величиной порядка $E_g^{min} = 15$ мэВ (см. Таблицу 3.1). Характерной особенностью полученного спектра является наличие обменного расщепления зон вблизи точки Г. В низкоэнергетических конфигурациях величина обменного расщепления варьируется от 12 мэВ до 50 мэВ со средним значением $V_s^{eff} = 29$ мэВ. Аналогичное расщепление величиной 10-50 мэВ имеет место и в других зонах и k -точках. Важно отметить, что в рассматриваемой примитивной ячейке есть всего 3 типа позиций атомов кадмия, поэтому пара атомов Mn в минимальном d_{Mn-Mn} занимает неэквивалентные позиции в решетке, что и приводит к расщеплению зон (Рис 3.5с и 3.5d), ввиду некоторого различия в абсолютных значениях магнитного момента двух атомов. В данном случае нулевой суммарный спиновый момент в АФМ состоянии достигается асимметричной спиновой поляризацией атомов As, которые находятся между атомами Mn.

В реальных сплавах $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ с АФМ или спиново-стекольным упорядочением такое обменное расщепление зон исчезает, так как парные конфигурации Mn с противоположными спинами ($s_1 \uparrow, s_2 \downarrow$) и ($s_1 \downarrow, s_2 \uparrow$) (s_i – номер позиции Cd в ячейке $\text{Cd}_{48}\text{As}_{32}$) равновероятны при случайном распределении Mn и имеют обратные знаки расщепления. Этот эффект автоматически воспроизводится в большой суперячейке, но не может быть смоделирован в ячейке $\text{Cd}_{46}\text{Mn}_2\text{As}_{32}$. Поэтому спиновое расщепление зон убиралось вручную (то есть, фактически бралась средняя линия), что эффективно увеличивало энергетическую щель почти в 3 раза (см. Таблицу 3.1). В четырёх низкоэнергетических конфигурациях скорректированная ширина запрещённой зоны равна $E_g^{corr} = 42.7 \pm 10.0$ мэВ, в 5 остальных – $E_g^{corr} = 29.0 \pm 7.4$ мэВ. Эти результаты позволяют

получить оценку средней величины энергетической щели в $(\text{Cd}_{0.96}\text{Mn}_{0.04})_3\text{As}_2$: $E_g \approx 40 \text{ meV}$. Также можно предполагать, что эта величина будет линейно уменьшаться с понижением x . Важно отметить, что открытие щели меняет форму зоны проводимости в интервале $E_{bottom}^{CB} < E < (E_{bottom}^{CB} + E_g)$ вблизи дна, тогда как при более высоких энергиях влияние допирования Mn незаметно вплоть до +0.5 эВ.

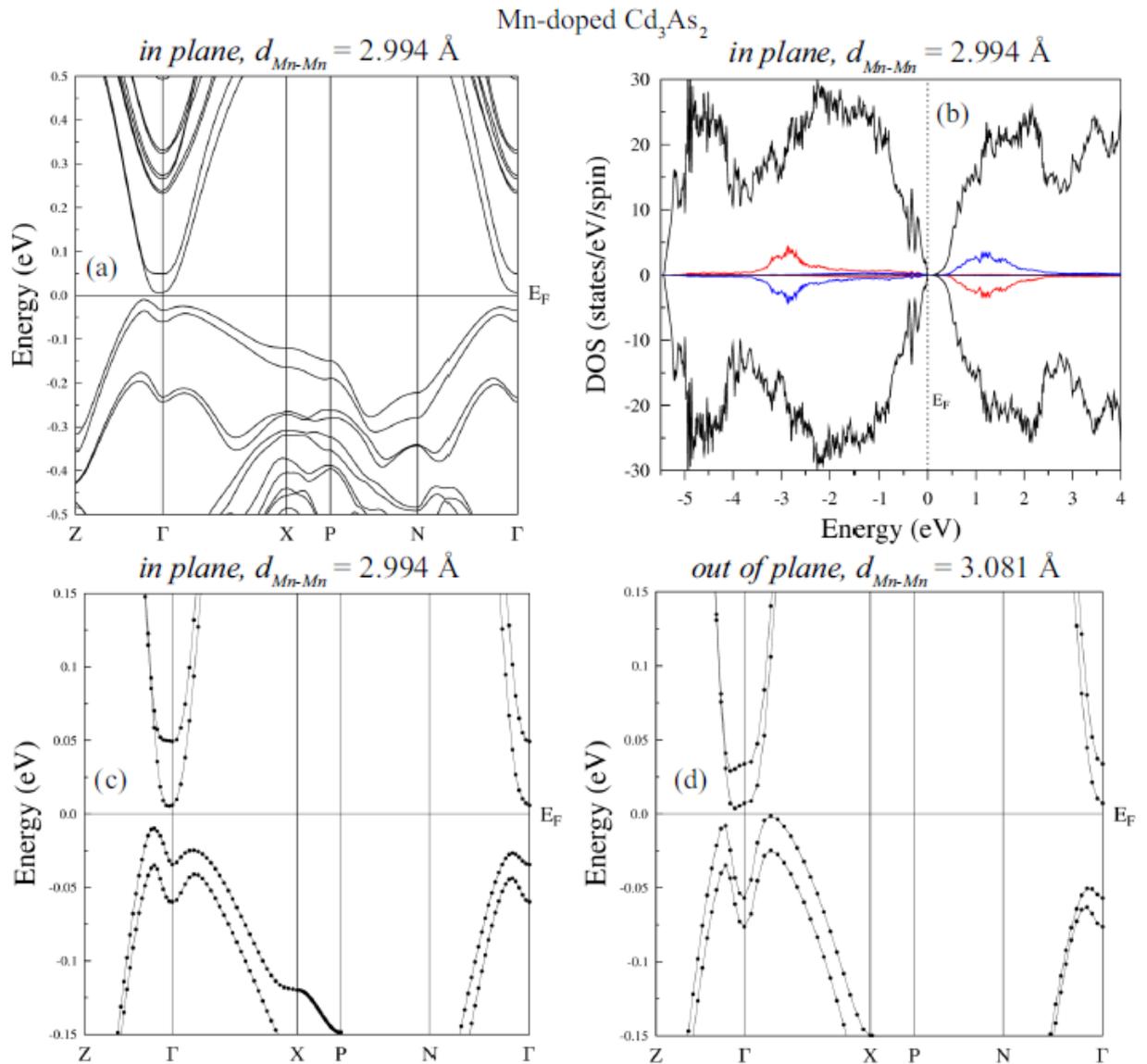


Рис. 3.5. Электронная структура $(\text{Cd}_{0.958}\text{Mn}_{0.042})_3\text{As}_2$, вычисленная с учётом СОВ: (а) зонная структура в широком диапазоне энергий, (б) суммарная плотность спин-поляризованных состояний, (с) и (д) зонная дисперсия вблизи уровня Ферми для двух низкоэнергетических конфигураций атомов Mn.

В целом, в рамках данного рассмотрения показано, что существенное влияние Mn на зонную структуру арсенида кадмия проявляется в интервалах энергий: $-3.5 \text{ eV} < E < -1.5 \text{ eV}$ и $+0.5 \text{ eV} < E < +2.5 \text{ eV}$, которые соответствуют обменно-расщепленным зонам состояний на атомах Mn. Ближе к уровню Ферми влияние оказывается слабее и, фактически, сводится к

открытию малой энергетической щели в дираковском узле и изменении спектра в ближайших зонах разрешенных состояний на масштабе E_g от края зоны. Учитывая эти обстоятельства, можно ожидать, что в транспортных исследованиях системы $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ влияние допирования Mn будет обнаружено только если энергия Ферми (при учете финитной плотности делокализованных носителей заряда) будет лежать в узком интервале энергий (шириной примерно E_g) выше дна зоны проводимости.

3.2. Транспортные свойства тонких пленок $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$

В рамках данной главы результаты теоретических расчетов, описанные выше, сопоставлялись с экспериментальными данными для тонких пленок арсенида кадмия, допированных марганцем. На Рис 3.6 показаны температурные зависимости сопротивления для исследуемой серии плёнок $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ ($x = 0, 0.017, 0.033$). Во всех образцах серии характер зависимости оказывается полупроводниковым во всём диапазоне температур. При этом увеличение содержания Mn приводит к увеличению амплитуды роста сопротивления при охлаждении. В частности, для образца с $x = 0$ сопротивление пленки растет почти в 1.5. раза при охлаждении от комнаты до гелия, тогда как для образца с $x = 0.033$ в аналогичном диапазоне температур сопротивление растет более чем в 12 раз. При этом основной участок роста приходится на низкие температуры. На Рис. 3.6d данная температурная зависимость перестроена в координатах $\ln(\rho)(1/T)$. Как видно из рисунка, в таком представлении низкотемпературный участок кривой имеет практически линейный вид, что указывает на возможный переход к активационному режиму проводимости. В общем случае отсутствие выраженного металлического характера температурной зависимости сопротивления (который обычно наблюдается для объемных кристаллов арсенида кадмия) для пленок Cd_3As_2 связывается с существенно меньшим структурным совершенством таких систем и, как следствие, гораздо более высоким уровнем беспорядка.

Полевые зависимости холловского сопротивления для исследуемых образцов при температуре ~ 4.5 К показаны на Рис. 3.7. Полученные зависимости оказываются линейными для всех образцов. Из линейной аппроксимации экспериментальных данных, были оценены значения холловских постоянных R_H , из которых рассчитывались холловские концентрации N_{Hall} и подвижности μ_{Hall} носителей заряда согласно стандартным соотношениям

$$N_{Hall} = \frac{1}{R_H e h}, \quad \mu_{Hall} = \frac{1}{\rho_{xx}(B=0) N_{Hall} e}, \quad (3.2)$$

где $\rho_{xx}(B = 0)$ – удельное сопротивление образца в нулевом поле, h – толщина плёнки.

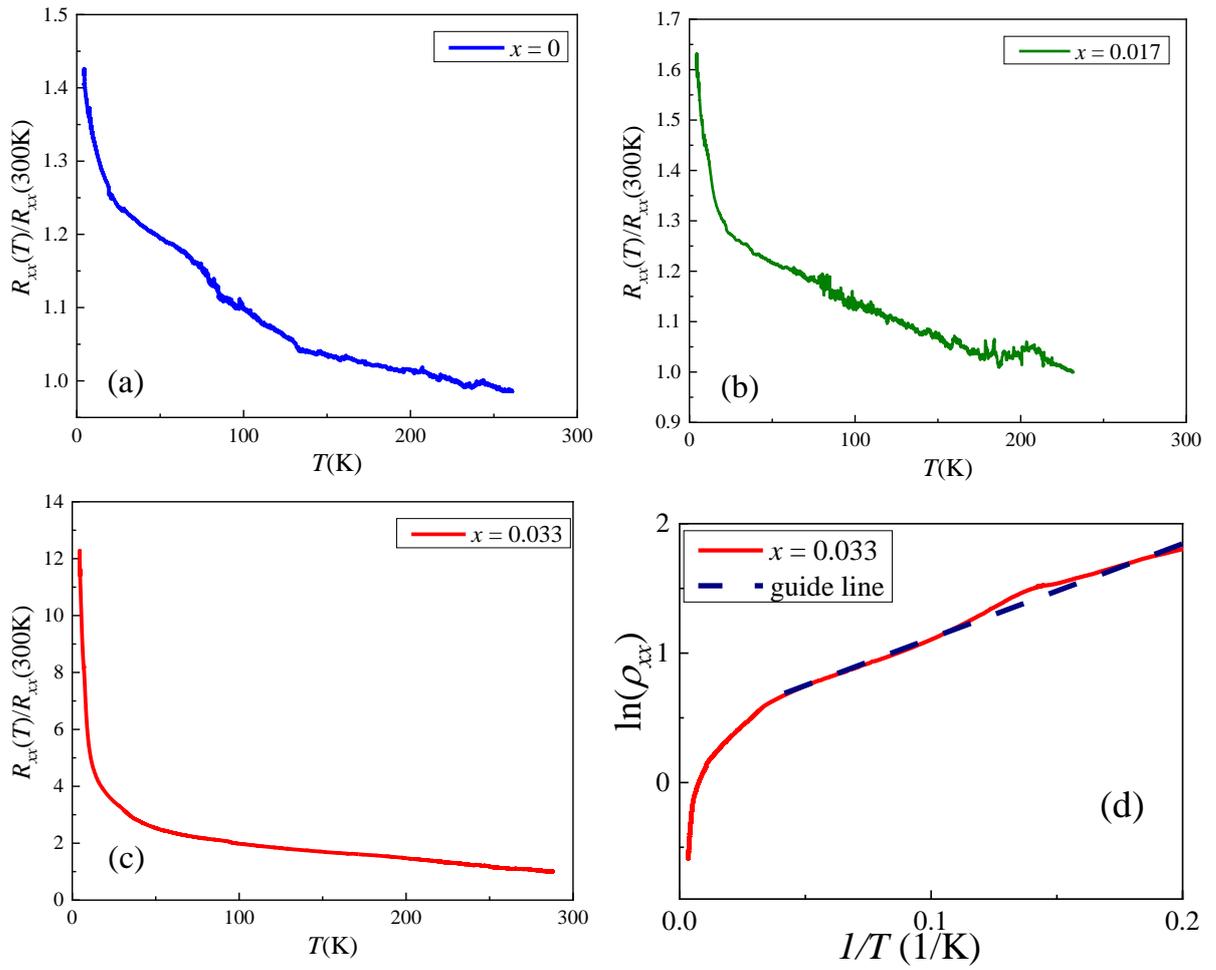


Рис. 3.6. Температурные зависимости сопротивления для плёнок $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ с (a) $x = 0$, (b) $x = 0.017$, (c) $x = 0.033$. (d) Температурная зависимость сопротивления пленки с $x = 0.033$ в координатах $\ln(\rho)/(1/T)$. Ниже $T \sim 30$ К зависимость становится близка к линейной.

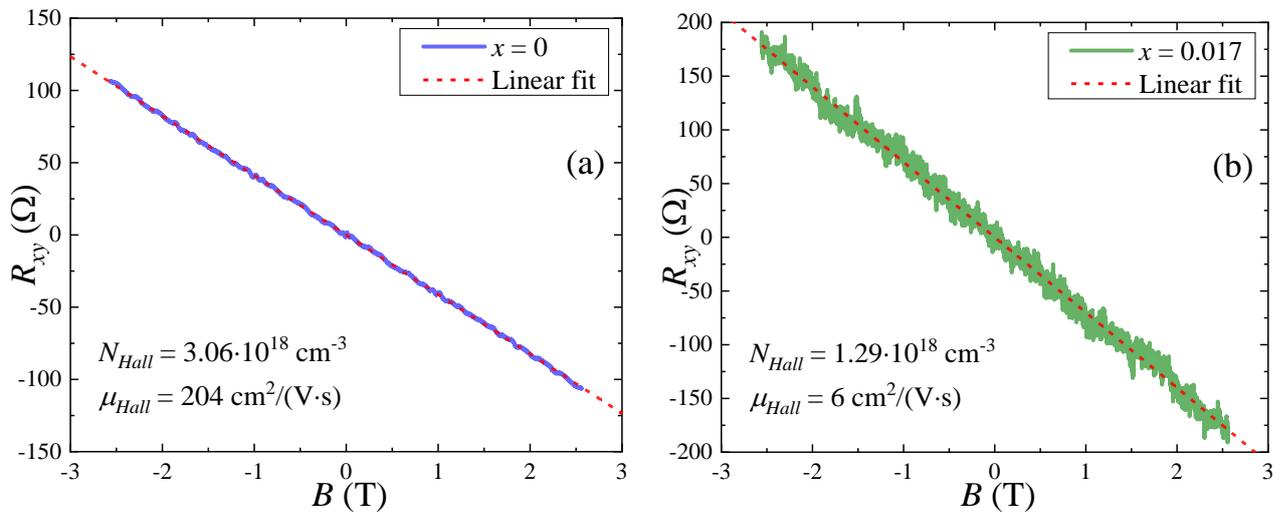


Рис. 3.7. Полевые зависимости холловского сопротивления плёнок $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ с (a) $x = 0$ и (b) $x = 0.017$ при $T \sim 4.5$ К

При увеличении содержания Mn от $x = 0$ до 0.033 концентрация носителей N_{Hall} уменьшается от $3.06 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ до $1.14 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Полученные значения N_{Hall} хорошо согласуются со значениями, полученными в предыдущих работах для: тонких плёнок чистого Cd_3As_2 [111], поликристаллов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ [139] и эпитаксиальных плёнок [124]. При этом увеличение содержания Mn приводит к резкому росту сопротивления ρ_{xx} от примерно $0.01 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ($x = 0$) до $5.63 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ($x = 0.033$), что соответствует уменьшению подвижности μ_{Hall} от $180 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ до $1 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Данные результаты указывают на увеличение беспорядка в системе при росте содержания Mn, который также наблюдался для эпитаксиальных плёнок [124]. Стоит также отметить, что линейный характер холловских зависимостей (Рис. 3.7) указывает на отсутствие аномальной компоненты (т.е. АЭХ). При этом, содержание Mn в системе, при сравнении с классическими разбавленными магнитными полупроводниками (например, GaMnAs), оказывается довольно высоким, поэтому отсутствие АЭХ в данном случае оказывается существенным фактором, характеризующим рассматриваемую систему.

3.3. Низкотемпературный магнетотранспорт в тонких пленках $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$

Как уже обсуждалось в пп. 1.4.3, вариации электронной структуры топологической системы, в частности фазовые переходы в тривиальное состояние, могут быть детектированы в рамках анализа эффектов квантовой интерференции. В связи с этим дальнейшее рассмотрение было сфокусировано на исследовании низкотемпературного магнетотранспорта, поскольку амплитуда таких эффектов сильно уменьшается с ростом температуры.

На Рис 3.8а - 3.8с показаны слабополевые участки кривых магнетопроводимости (МП) для исследуемых плёнок при различных температурах. Ось ординат на соответствующих рисунках представлена в единицах $G_0 = e^2/2\pi^2\hbar \approx 1.23 \cdot 10^{-5} (\Omega/[\])^{-1}$ – приведенного кванта проводимости. Из представленных данных отчетливо видно, что при увеличении содержания марганца в образце происходит смена знака доминантного вклада в МП системы. Так, для образцов с $x = 0$ и 0.017 наблюдается пик отрицательной МП, который, как правило, связывается с эффектом слабой антилокализации (САЛ). Однако, для образца с $x = 0.033$ наблюдается пик положительной МП, который обычно указывает на вклад эффекта слабой локализации (СЛ).

Для подтверждения того, что доминантный вклад в характер кривых МП определяется эффектами квантовой интерференции, полученные данные аппроксимировались формулой Хиками-Ларкина-Нагаоки (ХЛН) для 2D систем (1.22). Результаты аппроксимации показаны пунктирными линиями на Рис 3.8а - 3.8с. Как видно из рисунков, полученные аппроксиманты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, что подтверждает связь доминантных вкладов в МП исследуемых образцов с эффектами квантовой интерференции. Как

уже обсуждалось ранее, в формуле ХЛН всего два подгоночных параметра – префактор и длина дефазировки l_φ . Поскольку префактор, фактически, масштабирует амплитуду эффекта, тогда как длина дефазировки определяет именно форму кривой, аппроксимация экспериментальных кривых позволяет довольно точно определить эти величины, при условии, что подгонка кривой осуществляется в достаточно широком диапазоне магнитных полей. Эмпирически данный критерий практически всегда выполняется, поскольку характерный масштаб определяется величиной поля дефазировки $B_\varphi = \hbar/4el_\varphi^2$, которая обычно оказывается малой. В случае же если рассматривается диапазон $B < B_\varphi$, характерный вклад в МП оказывается близок к параболическому, соответствующего знака.

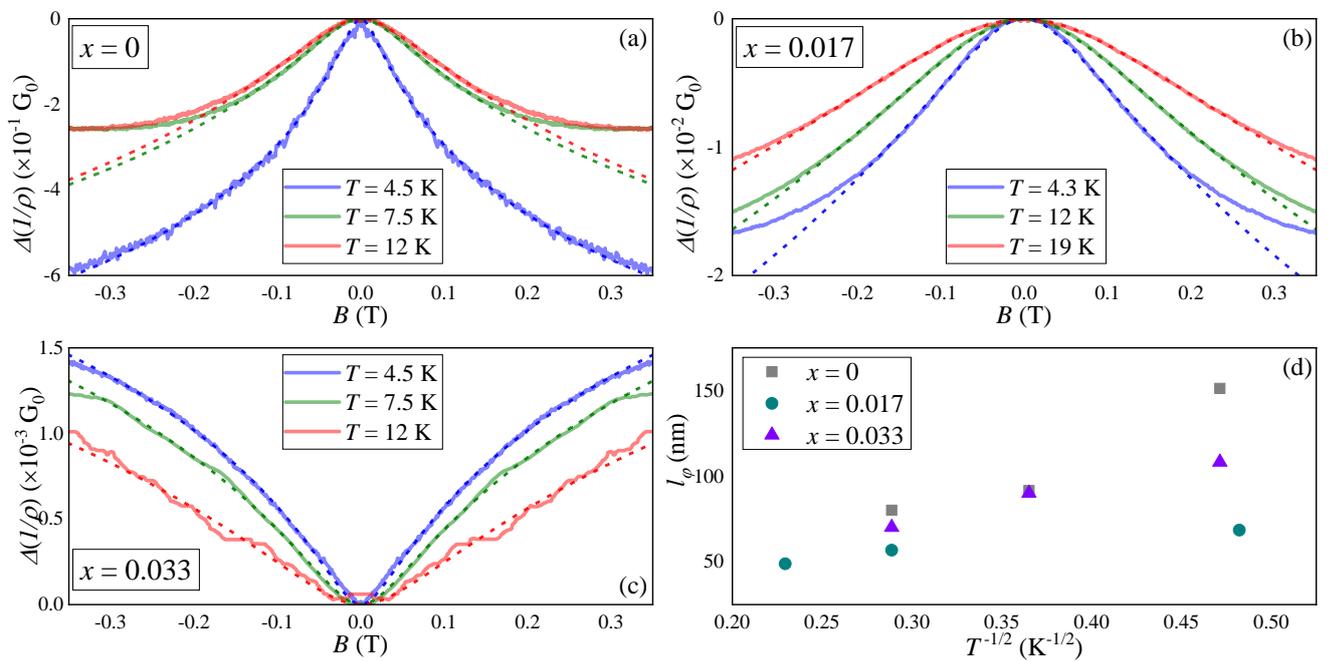


Рис. 3.8. Поперечная магнитопроводимость пленок $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ с различным содержанием Mn (a) $x = 0$, (b) $x = 0.017$, (c) $x = 0.033$. Ось ординат представлена в единицах приведенного кванта проводимости G_0 . Сплошными линиями показаны экспериментальные данные, пунктирными – аппроксимация по формуле ХЛН (1.22). (d) Температурная зависимость длины дефазировки, l_φ , для исследуемых образцов.

Для исследуемых пленок полученные значения l_φ при различных температурах представлены на Рис. 3.8d как функция обратного корня температуры. Как видно из рисунка, в таком представлении температурные зависимости длины дефазировки оказываются близки к линейным, то есть в рассматриваемом случае $l_\varphi \propto T^{-1/2}$, что обычно указывает на доминантную роль неупругого e - e рассеяния в процессах сбоя фазы. Такой характер зависимости $l_\varphi(T)$ типичен для большинства систем, как топологических, так и тривиальных. Важно отметить, что величина l_φ не имеет явной корреляции с содержанием Mn в пленке, т.е. с общей степенью беспорядка. Тем не менее, диапазон значений l_φ оказывается достаточно близким к характерным значениям

для плёнок Cd_3As_2 , легированным Cr [119]. При гелиевой температуре полученные значения l_φ превышают соответствующие толщины пленок d , что указывает на двумерный характер эффектов квантовой интерференции в изучаемых системах. Учитывая низкие значения электронных подвижностей в рассматриваемых пленках, важно отметить, что общий характер зарядового транспорта должен оставаться трехмерным. Поэтому полученные экспериментальные данные также аппроксимировались формулой (1.23) для трехмерных систем [20,21]. В этом случае согласие аппроксимант с экспериментальными кривыми оказывается несколько хуже, по сравнению с результатами, показанными на Рис 3.8a - 3.8c. Тем не менее, полученные значения l_φ оказываются близки к показанным на Рис. 3.8d и также превышают толщину исследуемых пленок. Данное обстоятельство подтверждает именно двумерный характер эффектов квантовой интерференции в исследуемых системах.

Из теоретических представлений о свойствах топологических систем следует, что сигнатуры нетривиального состояния (в частности, фазы ДПМ) должны исчезать при удалении уровня Ферми от дираковской точки, то есть по мере увеличения плотности делокализованных носителей заряда. В случае арсенида кадмия, часто утверждается, что соответствующее критическое значение энергии Ферми, выше которого сигнатуры состояния ДПМ должны пропадать, примерно соответствует положению точки Лифшица, то есть точки слияния дираковских конусов в зоне проводимости. Однако, убедительных экспериментальных данных об определении положения точки Лифшица в Cd_3As_2 в литературе не приводится. Кроме того, поскольку данные сигнатуры связаны с фазой Берри, то есть с распределением кривизны Берри в импульсном пространстве, которая, в общем случае, может быть ненулевой и выше точки Лившица, подавление соответствующих эффектов может происходить в достаточно широком диапазоне энергий Ферми. Поэтому, учитывая влияние эффектов локального беспорядка и возможного пространственного расслоения электронных фаз (то есть вариации энергии Ферми) в реальных системах, соответствующее критическое значение плотности носителей остаётся предметом обсуждений. Данное обстоятельство обсуждалось, в частности, в работе [111]. Таким образом, в рассматриваемом случае более вероятной причиной смены знака доминантного вклада МП при увеличении содержания марганца является именно влияние магнитной компоненты на спектральные особенности системы. Подтверждением этому служит упомянутая ранее слабая зависимость плотности носителей заряда от содержания Mn.

Основные параметры исследуемых образцов, релевантные для дальнейшего рассмотрения собраны в Таблице 3.2. Как показано выше, основной вклад в низкотемпературную МП исследуемых пленок связан с эффектами квантовой интерференции. Таким образом, полученные данные показывают, что по мере увеличения содержания марганца в системе происходит переход от режима САЛ к режиму СЛ, что подразумевает переход из фазы ДПМ в тривиальное состояние.

Из результатов проведенного анализа следует, что критический уровень содержания Mn оказывается порядка $x_c \sim 0.03$. Данное значение оказывается близким к аналогичной величине x_c , определенной для системы $(\text{Cd}_{1-x}\text{Cr}_x)_3\text{As}_2$ на основе анализа фазы осцилляций Шубникова – де Гааза, выше которой сигнатуры топологического состояния оказываются подавленными [118]. В обоих случаях механизмом разрушения топологического состояния полагается открытие полупроводниковой щели в спектре при магнитном допировании. Также стоит отметить, что наблюдаемая смена режима МП не может объясняться переходом в состояние ВПМ, предсказанного для системы $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ [127].

Таблица 3.2. Параметры исследуемых пленок $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$: концентрация Mn, x ; толщина плёнок, d ; холловская концентрация носителей заряда, N_{Hall} ; удельное значение продольного сопротивления при низких температурах, ρ_{xx} ; вычисленная энергия Ферми, отсчитанная от дна зоны проводимости, ε_F ; скорректированная ширина запрещённой зоны, E_g ; характеристическое отношение E_g/ε_F ; тип доминантного вклада эффектов квантовой интерференции (ЭКИ) в МП при низких температурах.

x (Mn)	d , нм	N_{Hall} , см^{-3}	ρ_{xx} , Ом·см	ε_F , мэВ	E_g , мэВ	E_g/ε_F	Вклад ЭКИ
0	51	$3.06 \cdot 10^{18}$	0.01	69	0	0	САЛ
0.017	69	$1.29 \cdot 10^{18}$	0.81	30	16	0.53	САЛ
0.033	87	$1.14 \cdot 10^{18}$	5.63	29	31	1.07	СЛ

Для подтверждения описанной выше интерпретации экспериментальных данных можно провести сопоставление экспериментальных данных с результатами, представленными в п. 3.1. Как следует из теоретических расчётов, влияние атомов марганца на зонную структуру $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ сводится к открытию энергетической щели шириной $E_g \approx 40$ meV при $x = 0.042$ и изменению дисперсии зон вблизи дна зоны проводимости. Так как увеличение плотности носителей заряда сдвигает уровень Ферми выше на ε_F , можно полагать, что система эффективно описывается двумя параметрами – E_g и ε_F . При этом, величину E_g при конкретном значении x можно оценить, полагая соответствующую зависимость линейной. В свою очередь, ε_F можно оценить, используя рассчитанную функцию плотности состояний (Рис 3.2с и 3.5b) и экспериментальные значения концентрации носителей заряда N_{Hall} . Соответствующие значения приведены в Таблице 3.2. Как видно из таблицы, наиболее иллюстративным образом переход от режима САЛ к режиму СЛ можно описать, вводя характеристическое отношение E_g/ε_F . Так, САЛ наблюдается в случае $E_g/\varepsilon_F < 1$, то есть, когда щель достаточно мала относительно уровня Ферми. При этом в случае $E_g/\varepsilon_F \approx 1$ наблюдается СЛ. Таким образом, полученные результаты подтверждают, что наиболее существенные изменения спектра арсенида кадмия при добавлении

марганца происходят в области низких энергий, то есть на масштабах порядка ширины возникающей энергетической щели в дираковской точке. То есть, наличие экспериментальных сигнатур перехода в тривиальную фазу при допировании оказывается функцией не только содержания магнитной примеси, но и плотности делокализованных носителей заряда.

3.4. Основные результаты и выводы главы 3

- 1) Проанализированы результаты теоретического расчета зонной структуры $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ с $x = 0.042$ на основе примитивной ячейки основной низкотемпературной фазы арсенида кадмия с двумя атомами Mn в различных пространственных конфигурациях. Показана доминантная роль АФМ взаимодействия в парах Mn-Mn, а также тенденция к кластеризации примесных атомов. Основным результатом замещения атомов кадмия на атомы марганца оказывается открытие малой энергетической щели в дираковской точке и изменение дисперсии зон в области низких энергий.
- 2) Исследованы транспортные и магнетотранспортные свойства тонких плёнок $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$. Температурная зависимость сопротивления демонстрирует полупроводниковый характер для всех образцов серии. Увеличение содержания Mn приводит к незначительному изменению плотности носителей заряда, однако сопровождается крайне существенным уменьшением их подвижности, что указывает на соответствующий рост уровня беспорядка.
- 3) Показано, что основной вклад в низкотемпературную МП исследуемых образцов вносят эффекты квантовой интерференции. Ввиду достаточно больших толщин данных пленок и низких значений электронных подвижностей, зарядовый транспорт сохраняет трехмерный характер, однако, эффекты квантовой интерференции оказываются эффективно двумерными, а доминантным механизмом сбоя фазы полагается неупругое e - e рассеяние.
- 4) Увеличение содержания марганца в системе приводит к смене знака доминантного вклада в магнетопроводимость. Так в эксперименте наблюдается переход от режима САЛ к режиму СЛ, который сигнализирует переход в тривиальное состояние в результате открытия энергетической щели в дираковской точке. При этом данный переход можно описать с помощью характеристического отношения E_g/ε_F , показывающего относительный масштаб изменения зонной структуры материала. Так, экспериментальные сигнатуры перехода в тривиальное состояния должны обнаруживаться при $E_g/\varepsilon_F \gtrsim 1$, тогда как рост плотности носителей заряда может препятствовать их детектированию.

Глава 4. Линейное магнетосопротивление в поликристаллах $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$

4.1. Оценка микроструктурных параметров исследуемых кристаллов

Как обсуждалось в пп. 2.1.1, в рассматриваемых поликристаллах $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ наблюдается структурный переход между α - и α'' -фазами арсенида кадмия по мере увеличения содержания марганца [128]. Важно сказать, что отмеченный переход очевидным образом должен влиять на микроструктурные параметры кристалла, поскольку система становится фактически двухфазной в диапазоне средних составов. В свою очередь, такие вариации микроструктуры могут влиять на транспортные и магнетотранспортные свойства кристалла. Поэтому первичной задачей рассмотрения свойств поликристаллов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ являлась оценка данного фактора. Важно сказать, что в оригинальном структурном исследовании поликристаллов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ [128] этот аспект не обсуждался.

В общем случае микроструктура реальных систем определяется множеством параметров – от масштабов и геометрии пространственного распределения фаз, до параметров структурных дефектов. Тем не менее, для качественного сравнения образцов одной серии можно использовать достаточно базовые методы. В частности, для поликристаллов наиболее иллюстративным параметром характеристики может служить средний размер кристаллита D_{nc} . Обычно данная величина приравнивается к размеру области когерентного рассеяния, оцениваемой по формуле Дебая-Шеррера для отдельного пика:

$$D_{nc} = \frac{K\lambda_x}{\beta_{hkl} \cos \theta_{hkl}}, \quad (4.1)$$

где форм-фактор $K = 2\sqrt{\ln 2/\pi}$ (сферическая область), λ_x - длина волны излучения, β_{hkl} - ширина пика на полувысоте, θ_{hkl} - положение пика. Для проведения фактической оценки в рассматриваемом случае использовались данные из работы [128], в том числе представленные на Рис. 2.2 (поэтому далее $\lambda_x = 1.5406 \text{ \AA}$). Анализ соответствующих дифрактограмм осложняется тем фактом, что большая часть наиболее интенсивных пиков для Cd_3As_2 складываются из нескольких кристаллографических рефлексов. Тем не менее, в области меньших углов содержится ряд одиночных пиков, более подходящих для анализа (Рис. 4.1). Как показано на Рис. 4.1a наблюдаемые одиночные пики могут быть разбиты на три группы. Часть пиков является уникальной для фазы α - Cd_3As_2 , другая часть - уникальной для фазы α'' - Cd_3As_2 . Кроме того, есть три пика (отмеченные буквами на Рис. 4.1a), которые характерны для обеих фаз и составляют группу ($\alpha + \alpha''$). В отличие от остальных пики группы ($\alpha + \alpha''$) демонстрируют существенную асимметрию формы (Рис. 4.1b). Для таких пиков можно оценить параметры для левой и правой

частей (β_D^L и β_D^R) как это проиллюстрировано на Рис. 4.1b. При этом для всех рассмотренных пиков этой группы выполняется условие $\beta_D^L \geq \beta_D^R$, что позволяет оценить максимальные и минимальные значения D_{nc} для пиков группы ($\alpha + \alpha''$). Для двух других групп пиков значения β_{hkl} определялись из аппроксимации экспериментальных пиков функцией псевдо-Войта (pseudo-Voigt). Поскольку значения D_{nc} не демонстрируют явной корреляции с углом дифракции, для дальнейшего анализа полученные величины усреднялись в рамках каждой группы. В результате была получена композиционная зависимость D_{nc} , представленная на Рис. 4.2. Вертикальные отрезки показывают величину среднеквадратичного отклонения при усреднении.

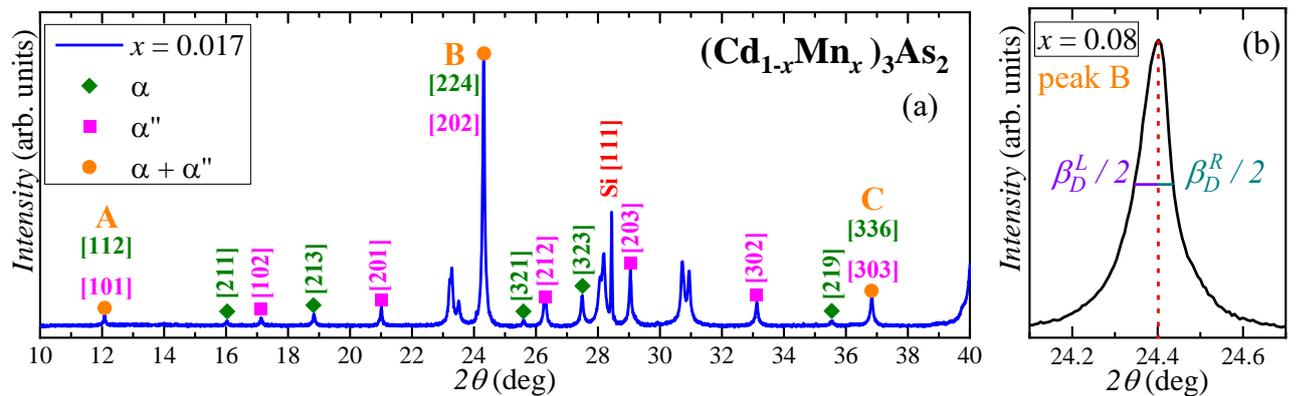


Рис. 4.1. (a) Дифрактограмма для образца $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ с $x = 0.017$. Символами отмечены одиночные пики, относящиеся к одной из трех групп. (b) Асимметричный пик В (см. текст) в увеличенном масштабе.

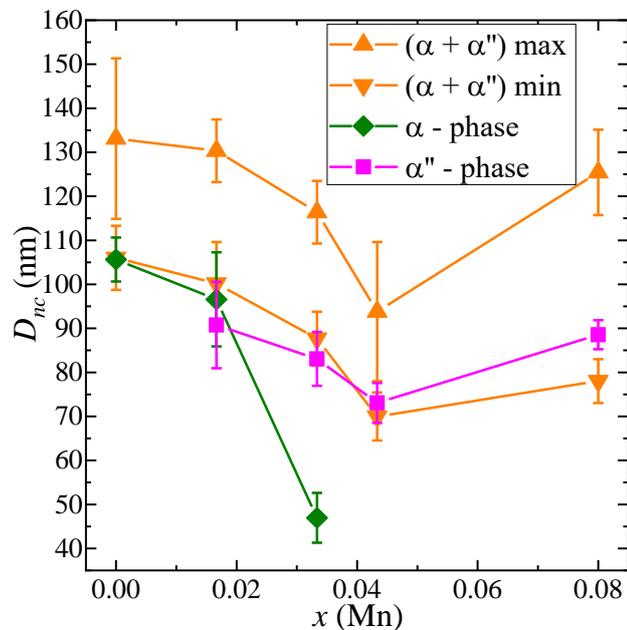


Рис. 4.2. Зависимость среднего размера кристаллита D_{nc} , полученного из формулы (4.1), от состава образца для различных групп пиков (см. текст).

Из Рис. 4.2 видно, что результаты для группы пиков ($\alpha + \alpha''$) показывают качественно одинаковую зависимость D_{nc} от состава образцов. Результаты для двух других групп пиков

близки к минимальным значениям группы ($\alpha + \alpha''$). Из представленной зависимости можно сделать 2 вывода. Первый - разница между минимальными и максимальными значениями D_{nc} для группы ($\alpha + \alpha''$) невелика, порядка 30% величины. Второй - увеличение содержания Mn приводит к некоторому уменьшению среднего размера кристаллита (весь диапазон изменения оказывается порядка 30 % величины). Из этого можно сделать вывод о том, что введение Mn в Cd_3As_2 не приводит к значительному снижению структурного качества результирующих поликристаллов.

Наиболее интересной особенностью представляется наличие локального минимума D_{nc} при $x = 0.043$. В предыдущей работе [128] показывалось, что данный состав соответствует пределу растворимости Mn в Cd_3As_2 , то есть, дальнейшее увеличение содержания Mn приводит к сегрегации фазы MnAs. Более того, рост концентрации Mn должен приводить к подавлению α -фазы. Стоит отметить, что при $x = 0.043$ малые пики, характерные для α -фазы становятся практически неразличимыми. Для образца с $x = 0.033$ данные пики присутствовали, но соответствующее значение D_{nc} оказывалось значительно меньше, чем соответствующее значение для α'' -фазы. С другой стороны, такое отклонение может быть связано с меньшей интенсивностью этих пиков, что согласуется с предположением о меньшей объемной доле α -фазы в данном образце. При этом, данное понижение D_{nc} указывает на то, что механизм подавления α -фазы при добавлении Mn заключается в уменьшении размеров соответствующих кристаллитов, а не только в уменьшении их числа. Таким образом, переход между α - и α'' -фазами в исследуемых поликристаллах при увеличении содержания Mn происходит через промежуточную $\alpha + \alpha''$ фазу без значительного уменьшения эффективного размера кристаллита. При этом объемная доля и характерные размеры кристаллитов α -фазы уменьшаются с ростом x . В этом случае появление кристаллитов α'' -фазы должно происходить таким же образом при увеличении содержания Mn.

Существенным результатом проведенного анализа является определение характеристического масштаба микроструктурных особенностей – порядка 100 нм. При этом кристаллит Cd_3As_2 такого размера содержит $\sim 10^5$ элементарных ячеек, поэтому его зонная структура должна быть схожа с зонной структурой монокристалла. Таким образом, результаты расчета зонной структуры $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$ описанные в п. 3.1 должны быть применимы и к поликристаллам, рассматриваемым в данной главе.

4.2. Транспортные свойства поликристаллов $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$

Первым шагом исследований поликристаллов $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$ с $x = 0-0.08$ являлось определение режима проводимости и оценка базовых транспортных параметров. Полученные значения параметров собраны в Таблице 4.1.

Таблица 4.1. Базовые транспортные параметры поликристаллов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$: мольная доля Mn, x ; сопротивление образца при $T = 290 \text{ K}$, $\rho(290 \text{ K})$, и при $T = 20 \text{ K}$, $\rho(20 \text{ K})$; температурный коэффициент сопротивления, α_0 ; остаточное сопротивление, RRR ; холловская концентрация, N_{Hall} , и подвижность, μ_{Hall} , носителей заряда.

x (Mn)	$\rho(290 \text{ K})$, мкОм·см	$\rho(20 \text{ K})$, мкОм·см	α_0 , $\cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$	RRR	N_{Hall} , 10^{18} см^{-3}	μ_{Hall} , $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$
0	440	73	3.15	6.02	2.41	35500
0.017	141	25	3.07	5.63	7.83	31800
0.033	345	105	2.47	3.28	10.54	5700
0.043	138	44	2.44	3.14	8.59	16600
0.08	138	49	2.43	2.81	16.95	7500

Так, температурная зависимость сопротивления исследуемых образцов имела явно выраженный металлический характер, как показано на Рис 4.3а. Для удобства сравнения на рисунке приведены данные, нормированные на соответствующие значения при 20 К. Как видно из рисунка, экспериментальные кривые становятся практически линейными выше 100 К, что иллюстрируется хорошим согласием с линейной аппроксимацией этих участков (пунктирные линии на Рис 4.3а). Такой характер кривых указывает на доминантный вклад процессов рассеяния на акустических фононах (которые должны показывать зависимость $\rho \sim T^1$) в данном диапазоне температур. Из наклона линейных участков можно оценить соответствующее значение температурного коэффициента сопротивления α_0 :

$$\alpha_0 = \frac{1}{R_0} \frac{dR(T)}{dT}, \quad (4.2)$$

где R_0 – сопротивление образца при температуре $T_0 = 290 \text{ K}$, которое вычислялось из экстраполяции линейной аппроксимации к соответствующей температуре. Полученная зависимость α_0 от состава образца показана на Рис 4.3б. Как видно из рисунка, увеличение мольной доли Mn выше $x = 0.017$ приводит к резкому снижению α_0 , примерно на 25% (Таблица 4.1). В данном случае падение температурного коэффициента сопротивления при изменении состава сопровождается падением и величины остаточного сопротивления (*Residual Resistivity Ratio* - RRR), которое определялось как: $RRR = R(290 \text{ K})/R(20 \text{ K})$, от 6 до примерно 2.8 (Таблица 4.1). Стоит отметить, что значения RRR получились близкими к наблюдаемым ранее значениям для мультидоменных (крупноблочных) кристаллов чистого Cd_3As_2 , выращенных из газовой фазы [140]. В общем случае уменьшение величины RRR означает уменьшение

подвижности носителей заряда в системе, что указывает на рост беспорядка в рассматриваемых поликристаллах при увеличении содержания марганца.

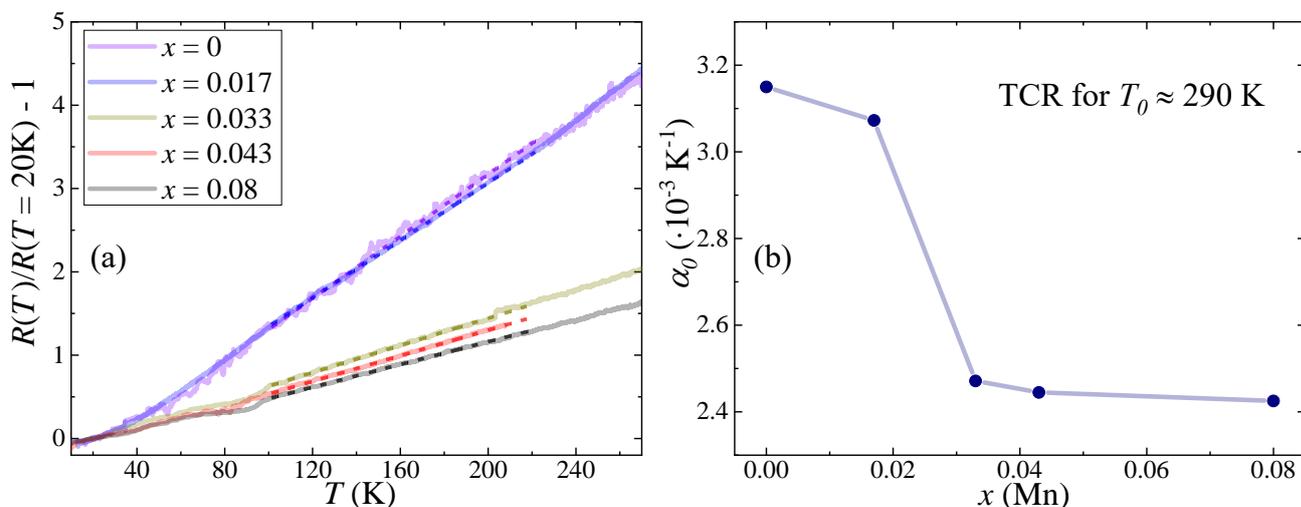


Рис. 4.3. (a) Температурные зависимости сопротивления поликристаллов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$, нормированные на соответствующие значения при $T = 20 \text{ K}$. Пунктирными линиями показана линейная аппроксимация экспериментальных кривых. (b) Зависимость температурного коэффициента сопротивления от состава поликристалла при $T_0 = 290 \text{ K}$.

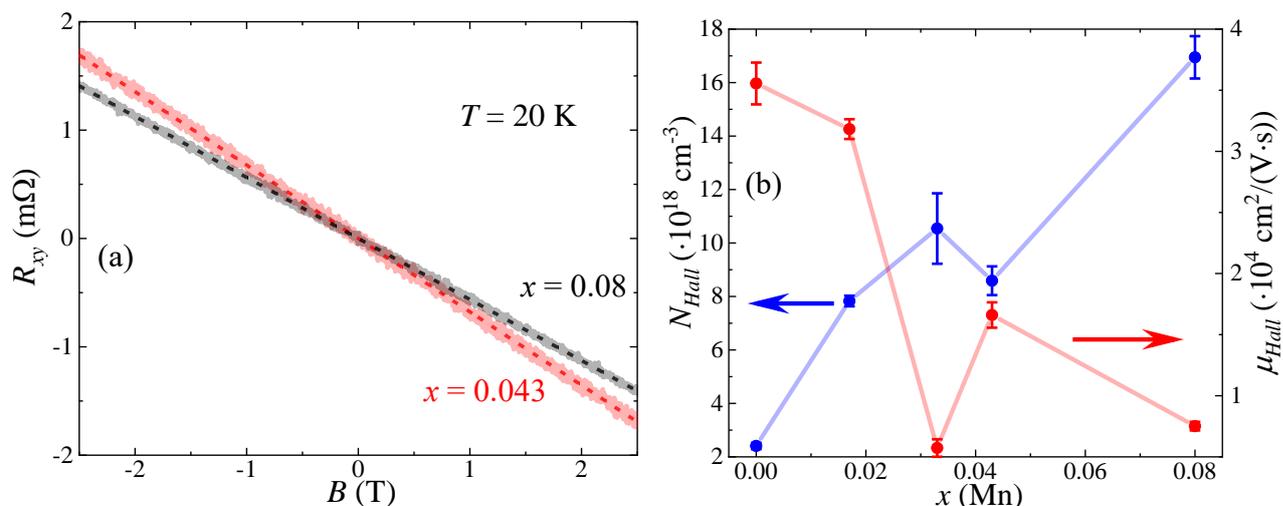


Рис. 4.4. (a) Полевая зависимость холловского сопротивления для образцов с $x = 0.043$ и $x = 0.08$ при $T = 20 \text{ K}$. Пунктирной линией показана линейная аппроксимация. (b) Зависимость холловской концентрации, N_{Hall} (синие точки), и холловской подвижности, μ_{Hall} (красные точки), носителей заряда при низких температурах от состава исследуемых поликристаллов.

Полевая зависимость холловского сопротивления, $R_{xy}(B)$, для всех исследованных поликристаллов оказывается линейна (Рис 4.4а) и не зависит от температуры в исследуемом диапазоне (4.4 К – 20 К). Линейный характер $R_{xy}(B)$ подразумевает отсутствие вклада аномального эффекта Холла (АЭХ) даже при достаточно высоком содержании Mn ($x \geq 0.043$), при котором начинают формироваться включения ферромагнитной фазы MnAs [128]. С одной

стороны, это может быть следствием малой объемной доли включений MnAs (такой, что их вклад в проводимость пренебрежимо мал). С другой стороны, отсутствие данного вклада может связываться с возможным возникновением потенциальных барьеров на границах включение/матрица, что препятствует взаимодействию магнитной подсистемы включений с электронами проводимости в матрице, что, в частности, сообщалось для композитов InSb-MnSb [141] и GaSb-MnSb [142]. Стоит отметить, что отсутствие АЭХ согласуется с доминирующей ролью антиферромагнитного взаимодействия между атомами Mn в $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$, которое приводит к переходу в состояние спинового стекла при низких температурах [123]. Однако, в общем случае АЭХ в антиферромагнетике не наблюдается только при строго коллинеарной ориентации, тогда как при наличии более сложных, неколлинеарных, вариантов упорядочения (например, геликоидальном) АЭХ должен наблюдаться [143]. Учитывая тенденцию к образованию состояния спинового стекла в $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ (обычно соответствующего неколлинеарному магнитному упорядочению), отсутствие вклада АЭХ в данном случае, а также в случае тонких пленок аналогичного состава (см. предыдущую главу), является значимым наблюдением.

Из представленных на Рис 4.4а зависимостей $R_{xy}(B)$ были определены значения холловских параметров для исследуемых образцов, которые приведены в Таблице 4.1. Полученные композиционные зависимости холловской концентрации, N_{Hall} , и холловской подвижности, μ_{Hall} , носителей заряда при низких температурах приведены на Рис 4.4б. Можно видеть, что увеличение содержания Mn приводит к значительному росту концентрации носителей N_{Hall} . Это отличает исследуемые поликристаллы от плёнок $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$, которые не демонстрировали такой ярко выраженной зависимости плотности носителей заряда от содержания Mn. По сравнению с доступными литературными данными, как для чистого [140,144], так и для допированного [118] Cd_3As_2 , вычисленная плотность носителей заряда оказывается довольно высокой (достигая $17 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, при том, что литературные значения в основном оказываются ниже $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Также, повышение концентрации Mn в поликристалле приводит к значительному снижению холловской подвижности, μ_{Hall} (Рис 4.4б), которое качественно согласуется со снижением значения RRR (Таблица 4.1) и результатами, полученными для тонких плёнок $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$. При этом величины N_{Hall} и μ_{Hall} для образца с $x = 0$ оказываются близки к литературным данным для поликристаллов чистого Cd_3As_2 [140,144], указывая на достаточно высокое качество полученных поликристаллов.

4.3. Оценка производных транспортных параметров

Полученные значения транспортных параметров можно использовать для проведения дополнительных оценок, позволяющих лучше описать исследуемые системы. Так, номинальные значения содержания марганца x могут быть пересчитаны в реальные концентрации, N_{Mn} , соответствующих атомов в кристалле. Данный расчет можно провести как исходя из табличных значений плотности арсенида кадмия, так и из параметров элементарной ячейки. В последнем случае имеет смысл уточнить для какой именно фазы ведется расчет – для α - Cd_3As_2 или α'' - Cd_3As_2 . Тем не менее, концентрация атомов всех сортов N_{atom} для целевого соединения слабо зависит от деталей такого расчета. Так величина N_{atom} оказывается равной примерно $3.9 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, тогда как разброс значений в разных способах оценки не превышает 1-2 % величины. Соответственно, величина $N_{Mn} = x \cdot 0.6 \cdot N_{atom}$. Отсюда видно, что плотность носителей N_{Hall} оказывается на 2 порядка ниже концентрации атомов Mn, поэтому результаты находятся в соответствии с предположением о замещении атомам Mn атомов Cd в качестве изовалентной примеси в Cd_3As_2 .

Объяснить рост N_{Hall} при увеличении x можно двумя причинами. Во-первых, добавление Mn может увеличивать число собственных дефектов Cd_3As_2 (либо меняя динамику полиморфных превращений в процессе охлаждения кристалла, либо влияя на формирование решетки в процессе кристаллизации). К сожалению, из имеющихся данных оценить вклад данного фактора в полученные результаты не представляется возможным. Во-вторых, можно предположить, что атомы Mn могут частично занимать позиции в междоузлиях кристаллической решетки, выступая как двойные доноры. Как видно из Рис 4.5, зависимость $N_{Hall}(N_{Mn})$ достаточно близка к линейной с коэффициентом наклона ~ 0.0086 . Так как атом Mn в междоузлии должен выступать как двойной донор, то получается, что для объяснения наблюдаемого резкого роста плотности носителей достаточно, чтобы примерно 0.43 % всех атомов Mn занимали позиции в междоузлиях, что полагается довольно реалистичной оценкой. Так, для фазы α - Cd_3As_2 1 междоузельный атом марганца должен встречаться в каждой 30-ой элементарной ячейке, а для фазы α'' - Cd_3As_2 – в каждой 122-ой. Необходимо отметить, что такая малая доля междоузельных атомов Mn не должна оказывать заметного влияния на зонную структуру системы, поэтому результаты теоретического расчета, рассмотренные в п. 3.1, остаются применимы к рассматриваемым поликристаллам.

В рамках дальнейшего обсуждения можно более детально рассмотреть композиционную зависимость холловской подвижности носителей заряда (Рис 4.4b). В большинстве систем при низких температурах основное влияние на транспортные свойства оказывает кулоновский беспорядок. В случае дираковского полуметалла, влияние короткодействующего беспорядка должно быть подавлено, тогда как основную роль играет дальнедействующий кулоновский беспорядок [145]. В этом аспекте существенное влияние оказывают заряженные примеси и

дефекты (с концентрацией N_D), которые также влияют на результирующую плотность делокализованных носителей заряда n_e в системе.

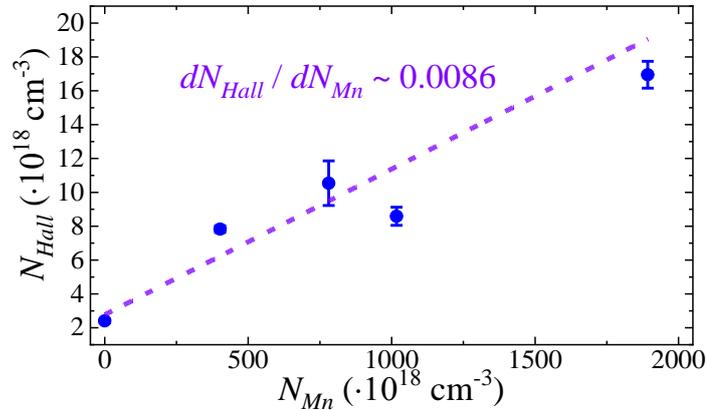


Рис. 4.5. Зависимость холловской концентрации носителей от концентрации атомов Mn для всех исследуемых образцов. Пунктирной линией показана линейная аппроксимация.

Классическую проводимость дираковского полуметалла с кулоновскими дефектами можно оценить с помощью следующего выражения [145]:

$$\sigma_{cl} = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} \frac{1}{\xi^2 z^{4/3} \ln(2\pi/\xi z)} \frac{n_e e^2 n_e^{1/3}}{N_D \hbar}, \quad (4.3)$$

где $\xi = e^2/\epsilon\hbar v_F$ – эффективная постоянная тонкой структуры (ϵ – диэлектрическая проницаемость; v_F – фермиевская скорость), z – кратность вырождения дираковского конуса. В рассматриваемом случае Cd_3As_2 : $\xi \approx 0.04$; $z = 2$ [145], то есть первые два множителя в выражении (4.3) дают постоянное значение, равное $K_\xi \approx 35.2613$. Тогда, вводя новый параметр $\kappa_N = n_e/N_D$, можно оценить классическую величину электронной подвижности $\mu_{cl} = \sigma_{cl}/en_e$:

$$\mu_{cl} = \frac{e}{\hbar} K_\xi \cdot \frac{\kappa_N}{n_e^{2/3}}. \quad (4.4)$$

Стоит отметить, что выражение (4.3) изначально было получено в предположении наличия лишь одиночных донорных примесей, однородно распределенных в системе, а исходные оценки проводились с $\kappa_N = 1$ [145]. Следуя данным предположениям и полагая $n_e = N_{Hall}$ была проведена соответствующая оценка значений μ_{cl} для исследуемых поликристаллов, результаты представлены на Рис 4.6а. Как видно из рисунка, зависимость μ_{cl} качественно воспроизводит общее снижение холловской подвижности при увеличении содержания Mn, однако различия между $\mu_{Hall}(x)$ и $\mu_{cl}(x)$ оказываются немонотонны, что можно проиллюстрировать, построив их отношение μ_{Hall}/μ_{cl} (Рис 4.6б). Поскольку величины ξ и z полагаются постоянными, единственной переменной можно считать параметр κ_N . Очевидно, что, используя значение $\kappa_N^* =$

μ_{Hall}/μ_{cl} , можно согласовать оценочные значения классической подвижности с холловскими значениями. В этом случае величина κ_N^* приобретает смысл среднего заряда на примеси. Поскольку полагается, что основные примеси и дефекты в арсениде кадмия должны действовать как одинарные или двойные доноры, величина κ_N^* должна лежать в диапазоне от 1 до 2. Однако, для исследуемых образцов эта величина оказывается в диапазоне от 0.5 до 2.5. Фактически, значения $\kappa_N^* < 1$ соответствует случаю компенсации примеси, а величины $\kappa_N^* > 2$ указывают на возможное наличие тройных доноров. Поскольку для рассматриваемой системы отсутствуют убедительные данные по установлению типа нативных дефектов, количественный анализ результатов на основании выражения (4.3) кажется малоубедительным. Тем не менее важно отметить, что поскольку выражение (4.3) было получено в предположении равномерного пространственного распределения рассеивателей, наблюдаемые расхождения могут указывать на существенную роль отклонения от такого распределения, например, в результате кластеризации атомов примеси. В частности, подобная неоднородность может объяснить локальный минимум $\mu_{Hall}(x)$ для образца с $x = 0.033$, в котором данный эффект усиливается ввиду подавления α -фазы, что влияет на пространственное распределение дефектов. С другой стороны, при большем содержании марганца объемная доля α -фазы становится меньше и роль таких областей в интегральном транспорте оказывается незначительной.

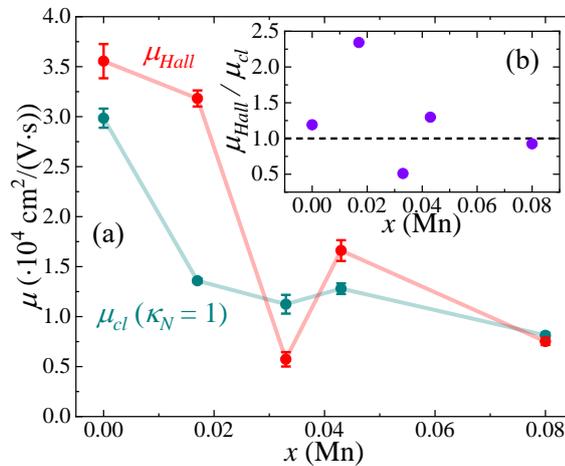


Рис. 4.6. (а) Сравнение композиционных зависимостей холловской подвижности (μ_{Hall}) и классической подвижности (μ_{cl}), оцененной с помощью выражения (4.4) в предположении $\kappa_N = 1$ и $n_e = N_{Hall}$, для исследуемых поликристаллов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$. (б) Соответствующая зависимость отношения μ_{Hall}/μ_{cl} .

На основе полученных значений холловских параметров можно также провести оценку длины свободного пробега электронов в исследуемых системах. В общем случае для этого используется простое выражение $l_e = v_F \tau$ (v_F – фермиевская скорость, τ – характерное время рассеяния). Однако, расчет соответствующих величин определяется типом рассматриваемой системы. В частности, оценку величины времени рассеяния τ можно проводить из значения подвижности согласно стандартной формуле – $\tau = m^* e / \mu_{Hall}$. При этом то, как параметр m^*

(эффективная масса носителей заряда) коррелирует с другими параметрами системы зависит от характера дисперсионных соотношений. Так, в случае простой параболической дисперсии величина m^* не зависит от концентрации носителей заряда. В реальных системах такое поведение сохраняется до тех пор, пока уровень Ферми не приблизится к вышележащим экстремумам и не начнут проявляться эффекты непараболичности зоны. В дираковских системах с линейной дисперсией $E = \hbar|k|v_F$ полагается, что квазичастицы должны вести себя как безмассовые дираковские фермионы [4], однако во многих экспериментальных работах для Cd_3As_2 приводятся значения циклотронной массы носителей, отличные от нуля [140,144,146]. Поэтому величины циклотронных масс (приравниваемых к m^*) зачастую используют для описания таких систем даже в нулевом магнитном поле. В этом случае величина эффективной массы оказывается функцией концентрации носителей заряда – $m^* = \hbar k_F / v_F$. В принципе, данный критерий линейной корреляции ($m^* \propto k_F$) может служить дополнительной сигнатурой наличия топологической фазы в исследуемой системе. В нашем случае, ввиду довольно большого диапазона значений электронных плотностей, данная корреляция может частично нарушаться (при высоких значениях N_{Hall}), что осложняет оценку величины τ . Тем не менее, при подстановке соответствующих выражений, можно увидеть, что для оценки l_e величины m^* и v_F особой роли не играют даже в случае линейной дисперсии и в результате получается та же формула, что и для случая параболической дисперсии. Предполагая сферическую форму поверхности Ферми (объемом $V_F = 4\pi k_F^3 / 3$), соответствующее выражение может быть записано как:

$$l_e = \mu_{Hall} N_{Hall}^{1/3} \frac{\hbar}{e} \left(\frac{6\pi^2}{g_s g_v} \right)^{1/3}, \quad (4.5)$$

где g_s и g_v – спиновый и долинный факторы вырождения, соответственно. В рамках данной оценки мы предполагаем, что уровень Ферми в исследуемых поликристаллах лежит выше точки Лифшица, поэтому $(g_s \cdot g_v) = 2$. Нужно отметить, что хотя поверхность Ферми в Cd_3As_2 эллипсоидальная [147], а не сферическая, это вносит лишь небольшую поправку к величине l_e , порядка 7%, поэтому этим фактором можно пренебречь. Полученные значения l_e , а также другие релевантные масштабы собраны в Таблице 4.2, а также представлены на Рис. 4.7 как функция состава системы. Как видно из представленных данных, наблюдается общая тенденция к снижению l_e при росте содержания Mn, что объясняется возрастающей степенью беспорядка. При этом, полученные величины l_e , достигающие 1 мкм, заметно превосходят оценочные значения среднего размера кристаллита D_{nc} (Рис. 4.7). Последние представлены здесь диапазоном минимальных и максимальных значений, как это описывалось в п. 4.1. Тут стоит отметить, что холловская подвижность μ_{Hall} обычно приравнивается величине транспортной

подвижности носителей μ_{tr} , которая определяется только рассеянием носителей заряда на большие углы. Поэтому, в принципе, полученные значения l_e характеризуют среднее расстояния между двумя подобными актами рассеяния. Таким образом, приведенные результаты свидетельствуют о том, что границы кристаллитов в изучаемых поликристаллах $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ действуют как рассеиватели на малые углы (в противном случае наблюдалось бы $l_e \approx D_{nc}$).

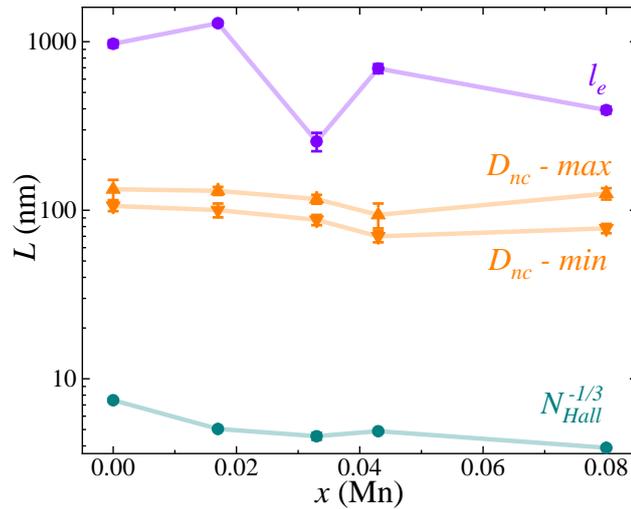


Рис. 4.7. Композиционная зависимость характеристических масштабов в исследуемых поликристаллах: длины свободного пробега l_e , среднего размера кристаллитов D_{nc} , а также среднего расстояния между заряженными дефектами $N_{Hall}^{-1/3}$, вычисленного из холловской концентрации носителей заряда.

Ещё одна характеристическая длина представлена на Рис. 4.7 значением $N_{Hall}^{-1/3}$. Она соответствует среднему расстоянию между заряженными дефектами, если исходить из предположения, что в системе содержатся только одиночные донорные примеси с равномерным пространственным распределением. Из Рис. 4.7 отчетливо видно, что величина $N_{Hall}^{-1/3}$ оказывается существенно меньше l_e и D_{nc} . Предполагая, что рассеяние электронов проводимости происходит на каждом таком дефекте, параметр $N_{Hall}^{-1/3}$ должен коррелировать с минимальным значением квантовой подвижности μ_q в системе, при расчете которой учитываются все акты рассеяния. Таким образом, отношение $l_e/N_{Hall}^{-1/3}$ должно давать оценку максимальному значению отношения μ_{tr}/μ_q для данной системы, что, фактически, характеризует функцию рассеяния (то есть, зависимость интенсивности рассеяния от угла). Как можно видеть из Таблицы 4.2, значения $l_e/N_{Hall}^{-1/3}$ оказываются порядка 10^2 , что, в общем случае, указывает на доминантную роль вклада малоуглового рассеяния. По сравнению с имеющимися данными, такая величина μ_{tr}/μ_q оказывается достаточно высокой [146], но не рекордной для арсенида кадмия [140].

Таблица 4.2. Характеристические масштабы в поликристаллах $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$: длина свободного пробега l_e , средний размер кристаллитов D_{nc} (максимальное и минимальное значения), среднее расстояния между заряженными дефектами $N_{Hall}^{-1/3}$, отношение $l_e/N_{Hall}^{-1/3}$.

x (Mn)	l_e , нм	D_{nc} (max), нм	D_{nc} (min), нм	$N_{Hall}^{-1/3}$, нм	$l_e/N_{Hall}^{-1/3}$
0	971	133	106	7.5	130
0.017	1287	130	100	5.0	256
0.033	256	116	77	4.6	56
0.043	693	94	70	4.9	142
0.08	393	125	78	3.9	101

На основе проведенного анализа можно заключить, что поликристаллический характер исследуемых систем не оказывает существенного влияния на их транспортные и магнетотранспортные свойства, и границы кристаллитов действуют также, как и другие дефекты в системе. Как следует из оценок классической подвижности, более важную роль играют плотность и распределение заряженных дефектов. Стоит отметить, что полученные значения D_{nc} совпадают со средним расстоянием между кластерами вакансий As [6], которые ограничивают значения квантовой подвижности μ_q в монокристаллах Cd_3As_2 [146]. Поэтому стоит ожидать, что значения μ_q в изучаемых поликристаллах $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ будут того же порядка, что и в монокристаллах того же состава.

Таким образом, транспортные свойства изучаемых поликристаллов не имеют принципиальных отличий от таковых для монокристаллов, а количественное различие параметров сводится, скорее, к различию структурного качества «объема» кристаллитов, а не наличию их границ. В результате сигнатуры топологического состояния должны однотипно проявляться и в монокристаллах, и в поликристаллических образцах, что подтверждает соответствие выбранных объектов исследования поставленным задачам данной работы. В принципе, различия в наблюдаемых эффектах должны сводиться к вариации уровня беспорядка и плотности носителей заряда, что можно считать проявлением устойчивости топологического состояния к скалярному беспорядку (что зачастую подразумевают под термином «топологически защищенные состояния»).

4.4. Магнетосопротивление поликристаллов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$

Измерения полевой зависимости продольного сопротивления в исследуемых поликристаллах $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ показали два существенных результата, проиллюстрированных на Рис. 4.8а. Во-первых, при минимальных температурах (~ 4.4 К) для ряда образцов наблюдался дополнительный вклад положительного магнетосопротивления (МС) в области слабых полей ($B \leq 0.15$ Тл), который отсутствовал при более высоких температурах. Во-вторых, вне области этого эффекта, величина и характер МС не менялись в исследованном диапазоне температур (4.4 – 20 К), что хорошо коррелирует с отсутствием значимой температурной зависимости холловских кривых, обсуждаемых в п. 4.2. Это хорошо видно при совмещении кривых, как показано на Рис. 4.8а – кривые практически сливаются, кроме области слабых полей.

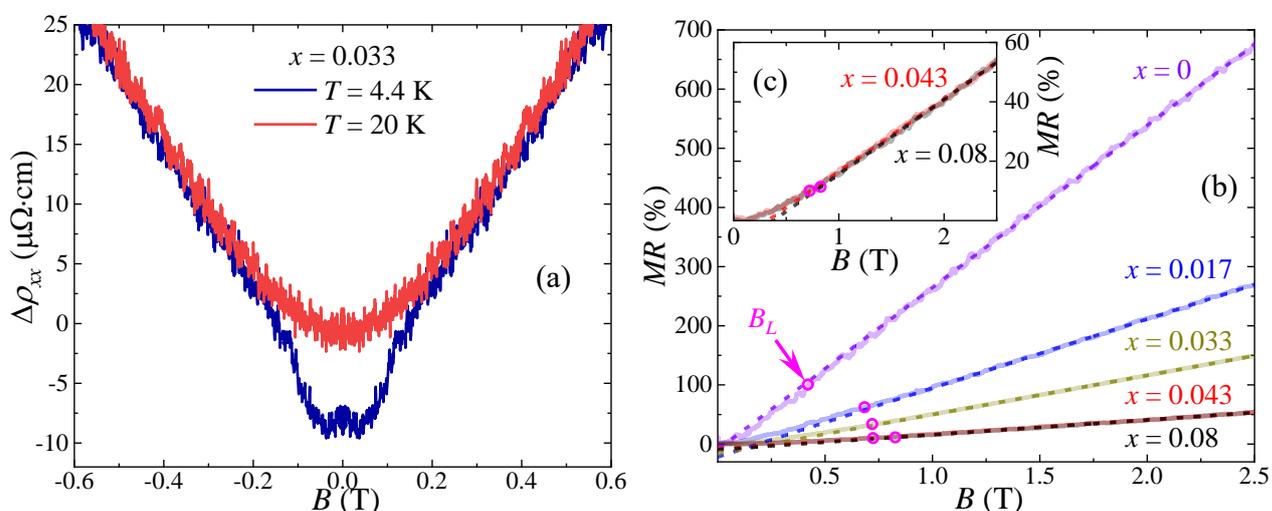


Рис. 4.8. (а) Совмещенные полевые зависимости сопротивления образца с $x = 0.033$, измеренные при двух температурах и иллюстрирующие наличие паразитного вклада (см. текст). (б) МС поликристаллов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$, измеренное при $T = 20$ К. Пунктирными линиями показана линейная аппроксимация. Розовыми кружочками отмечены значения поля B_L перехода к линейному режиму. (с) Экспериментальные кривые для образцов с $x = 0.043$ и 0.08 в увеличенном масштабе, показывающие сохранение линейного характера МС.

Наблюдаемый слабополевой эффект исчезает уже при $T \sim 12$ К. Учитывая характерный вид вклада в МС, данный эффект связывается с паразитным вкладом сверхпроводящих контактов к образцу. Так, при низких температурах, материал контактов (припой ПОС) оказывается в сверхпроводящем состоянии, меняя распределение тока в близлежащих областях образца. При росте внешнего магнитного поля или увеличении температуры данное состояние разрушается и эффект исчезает. Тем не менее, разрушение этого состояния полем может приводить к дополнительным артефактам в измеряемом МС, поэтому в дальнейшем будут обсуждаться лишь кривые, измеренные при более высоких температурах ($T = 20$ К), где этот эффект подавлен.

Итоговые кривые МС для всей исследуемой серии поликристаллов представлены на Рис. 4.8б. Здесь величина МС рассчитывалась по стандартной формуле:

$$MR = 100\% \cdot (R_{xx}(B) - R_{xx}(0)) / R_{xx}(0). \quad (4.6)$$

Как видно из представленного графика, характер МС становится выражено линейным по мере увеличения магнитного поля, что подтверждается хорошим согласием экспериментальных кривых с линейной аппроксимацией, показанной на Рис. 4.8b пунктирными линиями. При этом амплитуда наблюдаемого линейного МС (ЛМС) уменьшается по мере увеличения содержания марганца в кристалле. Тем не менее, линейный характер МС сохраняется во всем исследованном диапазоне составов, даже при высоких значениях x (см. Рис. 4.8с). Также не обнаружено следов насыщения наблюдаемого ЛМС в рассмотренном диапазоне магнитных полей. Стоит отметить, что ЛМС высокой амплитуды неоднократно наблюдалось как в исследованиях кристаллов чистого Cd_3As_2 [140,144], так и в легированных кристаллах [118,148].

Самым очевидным параметром, описывающим ЛМС, является величина линейного наклона K_{MR}^{lin} , то есть амплитуда эффекта. В настоящей работе величина K_{MR}^{lin} определялась по наклону линейной аппроксимации экспериментальных данных в области больших полей. Полученные величины представлены в Таблице 4.3. Максимальное значение $K_{MR}^{lin} \approx 280$ %/Тл наблюдается для поликристалла чистого Cd_3As_2 (образец с $x = 0$) и оказывается сопоставимо с результатами для мультидоменных (крупноблочных) кристаллов Cd_3As_2 , выращенных из газовой фазы и демонстрирующих величину $K_{MR}^{lin} \approx 400 - 700$ %/Тл [140]. Увеличение содержания Mn приводит к уменьшению величины K_{MR}^{lin} примерно на порядок. Нужно отметить, что в литературных данных для чистого Cd_3As_2 значения K_{MR}^{lin} довольно часто оказываются очень высокими (выше 200 %/Тл [140,144]), но в ряде работ данный параметр оказывается заметно ниже (к примеру, 40 %/Тл [146]). Таким образом, полученное значение $K_{MR}^{lin} = 25$ %/Тл для поликристаллов с высоким содержанием Mn, может рассматриваться как относительно низкое, хотя такая амплитуда ЛМС всё ещё выше, чем во многих других материалах.

Таблица 4.3. Линейное магнетосопротивление в поликристаллах $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$: линейный наклон K_{MR}^{lin} , поле перехода к линейному режиму B_L .

x (Mn)	K_{MR}^{lin} , %/Тл	B_L , Тл
0	274	≤ 0.42
0.017	117	0.68
0.033	66	0.72
0.043	25	0.73
0.08	25	~ 0.83

Основные теории, описывающие ЛМС, могут быть разделены на две основные группы: классические и квантовые. Классические модели, такие как модель Париша-Литтлвуда [149], предполагают, что ЛМС связано с неоднородностью системы. Так, полагается, что ЛМС возникает в результате примешивания холловского вклада в измеряемый сигнал. При этом холловская компонента возникает при огибании линиями тока областей низкой подвижности (в более общем смысле – включений с низкой проводимостью [150]), поскольку получается, что вблизи таких областей ток течет перпендикулярно направлению эффективного электрического поля (т.е. аналогично эффекту Холла). Квантовые модели описывают возникновение ЛМС для систем с открытой поверхностью Ферми (модель Капицы [151]) или для узкозонных полупроводников в ультраквантовом пределе (модель Абрикосова [152]), т.е. в сильных магнитных полях, в которых заселённым оказывается только один уровень Ландау). Стоит отметить, что упомянутые теории были сформулированы достаточно давно для тривиальных систем.

В более поздних теоретических работах были рассмотрены особенности ЛМС в топологических системах. В частности, было предположено [153], что из-за бесщелевого спектра топологических материалов, даже небольшой беспорядок может приводить к формированию электронных и дырочных луж, которые действуют подобно островкам низкой подвижности в модели Париша-Литтлвуда. С другой стороны, предполагается [154], что модель Абрикосова может быть применима к топологическим системам с сильно уширенными из-за беспорядка уровнями Ландау и ниже ультраквантового предела. В более общем рассмотрении было показано, что ненулевая кривизна Берри (присутствующая во всех топологических материалах) сама по себе может индуцировать ЛМС [155]. Экспериментальные исследования Cd_3As_2 указывают на возможность возникновения ЛМС вследствие локальных флуктуаций подвижности в кристалле [146] (аналогично модели Париша-Литтлвуда), тогда как высокая амплитуда эффекта связывается с подавлением топологической защиты в дираковском состоянии, индуцированным магнитным полем [140]. При этом модель Абрикосова в данном случае рассматривается как неприменимая, из-за высокой подвижности носителей в Cd_3As_2 и достаточно низких значений полей начала ЛМС (т.е. существенно ниже ультраквантового предела). Основываясь на приведённых моделях, можно заключить, что в рассматриваемом случае амплитуда ЛМС должна определяться средним значением подвижности, её пространственными флуктуациями и степенью топологической защиты проводящих состояний.

Как уже обсуждалось выше, в исследуемых поликристаллах $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ наблюдается тенденция к снижению подвижности носителей заряда при увеличении содержания Mn (на что также указывает уменьшение величины остаточного сопротивления R_{RR} и температурного коэффициента сопротивления α_0), поэтому наблюдаемое падение K_{MR}^{lin} при увеличении x

(Таблица 4.3) выглядит ожидаемым. Более того, увеличение плотности носителей (которое можно пересчитать в изменение волнового вектора Ферми от $k_F \approx 0.4 \text{ нм}^{-1}$ до $k_F \approx 0.8 \text{ нм}^{-1}$) значительно сдвигает энергию Ферми, что в свою очередь может частично подавлять топологическую защиту проводящих состояний (в нулевом магнитном поле), так как уровень Ферми существенно удаляется от дираковского узла. Таким образом, уменьшение K_{MR}^{lin} может быть объяснено в рамках исходного спектра Cd_3As_2 , указывая на то, что модификации зонной структуры, вызванные Mn, играют незначительную роль. Подобное предположение согласуется с наблюдением ЛМС довольно высокой амплитуды даже для поликристаллов с большим содержанием Mn. Данный результат хорошо согласуется с результатами расчета зонной структуры твёрдого раствора $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$, описанные в п. 3.1. Как уже было показано ранее, легирование Mn приводит к открытию небольшой щели (около 40 мэВ для $x \approx 0.4$) в дираковской точке, тогда как при более высоких энергиях спектр практически не меняется, что соответствует представленным результатам, учитывая высокие значения плотности носителей заряда.

В ряде работ [144,146], для описания эффекта ЛМС кроме его амплитуды также используют и величину поля перехода в линейный режим B_L . Соответствующие значения отмечены на Рис. 4.8b и представлены в Таблице 4.3. Оценка данной величины осуществлялась путем определения точки расхождения экспериментальной кривой с линейной аппроксимантой, что более наглядно показано на Рис. 4.9. В диапазоне полей $B \leq B_L$ обычно наблюдается некоторый нелинейный ход, как и в нашем случае. Из Таблицы 4.3 видно, что величина B_L оказывается примерно одинаковой для исследуемых образцов, за исключением образца с $x = 0$.

Физический смысл поля перехода B_L зависит от рассматриваемой модели ЛМС. Так, в работах Страуда [150] и Балагурова [156] рассматривалась металлическая система с малой долей диэлектрических включений, c , в которой режим ЛМС достигался в полях $B \gg c/\mu$ (здесь μ – подвижность носителей). Видно, что данный режим эквивалентен критерию классически сильного поля, а при учете малых значений c – существенно его превосходит. Очевидно, что в рассматриваемых системах с подвижностью на уровне $1/\mu > 1 \text{ Тл}$, данный критерий технически может выполняться при относительно разумных значениях $c \sim 0.1$, однако, строгое рассмотрение наблюдаемого ЛМС в рамках данных моделей представляется на данный момент не обоснованным. Тем не менее можно провести некоторую качественную оценку. Предполагая орбитальное происхождение ЛМС (как в классических моделях), можно вычислить соответствующую магнитную длину $l_B = \sqrt{\hbar/(eB_L)}$, которая падает с 40 до 30 нм при увеличении содержания Mn. Так как величина магнитной длины примерно равна значению радиуса соответствующей циклотронной орбиты, нужно отметить, что вычисленные значения l_B оказываются близки к величине $D_{nc}/2$. То есть, технически, ЛМС возникает, когда циклотронная орбита становится близка по размерам к среднему размеру кристаллита. Это указывает на то, что

вклад ЛМС формируется внутри кристаллитов. В этом смысле поликристаллический характер образца может рассматриваться как фактор, ограничивающий ЛМС в низких полях.

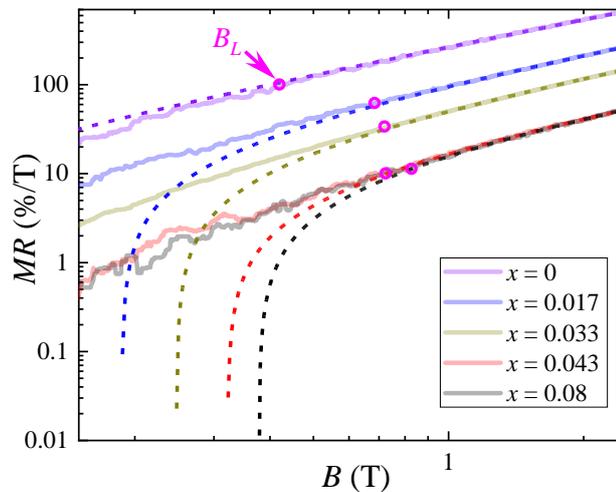


Рис. 4.9. Магнетосопротивление поликристаллов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$, построенное в двойном логарифмическом масштабе. Пунктирные линии – линейные аппроксимации (в линейном масштабе). Значения поля B_L оценивались по положению точек расхождения экспериментальных кривых и аппроксимант.

Таким образом, в данной главе показано, что в отличие от тонких пленок $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$, поликристаллы тех же составов не демонстрируют сигнатур перехода в тривиальное состояние при увеличении содержания магнитной компоненты. Это связывается с существенно большими плотностями делокализованных носителей заряда в объемных образцах, что согласуется с результатами расчета зонной структуры $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$, обсуждаемых в предыдущей главе. Тем не менее, общим аспектом обеих серий образцов является отсутствие аномального эффекта Холла, типичного для большинства магнитных систем. Учитывая высокое содержание Mn в рассматриваемых образцах (по сравнению с классическими системами), наличие характерных черт разбавленных магнитных полупроводников вполне ожидаемо, особенно в случае перехода в тривиальное состояние. С одной стороны, такое поведение может объясняться доминантной ролью АФМ взаимодействий между атомами марганца в матрице. С другой стороны, ввиду довольно высокого уровня беспорядка в рассматриваемых системах, а также тенденции к кластеризации атомов Mn, наблюдаемые результаты могут быть связаны и с этими аспектами. Поэтому для уточнения такой интерпретации проводились дополнительные исследования модельных тривиальных систем с магнитной компонентой, обсуждаемые в последующих главах.

Как будет показано в дальнейшем, наличие сильного скалярного и/или магнитного беспорядка не должно приводить к подавлению вклада аномального эффекта Холла, поэтому его отсутствие в кристаллах и плёнках $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ является свойством самого материала, а не особенностью исследованных образцов. В качестве возможной причины такого поведения

можно рассматривать особенности рассчитанной зонной структуры $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$, обсуждаемой в предыдущей главе. В частности, было показано, что состояния на атомах марганца оказываются примерно на 0.5 эВ выше дна зоны проводимости. Для сравнения можно рассмотреть классическую систему, GaAs с добавлением Mn, в которой магнитные взаимодействия между атомами марганца переносятся коллективизированными носителями заряда в GaAs, чему также сопутствует и наблюдение аномального эффекта Холла. В рамках данной системы состояния на атомах марганца оказываются близки по энергии к заполненным состояниям в полупроводниковой матрице (заполнение происходит как за счет нативных дефектов кристалла, так и ввиду активации примесей марганца, которые в данном случае не являются изовалентными), и при определённых параметрах системы переходы между этими состояниями могут стать резонансными, что повышает интенсивность взаимодействия носителей в зоне с примесными атомами. С этой точки зрения большая разница между характерными энергиями Ферми в кристаллах $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ и энергией состояний на магнитных атомах Mn может ослаблять соответствующее взаимодействие и, в принципе, объяснять отсутствие аномального эффекта Холла в рассматриваемых системах. Однако, для подтверждения такой интерпретации требуются дополнительные исследования, выходящие за рамки настоящей работы.

4.5. Основные результаты и выводы главы 4

- 1) Проведена оценка влияния содержания марганца на микроструктурные параметры поликристаллов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ с $x = 0-0.08$, в частности, на средний размер кристаллита. Соответствующие оценки проводились на базе уравнения Шеррера для нескольких групп дифракционных пиков. Показано, что структурный переход $\alpha \rightarrow \alpha''$, индуцируемый добавлением Mn, происходит через промежуточную $\alpha + \alpha''$ фазу без значительного уменьшения эффективного размера кристаллита.
- 2) Исследованы транспортные и магнетотранспортные свойства данных поликристаллов. Температурная зависимость сопротивления для всех образцов демонстрирует выраженный металлический ход и линейный характер в области высоких температур, связываемый с доминантным вкладом рассеяния на акустических фононах. Уменьшение температурного коэффициента сопротивления и величины остаточного сопротивления при увеличении содержания Mn указывает на рост уровня беспорядка в системе.
- 3) Измеренные полевые зависимости холловского сопротивления демонстрируют линейный характер, показывающий отсутствие вклада аномального эффекта Холла. На основе полученных данных оценены значения холловских подвижностей и концентраций носителей заряда. Увеличение содержания Mn приводит к падению электронных подвижностей, что подтверждает сопутствующий рост уровня беспорядка. В отличие от

тонких пленок, исследуемые поликристаллы демонстрируют заметное увеличение плотности носителей заряда при увеличении x . Это связывается с возможностью встраивания атомов Mn в позиции в междоузлиях решетки, однако, доля таких атомов, согласно оценке, не должна превышать 0.43 % от их общего числа.

- 4) Проведена оценка величины классической подвижности в рассматриваемых системах, указывающая на неоднородность пространственного распределения заряженных дефектов в данных поликристаллах. Также оценены величины длины свободного пробега, оказывающиеся на порядок большими, чем средний размер кристаллита. Такое соотношение показывает, что границы кристаллитов выступают как рассеиватели на малые углы, что делает их вклад в рассеяние, сопоставимым со вкладом точечных дефектов. Таким образом, показано, что поликристаллический характер исследуемых образцов качественно не влияет на их транспортные и магнитотранспортные свойства.
- 5) При низких температурах для всех образцов наблюдается линейное магнетосопротивление высокой амплитуды, наблюдавшееся также в ряде работ по исследованию чистого арсенида кадмия. Амплитуда данного эффекта (линейный наклон) уменьшается при росте содержания марганца, что можно объяснить ростом уровня беспорядка и плотности носителей заряда в рамках свойств чистого Cd_3As_2 . Таким образом, сигнатур перехода в тривиальное состояние для исследованных поликристаллов не обнаруживается, что согласуется с результатами теоретических расчетов зонной структуры $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$, указывающих на сохранение формы спектра при высоких энергиях Ферми.

Глава 5. Магнитотранспорт в композитах InSb-MnSb эвтектического состава после барических воздействий

5.1. Влияние гидростатического давления на свойства композитов InSb-MnSb

Сочетание эвтектического состава системы и применение метода Бриджмена-Стокбаргера позволило получить крупноблочные композитные кристаллы InSb-MnSb с выраженной ориентацией и игольчатыми магнитными включениями (ориентированными вдоль оси роста кристалла \vec{N}). Для образцов N1 и N2 (с различной ориентацией включений относительно измерительного тока) проводились исследования влияния гидростатического давления (до $P = 8$ ГПа) на их транспортные свойства в рамках цикла барического воздействия (компрессия-декомпрессия). Соответствующие измерения проводились Р.Г. Джамамедовым и Т.Р. Арслановым в камере высокого давления типа “Тороид” по четырех-контактной схеме. В этом пункте будут рассмотрены полученные результаты, необходимые для дальнейшего обсуждения.

На Рис. 5.1 представлены барические зависимости сопротивления $\rho(P)$ исследуемых образцов, а также коэффициента Холла $R_H(P)$ при комнатной температуре. В рамках всего цикла измерений образцы демонстрировали дырочный тип проводимости, что согласуется с более ранними исследованиями системы InSb-MnSb [66]. Как видно из Рис. 5.1, при увеличении P (в стадии компрессии) на зависимости сопротивления для обоих образцов наблюдается выраженный пик с достаточно пологой верхней частью. При этом на зависимостях $R_H(P)$ также наблюдается особенность. При понижении давления (на стадии декомпрессии), зависимости $\rho(P)$ и $R_H(P)$ демонстрируют выраженный гистерезис, который указывает на наличие необратимого фазового перехода в данной системе под давлением. Ввиду существенно большей объемной доли фазы InSb в рассматриваемых композитах, наиболее вероятно, что данный переход связан именно с матрицей. Как известно из литературных данных [157-159], InSb претерпевает полиморфную трансформацию при относительно низких давлениях. Было предложено две модели данного структурного перехода [158]. Первая модель предполагает, что исходная кубическая фаза InSb переходит в орторомбическую при давлении около 3 ГПа. В рамках второй модели этот переход происходит через промежуточную тетрагональную фазу, формирующуюся при давлениях выше 2 ГПа. Тем не менее, во всех релевантных исследованиях отмечалось, что соответствующий структурный переход в InSb сопровождается переходом полупроводник-металл. Стоит отметить, что согласно теоретическим расчетам [160], кристаллическая структура MnSb демонстрирует переход от структуры NiAs-типа к структуре CsCl-типа только при давлениях выше 23 ГПа, что значительно превышает барический диапазон, рассмотренный в данном исследовании. Общий вид зависимостей $\rho(P)$ (Рис. 5.1) похож на

результат, полученный в работе [161], за исключением области логарифмического роста ρ до 3 ГПа. Такое небольшое изменение ρ в области структурного перехода и выше, вероятно, объясняется присутствием ориентированных игольчатых включений MnSb. Стоит отметить, что наблюдаемый гистерезис на графиках $\rho(P)$ и $\rho(P)$ указывает на необратимость свойств системы, связанную с частичным фазовым расслоением.

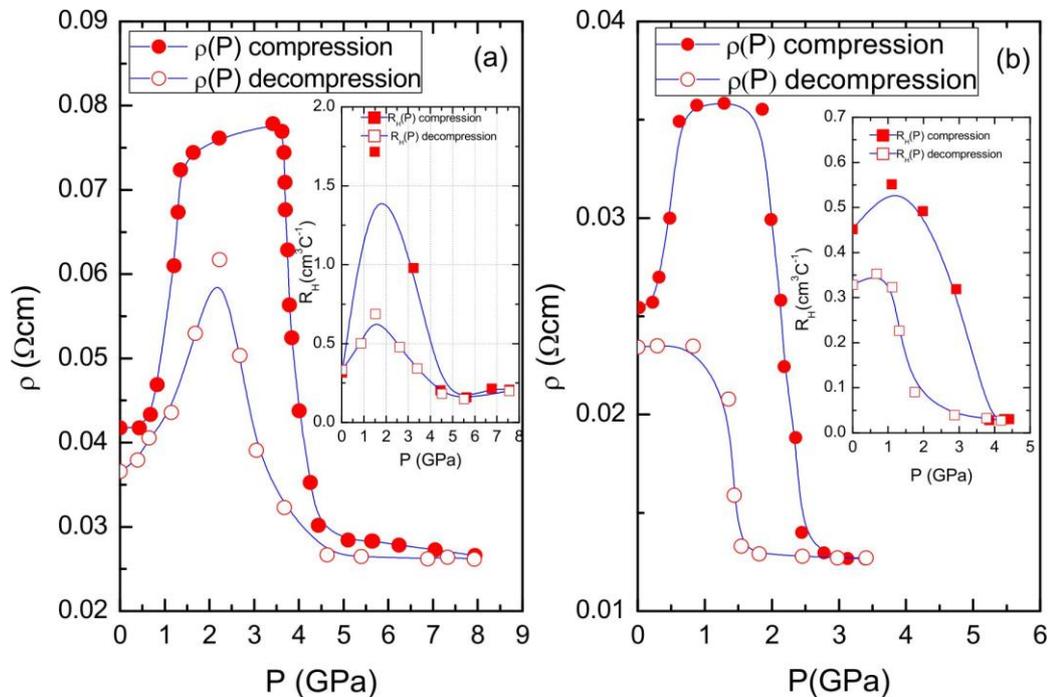


Рис. 5.1. Барические зависимости сопротивления и коэффициента Холла (на вставках) для образцов (a) N1 и (b) N2 при $T = 293$ К.

Наличие фазового перехода полупроводник-металл в исследуемых системах также иллюстрируется барическими зависимостями концентрации p , показанных красными символами на Рис. 5.2. Концентрация носителей для образца N1 (Рис. 5.2a) при увеличении давления сначала снижается, потом увеличивается, и при 6.7 ГПа достигает насыщения равного $p = 2.9 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. В образце N2 (Рис. 5.2b) концентрация носителей при атмосферном давлении составляет $p = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, она практически не меняется вплоть до 2.2 ГПа. При более высоких давлениях концентрация непрерывно растет, достигая насыщения в области $p = 2.1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, что подтверждает наличие фазового перехода полупроводник-металл. С другой стороны, значения подвижности μ (синие символы на Рис. 5.2) при различной ориентации игл MnSb оказываются существенно различными во всем рассмотренном диапазоне давлений, что объясняется эффективной геометрией рассматриваемой двухкомпонентной системы. При этом для обоих образцов подвижность увеличивается вплоть до 1 ГПа, то есть ниже области структурного перехода. Такое поведение может объясняться резким уменьшением рассеяния на валентных электронах, указывая на размытие заряда связанных валентных электронов [162].

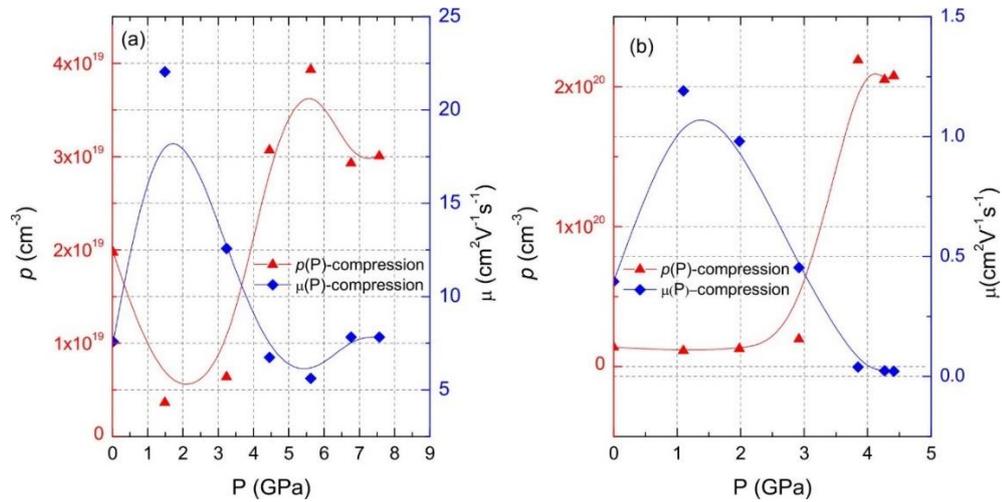


Рис. 5.2. Барические зависимости холловских концентраций (красные символы) и подвижностей (синие символы) носителей заряда образцов (а) N1 и (б) N2 при $T = 293$ К.

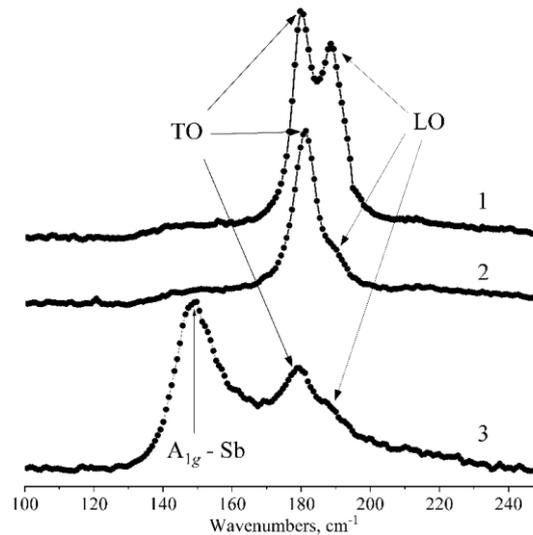


Рис. 5.3. Спектры комбинационного рассеяния света, измеренные при комнатной температуре. Представлены результаты для (1) (111)-ориентированного монокристалла InSb, и образца N2 (2) до и (3) после барических исследований.

Для дальнейшего рассмотрения наиболее существенным оказывается необратимость описанного выше перехода полупроводник-металл. Так, наличие необратимого структурного перехода в исследуемых образцах после декомпрессии хорошо иллюстрируется изменением в спектрах комбинационного рассеяния света (КРС). Измерения проводились А.В. Кочурой при комнатной температуре на конфокальном микроспектрометре КРС OmegaScore (AIST-NT Inc.) с длиной волны лазерного излучения 532 нм. Для сравнения на Рис. 5.3 представлены спектры для образца N2 до и после барических исследований, а также спектр монокристалла InSb, полученный с грани, образованной плоскостями (111). Для кристаллов GaSb и InSb (с группой точечной симметрии T_d) LO (продольные оптические) и TO (поперечные оптические) фононы активны (с точки зрения КРС) в кристаллографических направлениях [001] и [110], соответственно. Для монокристаллов InSb соответствующие частоты при комнатной

температуре составляют $\omega_{LO} = 190.8 \text{ см}^{-1}$ и $\omega_{TO} = 179.8 \text{ см}^{-1}$ [163]. Для исследуемого образца InSb-MnSb, как и для монокристаллического референса InSb, наблюдаются обе моды - LO и TO, однако их интенсивность зависит от геометрии съемки (ориентации кристаллографических осей относительно плоскости рассеяния света). Как видно из Рис. 5.3, после декомпрессии для образца N2, кроме характерных пиков InSb, наблюдается также выраженный пик вблизи 150 см^{-1} . Данный пик совпадает с положением акустической моды, связанной с колебаниями связей Sb-Sb, что часто является результатом формирования в системе областей с избыточным содержанием атомов Sb. К примеру, в тонких пленках GaSb данная мода появляется ввиду диффузии атомов Sb из объема системы на поверхность [164]. В рассматриваемом случае появление данной моды связывается с фазовым расслоением системы после декомпрессии, что согласуется с результатами барических исследований.

5.2. Особенности зарядового транспорта в композитах InSb-MnSb после барических воздействий

Перенос заряда в композитных системах определяется как параметрами отдельных компонент, так и особенностями их пространственного распределения [165]. Особенность кристаллов InSb-MnSb эвтектического состава, кроме высокого структурного качества как матрицы, так и включений, заключается в макроскопическом масштабе пространственного распределения фаз в композите. Подобный ансамбль ориентированных игольчатых включений MnSb близок к модельным представлениям, рассматриваемых в рамках теории среднего поля [165]. В этом случае, предполагая проводимости матрицы InSb и материала включений MnSb изотропными, результирующая проводимость композита будет определяться анизотропией формы включений. Так, при протекании тока вдоль игл, их вклад в проводимость системы будет максимальным, тогда как при протекании тока поперек игл их вклад будет существенно меньше [165]. Стоит учитывать, что по абсолютным значениям проводимость InSb, даже в пределе сильного легирования, заметно ниже проводимости MnSb ввиду колоссальной разницы в плотностях делокализованных носителей заряда. Из этого следует, что сопротивление исследуемой системы InSb-MnSb будет ниже при протекании тока вдоль игл, чем в случае протекания тока перпендикулярно оси игольчатых включений. Данное обстоятельство подтверждается результатами предварительных исследований исходных композитных кристаллов InSb-MnSb [66]. В частности, анизотропный вклад металлических игл MnSb в проводимость системы удобно визуализировать по относительному изменению сопротивления, как это показано на Рис. 5.4. Так, для образца N1 (ток вдоль оси игл) изменение сопротивления от комнаты до гелия существенно выше, чем для образца N2 (ток поперек оси игл), что

качественно соответствует разнице относительных вкладов металлических игл MnSb в проводимость системы, описанной выше. Стоит отметить, что общий характер зависимостей получается выражено металлическим, что, с одной стороны, указывает на существенный вклад включений в проводимость системы, с другой стороны, допускает возможность того, что проводимость матрицы InSb также оказывается металлической. Подобное поведение может объясняться наличием относительно малого количества растворённых атомов Mn в матрице InSb (на уровне 0.25 ат.% [166]), что не противоречит эвтектическому характеру взаимодействия компонент системы InSb-MnSb, а также должно приводить к незначительному изменению параметров решетки соответствующей фазы, которое невозможно подтвердить в рамках имеющихся данных (Рис. 2.7). Также стоит сказать, что количественный анализ данных, представленных на Рис. 5.4, дополнительно осложняется существенной зависимостью проводимости фазы MnSb от её состава. Так, избыток марганца в $Mn_{1+\delta}Sb$ приводит к увеличению его сопротивления [166], однако, влияние избытка сурьмы ($\delta < 0$), наблюдаемого в исследуемых кристаллах (см. пп. 2.1.3), на проводимость $Mn_{1+\delta}Sb$ подробно в литературе не рассмотрено.

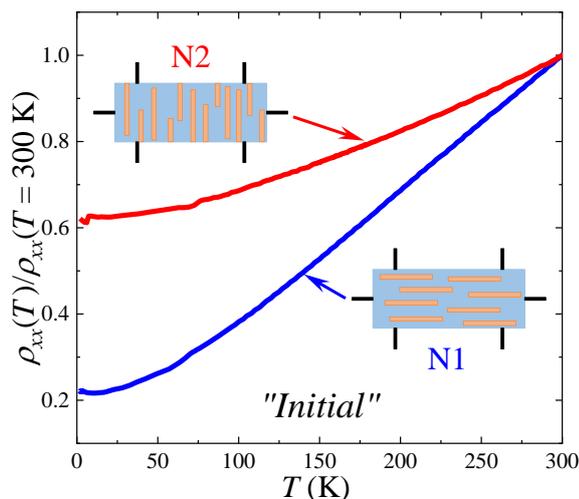


Рис. 5.4. Температурные зависимости сопротивления, нормированные на значение при 300 К, для композитов InSb-MnSb до барических исследований. Адаптировано из работы [66].

После барических исследований образцы композитов InSb-MnSb были переданы для изучения транспортных и магнитотранспортных свойств при низких температурах. На Рис. 5.5а представлены измеренные температурные зависимости сопротивления для образцов N1 и N2 после декомпрессии. Как видно из представленных данных, исходно металлический характер зависимости $\rho_{xx}(T)$ после барических исследований меняется на выражено полупроводниковый, а в области низких температур ($T < 50$ К) изменение становится еще более значительным. При этом амплитуда изменения сопротивления с температурой для обоих образцов оказывается почти одинаковой. Небольшое различие в области средних температур

качественно совпадает с соотношением соответствующих амплитуд до барических исследований (Рис. 5.4), что указывает на небольшой вклад в проводимость, связанный с игольчатыми включениями MnSb. Тем не менее, из представленных данных следует, что доминантную роль в проводимости композитов InSb-MnSb после декомпрессии играет матрица InSb, поскольку основные изменения свойств кристаллов под давлением связываются именно с ней.

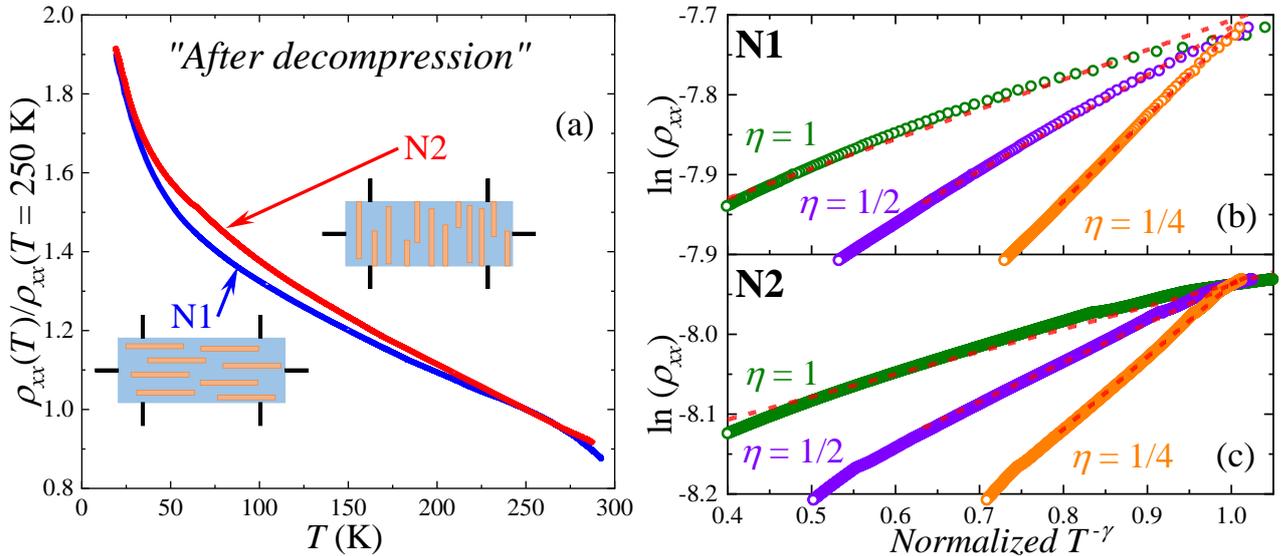


Рис. 5.5. (a) Температурные зависимости сопротивления композитов InSb-MnSb после декомпрессии, нормированные на значение при 250 К. Соответствующие кривые для образцов (b) N1 и (c) N2, перестроенные в спрямляющих координатах (см. текст). Для наглядности значения $T^{-\eta}$ были нормированы на величину $20^{-\eta}$.

Анализ низкотемпературных частей кривых, показанных на Рис. 5.5а, учитывая их характер, проводился в рамках моделей транспорта по локализованным состояниям, то есть, в рамках соотношения $\rho_{xx}(T) \propto \exp(T^{-\eta})$ [16]. Как упоминалось ранее, показатель степени $\eta = 1$ характерен для активационного режима проводимости или прыжков по ближайшим центрам. В теориях прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка $\eta = 1/2$ соответствует модели Эфроса – Шкловского, а показатель $\eta = 1/4$ – трехмерной модели Мотта [16]. Для уточнения релевантного механизма проводимости исходные экспериментальные данные были перестроены в спрямляющих координатах $(\ln \rho_{xx})(T^{-\eta})$, как показано на Рис. 5.5b и 5.5c. Для наглядности представленные кривые были дополнительно масштабированы по оси абсцисс (нормировка значений $T^{-\eta}$ на величину $20^{-\eta}$ позволила равномерно распределить кривые по графику, не меняя их качественно). В таком представлении критерием применимости конкретной модели является хорошее согласие экспериментальной кривой с линейной аппроксимацией (проведенной в диапазоне $T \leq 50$ К). Как видно из представленного графика, для обоих образцов наилучшее согласие наблюдается при $\eta = 1/4$. Таким образом, данное рассмотрение указывает на переход в режим прыжковой проводимости (модель Мотта) в области низких температур.

Существенным обстоятельством является тот факт, что любая модель прыжковой проводимости основывается на предположении о сильном беспорядке в системе. В рассматриваемом случае приложение гидростатического давления приводит к дополнительной «металлизации» системы (см. предыдущий пункт), а необратимость наблюдаемого перехода должна частично сохранять данную фазу после декомпрессии. Однако, наблюдаемый переход к полупроводниковому характеру кривых $\rho_{xx}(T)$ указывает на то, что структурные превращения под давлением в композитах InSb-MnSb сопровождаются существенным ростом уровня беспорядка в системе. Таким образом, доминантную роль в проводимости кристаллов после декомпрессии играет матрица InSb, характеризующаяся высоким уровнем беспорядка. Применительно к результатам предыдущих глав, композитные кристаллы InSb-MnSb после декомпрессии могут рассматриваться как модельная система с сильным беспорядком, распределёнными магнитными атомами и тривиальным спектром носителей заряда.

5.3. Магниторанспорт в композитах InSb-MnSb после барических воздействий

Для исследуемых кристаллов были получены полевые зависимости холловского сопротивления и кривые магнетосопротивления в области низких температур (4.3 - 20 К). Стоит отметить, что оба исследуемых образца показали качественно одинаковые результаты. На Рис. 5.6а представлены полевые зависимости холловского сопротивления для образца N2, измеренные при 4.5 и 14 К. Как видно из представленных данных, при 4.5 К наблюдается заметный нелинейный вклад, который насыщается по мере увеличения поля, а его амплитуда уменьшается при увеличении температуры. Поэтому можно рассматривать холловское сопротивление как сумму линейного и нелинейного слагаемых: $R_{xy}d = R_H B + R_A(B)$, где d – толщина образца. В рассматриваемом случае проводилась линейная аппроксимация в области полей $B > 1$ Тл (Рис. 5.6а). Наклон такой линейной аппроксимации соответствует постоянной нормального эффекта Холла R_H , а смещение (отсечка по оси ординат) определяет амплитуду нелинейной компоненты в насыщении R_A^{sat} (которая в данном случае оказывается отрицательной). На Рис. 5.6б и 5.6с представлены полученные значения R_H и R_A^{sat} как функции температуры для обоих образцов. Как видно из представленных данных, значения R_H оказываются близки для двух образцов и увеличиваются с ростом температуры. Последнее указывает на рост концентрации дырок p при охлаждении. Стоит учитывать, что аналогичная температурная зависимость R_H наблюдалась как для поликристаллов чистого MnSb [62], так и для композитов GaSb-MnSb [67]. Частично такое поведение может быть связано с вариацией нелинейного вклада. Из величин R_H были оценены значения транспортных параметров исследуемых образцов при низких температурах: $p \approx 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $\mu \approx 4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

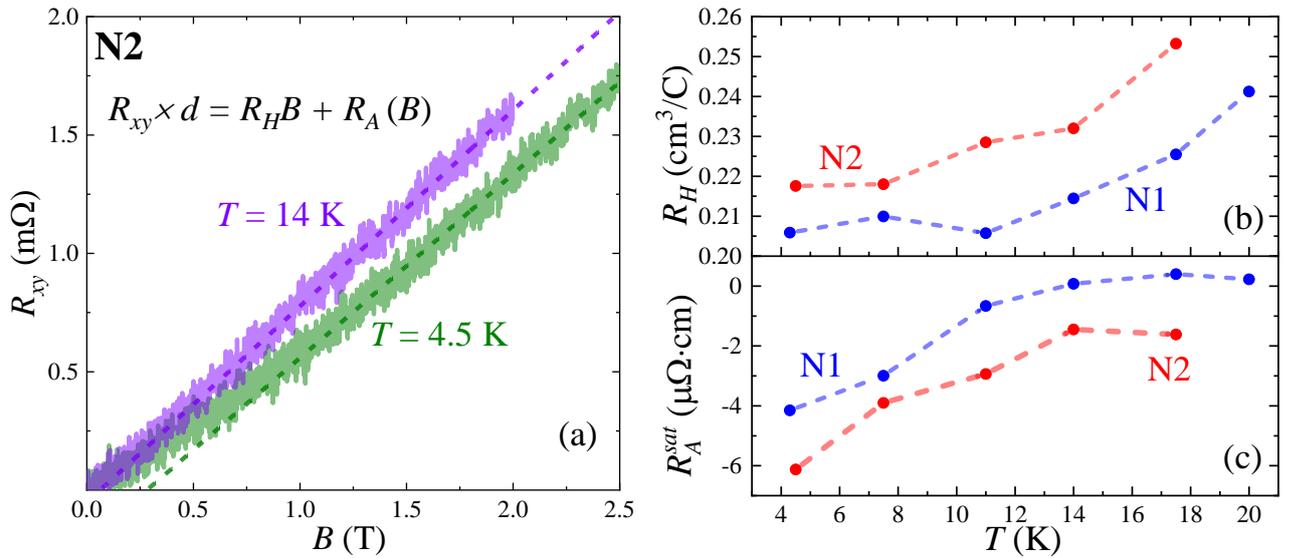


Рис. 5.6. (a) Полевые зависимости холловского сопротивления для образца N2 при двух температурах. Пунктирной линией показана линейная аппроксимация данных в области полей $B > 1$ Тл, экстраполированная к нулевому полю. Температурная зависимость (b) константы нормального эффекта Холла и (c) амплитуды нелинейной компоненты в насыщении для исследуемых образцов.

Как видно из Рис. 5.6c наиболее существенное изменение величины R_A^{sat} происходит в диапазоне $T < 14$ К. В общем случае нелинейный вклад в эффект Холла может наблюдаться при наличии двух каналов проводимости (двух групп носителей заряда) с существенно различными плотностями и подвижностями носителей, например, легких и тяжелых дырок. Однако в таком случае наблюдаемое изменение амплитуды нелинейного вклада должно сопровождаться существенным изменением плотности носителей заряда, что противоречит полученным результатам (Рис. 5.6b). Более того, отрицательное значение R_A^{sat} возможны только в случае амбиполярной проводимости, наличие которой в рассматриваемой системе маловероятно. Таким образом, наиболее вероятная причина возникновения нелинейной компоненты – это вклад аномального эффекта Холла (АЭХ), который является индикатором наличия взаимодействия между магнитной и проводящей подсистемами [45]. В этом случае характер зависимости $R_A^{sat}(T)$ предполагает наличие магнитного перехода в диапазоне исследуемых температур (4.3 – 20 К). Низкотемпературный характер данного перехода позволяет связать его с атомами Mn, растворёнными в матрице InSb, которые и обуславливают наблюдаемый вклад АЭХ. Стоит отметить, что амплитуда АЭХ в MnSb должна увеличиваться с температурой [62], что подтверждает предыдущее предположение. Знак вклада АЭХ (определяемый относительно знака нормальной компоненты), в общем случае, определяется рядом причин, однако в подавляющем большинстве металлических ФМ АЭХ обычно положителен [62]. Тем не менее, отрицательный АЭХ наблюдался в поликристаллах InSb:Mn [141], композитах GaSb-MnSb [67] и квантовых ямах InGaAs с пространственно отделенными дельта-слоями Mn [167].

На Рис. 5.7а представлены кривые магнетосопротивления (МС) для образца N1, измеренные при различных температурах (величина МС вычислялась согласно выражению (4.6)). Как видно из представленных данных, наблюдается выраженное отрицательное МС, амплитуда которого уменьшается при увеличении температуры. Образец N2 демонстрирует аналогичное поведение. Стоит отметить, что при температуре 4.3 К в области слабых полей также наблюдается небольшой положительный вклад в МС. Предполагается, что этот эффект связан с паразитным вкладом сверхпроводящих контактов (по аналогии с описанным в п. 4.4), однако, для однозначного подтверждения необходимы дополнительные исследования, выходящие за рамки настоящей работы. Как можно видеть из Рис. 5.7а, наблюдаемое отрицательное МС хорошо описывается степенной функцией с показателем степени 1.65, что достаточно близко к квадратичной зависимости. Аппроксимация для самых низкотемпературных кривых проводилась при учете паразитного слабополевого вклада сверхпроводящих контактов (то есть вводилось дополнительное вертикальное смещение кривой, а диапазон аппроксимации ограничивался более сильными полями). Кроме показателя степени, такой способ описания также даёт значение амплитуды отрицательного МС – параметра K_{MR} , в нашем случае, определяемом из выражения $MR \approx K_{MR} \cdot B^{1.65}$. Полученные значения представлены на Рис. 5.7б.

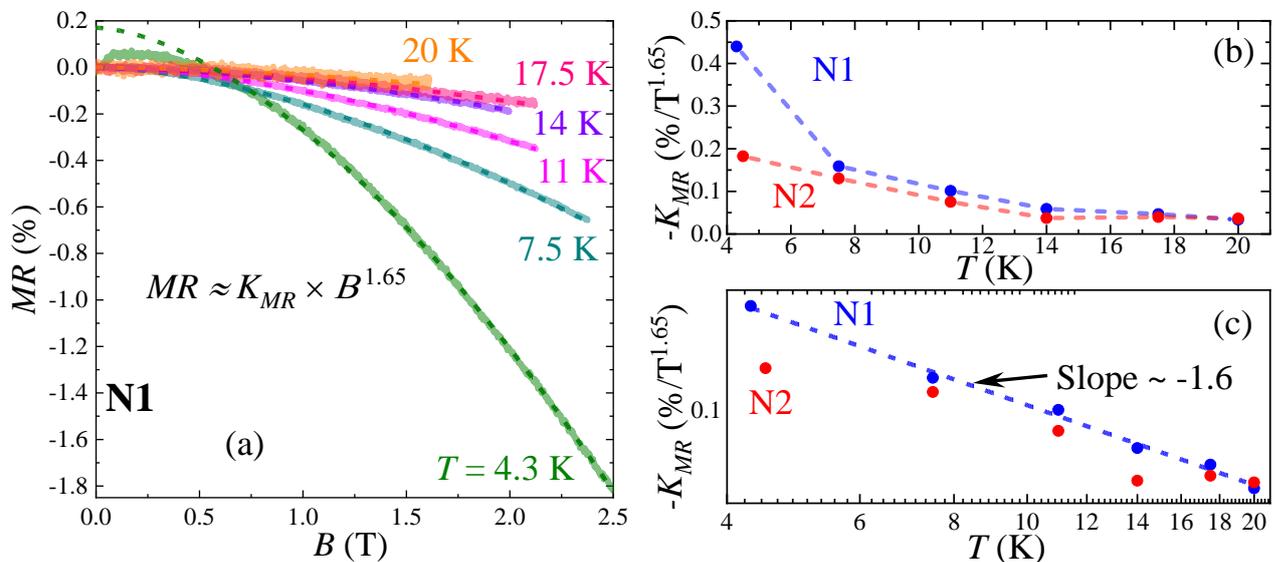


Рис. 5.7. (а) Магнетосопротивление образца N1 при различных температурах. Пунктирными линиями показана аппроксимация степенной функцией. Температурная зависимость амплитуды отрицательного МС для исследуемых образцов в (b) линейном и (c) двойном логарифмическом масштабах.

Как видно из Рис. 5.7б, амплитуда отрицательного МС для исследуемых образцов существенно уменьшается вплоть до $T = 14$ К, а при дальнейшем нагреве практически не меняется. Такой характер изменения совпадает с описанным выше для амплитуды АЭХ, указывая на единую природу двух эффектов. Функциональная форма полученных зависимостей $K_{MR}(T)$ оказывается весьма неоднозначной (в частности, ввиду малой амплитуды МС в рассмотренном

диапазоне магнитных полей). Как показано на Рис. 5.7с, зависимость $K_{MR}(T)$ для образца N1 можно приближенно описать степенной функцией (линейная аппроксимация в двойном логарифмическом масштабе), тогда как для образца N2 такое описание не подходит.

Отрицательное МС наблюдается достаточно редко (в сравнении с положительным МС) и имеет несколько возможных механизмов возникновения. Учитывая наличие вклада АЭХ, обсуждаемого выше, а также указаний на наличие растворенных атомов Mn, неоднородно распределенных в матрице InSb, наиболее вероятной причиной возникновения отрицательного МС в рассматриваемых системах является механизм спин-зависимого рассеяния, который обычно приводит к логарифмической или сублинейной полевой зависимости сопротивления в области низких температур [167,168]. Однако, в более специфическом случае, а именно в классических спиновых стеклах, отрицательное МС имеет степенную функциональную форму с показателем степени от 1 до 2 [169,170]. Таким образом, наблюдаемое отрицательное МС указывает на возможность формирования в исследуемых композитных кристаллах InSb-MnSb после декомпрессии состояния спинового стекла при низких температурах.

Стоит упомянуть, что отрицательное МС также может наблюдаться вследствие перехода системы в режим прыжковой проводимости. В этом случае отрицательное МС возникает из-за сжатия волновой функции локализованных носителей в магнитном поле [171], что обычно приводит к параболической форме отрицательного МС [172]. С другой стороны, в системах с прыжковой проводимостью МС может включать как отрицательные, так и положительные вклады [173]. Тем не менее, указание на возникновение состояния спинового стекла, образованного изолированными атомами Mn в матрице InSb, представляется более убедительным, поскольку позволяет одновременно объяснить и отрицательное МС, и АЭХ, наблюдаемые в исследованных композитах. При этом роль включений MnSb в данных эффектах представляется незначительной, во-первых, ввиду их меньшего вклада в общую проводимость системы, а во-вторых, ввиду доминантного положительного вклада в МС поликристаллов MnSb в данном диапазоне температур [62].

Таким образом, в рамках настоящей главы рассмотрены свойства тривиальной системы с растворёнными магнитными атомами и сильным беспорядком. Как следует из представленных результатов, повышение уровня беспорядка вплоть до перехода металл-изолятор качественно сохраняет эффекты, характерные для большинства разбавленных магнитных полупроводников – сочетание отрицательного МС (связанного со спин-зависимым рассеянием) и АЭХ. Поэтому отсутствие АЭХ в рассмотренных ранее пленках и поликристаллах $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ не может объясняться высоким уровнем беспорядка в данных системах.

5.4. Основные результаты и выводы главы 5

- 1) Исследованы транспортные и магнетотранспортные свойства композитных кристаллов InSb-MnSb эвтектического состава после декомпрессии. Следствием барических воздействий в данных системах при комнатной температуре оказывается необратимый структурный переход в матрице InSb, содержащей игольчатые включения MnSb, наличие которых полагается основной причиной необратимости структурных превращений.
- 2) Показано, что вследствие данного перехода исходно металлическая температурная зависимость сопротивления композита приобретает выраженный полупроводниковый характер. Также уменьшается анизотропия проводимости системы, связанная с геометрией и особенностями пространственного распределения включений MnSb, что указывает на доминантную роль матрицы в проводимости композитов после декомпрессии. В области низких температур обнаруживаются указания на переход в режим прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (модель Мотта). Наблюдаемое поведение связывается с резким увеличением уровня беспорядка в матрице InSb вследствие барических воздействий.
- 3) Анализ полевых зависимостей холловского сопротивления при низких температурах показывает наличие двух вкладов. Из константы нормального эффекта Холла были оценены транспортные параметры исследуемых композитов, подтверждающие существенный рост беспорядка после барических исследований. АЭХ при низких температурах в данных системах также связывается с матрицей InSb, содержащей растворённые атомы Mn. Вклад АЭХ имеет отрицательный знак (относительно нормальной компоненты) и уменьшается при увеличении температуры, что предполагает наличие в системе магнитного перехода вблизи $T = 14$ К.
- 4) Для исследуемых композитов InSb-MnSb в области низких температур наблюдается отрицательное МС, которое хорошо описывается степенной функцией с показателем 1.65. Температурная зависимость амплитуды данного эффекта качественно идентична зависимости амплитуды АЭХ, предполагая единую природу обоих эффектов. Поэтому наиболее релевантным механизмом возникновения отрицательного МС в данном случае полагается механизм спин-зависимого рассеяния. Субквадратичная функциональная форма кривых МС указывает на возможность возникновения в исследуемой системе состояния спинового стекла, образующегося атомами Mn в матрице InSb. Таким образом показано, что высокий уровень беспорядка в системе не приводит к подавлению характерных эффектов, наблюдаемых в обычных РМП системах.

Глава 6. Особенности зарядового транспорта в многослойных структурах (Ta-FeNi)_N-Ta

6.1. Проводимость многослойных структур (Ta-FeNi)_N-Ta

Как обсуждалось в пп. 1.2.2, проводимость систем с сильным беспорядком, в частности аморфных металлических плёнок, должна подчиняться правилу Моойа [22], то есть удельное сопротивление такой системы должно линейно коррелировать с величиной температурного коэффициента сопротивления α_0 вплоть до предела Мотта-Иоффе-Регеля ($\rho^* \approx 300$ мкОм·см), выше которого должна происходить сильная локализация носителей заряда. На данный момент универсального объяснения причин возникновения отрицательных значений α_0 в литературе не представлено, что обуславливает интерес к исследованию подобных систем. В данном аспекте вклад дополнительных источников рассеяния носителей, в частности, магнитного беспорядка, также остаётся слабо изученным. В настоящей главе представлены результаты исследования двух серий многослойных структур (Ta-FeNi)_N-Ta. В первой серии образцов (N1-N3) варьировалась толщина аморфного слоя Ta, разделяющего наноструктурные слои FeNi, а во второй серии (образцы N5-N8) при постоянной толщине слоёв Ta варьировалась толщина слоёв FeNi, что приводило к переходу от наноструктурной морфологии к сплошному слою.

Первым шагом в исследовании гетероструктур (Ta-FeNi)_N-Ta являлось исследование их проводимости на постоянном токе в широком диапазоне температур и нулевом магнитном поле. Тут стоит отметить, что, технически, измерения проходили на переменном токе малой частоты (до 100 Гц), однако, с точки зрения частотной зависимости проводимости аморфных металлических плёнок, и тем более для кристаллических плёнок, данный диапазон частот, практически ничем не отличается от случая истинно постоянного тока. Поэтому в дальнейшем этот аспект будет опускаться из рассмотрения. Температурные зависимости сопротивления многослойных структур (Ta-FeNi)_N-Ta для образцов первой и второй серий представлены на Рис. 6.1 и Рис. 6.2, соответственно. Тут стоит отметить, что измерения проводились при нагреве образца непосредственно в дьюаре с жидким гелием. Использование нагревателя в данном случае позволило уменьшить тепловую инерционность системы и получить данные с более равномерной скоростью нагрева (по сравнению со случаем изъятия вставки с образцом из дьюара и отогреве системы от комнаты). Как показано на Рис. 6.1 все образцы первой серии демонстрируют неметаллический характер температурной зависимости сопротивления ($dR/dT < 0$). Амплитуда уменьшения сопротивления с температурой для образцов N1-N3 составляет примерно 7-15 % величины. При этом, в диапазоне температур 80-180 К экспериментальные кривые хорошо описываются линейной функцией с отрицательным наклоном (пунктирные

линии на Рис. 6.1). Из представленных линейных аппроксимаций были определены параметры α_0 (температурный коэффициент сопротивления) и R_0 (сопротивление системы при $T_0 = 298$ К), использованные в дальнейшем для построения графика Моойа. Поскольку в образцах N1-N3 слой FeNi являлся несплошным, перенос заряда в нем напрямую невозможен, то есть проводимость данного слоя эффективно стремится к нулю. Поэтому удельные значения сопротивления при $T_0 = 298$ К для данных образцов рассчитывались только с учетом слоёв тантала из выражения $\rho_0 = NR_0gd$, где N – число периодов структуры, d – толщина слоя Ta, g – геометрический фактор измеряемого образца (отношение ширины канала к расстоянию между потенциальными контактами). Полученные величины ρ_0 и α_0 представлены в Таблице 6.1.

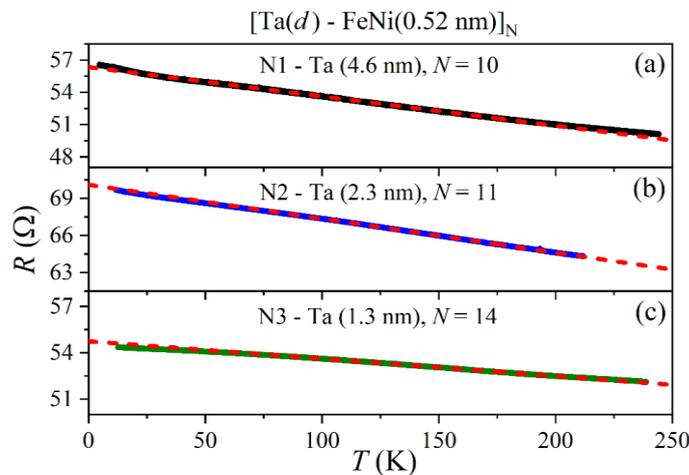


Рис. 6.1. Температурная зависимость сопротивления многослойных структур $(\text{Ta}-\text{FeNi})_N\text{-Ta}$ для образцов первой серии с различной толщиной слоев Ta: (a) 4.6 нм, (b) 2.3 нм, (c) 1.3 нм. Пунктирной линией показана линейная аппроксимация экспериментальных данных.

Как следует из температурных зависимостей сопротивления образцов второй серии (N5-N8), представленных на Рис. 6.2, при увеличении толщины слоя FeNi наблюдается изменение характера температурного хода кривых от неметаллического ($dR/dT < 0$, для образцов N5 и N6) к металлическому ($dR/dT > 0$, для образцов N7 и N8). Это иллюстрирует эффект перколяции в слое FeNi, порог которого соответствует толщине слоя $h_c \approx 1.5 - 1.8$ нм [174]. Так, переход от нанострочковой морфологии к сплошному слою FeNi сопровождается переходом диэлектрик-металл, если рассматривать проводимость конкретного слоя. Для образцов N5 и N6 с нанострочковой морфологией слоёв FeNi экспериментальные кривые в диапазоне температур 80-180 К также хорошо описываются линейной функцией с отрицательным наклоном, как и в случае образцов N1-N3. В предположении нулевой проводимости слоёв FeNi, для образцов N5 и N6 были оценены величины ρ_0 и α_0 представленные в Таблице 6.1. Стоит отметить, что значения удельного сопротивления ρ_0 в Таблице 6.1 также были пересчитаны в значения проводимости $\sigma_0 = 1/\rho_0$ для удобства сравнения с оптическими данными.

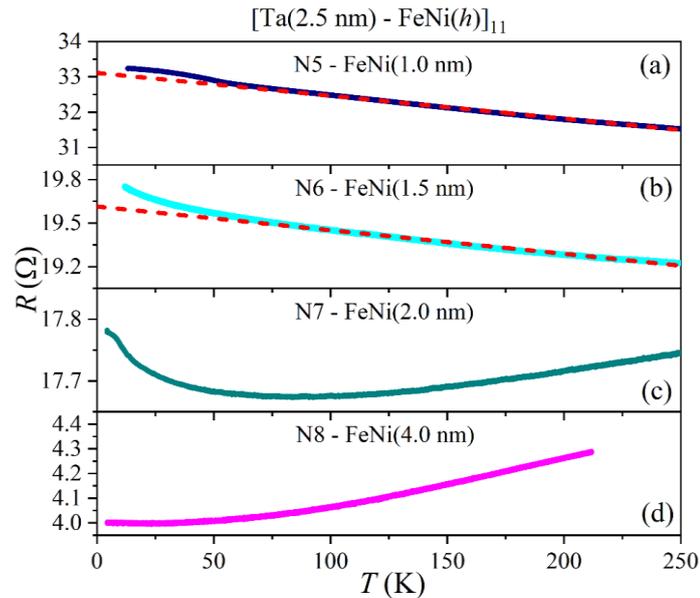


Рис. 6.2. Температурная зависимость сопротивления многослойных структур $(\text{Ta}-\text{FeNi})_N-\text{Ta}$ для образцов второй серии с различной толщиной слоёв FeNi: (a) 1.0 нм; (b) 1.5 нм; (c) 2.0 нм; (d) 4.0 нм. Пунктирной линией на панелях (a) и (b) показана линейная аппроксимация экспериментальных данных в диапазоне 80 – 180 К.

Таблица 6.1. Результаты измерений проводимости на постоянном токе: толщина слоя Ta, d ; толщина слоя FeNi, h ; температурный коэффициент сопротивления, α_0 ; удельное сопротивление при $T_0 = 298$ К, ρ_0 ; соответствующая величина проводимости $\sigma_0 = 1/\rho_0$.

Образец	d (Ta), нм	h (FeNi), нм	α_0 , ppm/K	ρ_0 , мкОм·см	σ_0 , (Ом·см) ⁻¹
N1	4.6	0.52	-552 ± 13	499 ± 20	2000 ± 80
N2	2.3	0.52	-438 ± 5	412 ± 21	2430 ± 120
N3	1.3	0.52	-217 ± 2	212 ± 13	4720 ± 280
N5	2.5	1.0	-226 ± 2	205 ± 10	4880 ± 250
N6	2.5	1.5	-94 ± 1	129 ± 6	7750 ± 390

Температурная зависимость сопротивления для образцов N7 и N8, с толщиной слоёв FeNi выше порога перколяции, определяется совокупностью вкладов отдельных слоёв Ta и FeNi. Металлический ход кривых при высоких температурах для данных образцов (Рис. 6.2) указывает на существенный вклад сплошных слоёв FeNi в проводимость рассматриваемых систем. При этом для образца N7 в области 80 К на зависимости $R(T)$ наблюдается выраженный минимум (Рис. 6.2с), тогда как для образца N8 (Рис. 6.2д) данный минимум слабо выражен и смещён в область ~ 20 К. Низкотемпературный участок кривых $R(T)$ для данных образцов, демонстрирующий неметаллический ход ($dR/dT < 0$), может быть связан как с проявлением вклада слоёв Ta в проводимость системы, так и с дополнительными эффектами в многослойной

структуре. Зависимости $R(T)$ в области выше локального минимума для обоих образцов хорошо аппроксимируется квадратичной функцией ($R \propto T^2$), что может указывать на доминантный вклад неупругого межэлектронного рассеяния [175] в сплошных слоях FeNi. В общем случае сопротивление данной многослойных структур должно определяться выражением:

$$\frac{1}{RN_g} = \left(\frac{h}{\rho}\right)^{FeNi} + \left(\frac{d}{\rho}\right)^{Ta} = (h \cdot \sigma)^{FeNi} + (d \cdot \sigma)^{Ta}, \quad (6.1)$$

где h и d - толщины слоёв FeNi и Ta, соответственно, а ρ ($\sigma = 1/\rho$) обозначает сопротивление (проводимость) отдельного слоя. Фактически, данное выражение должно описывать зависимость $\rho(T)$ многослойных структур (Ta–FeNi)_N–Ta во всем диапазоне температур на основе парциальных вкладов каждого слоя в проводимость системы. Однако, поскольку даже величины ρ_0 (при $T_0 = 298$ К) для слоёв FeNi и Ta в точности не известны (являются предметом настоящего исследования), определение релевантных характеристик слоёв Ta для образцов N7 и N8 из транспортных данных оказывается невозможным.

В качестве комплементарной методики характеристики свойств многослойных структур (Ta–FeNi)_N–Ta соответствующие образцы исследовались методом оптической эллипсометрии, полученные результаты будут кратко описаны далее. Оптические измерения были проведены Н.Н. Ковалёвой на спектроскопическом эллипсомере VUV-VASE Gen II (J.A. Woollam) в диапазоне энергий 0.8 – 8.5 eV. Эллипсометрические углы $\Psi(\omega)$ и $\Delta(\omega)$, описывающие комплексный коэффициент отражения системы, измерялись при комнатной температуре для двух углов падения света: 65° и 70°. Результаты эллипсометрических исследований для образцов N5-N8 представлены на Рис. 6.3, аналогичные результаты для образцов N1-N3 представлены в работе [176]. Полученные зависимости эллипсометрических углов аппроксимировались в рамках многослойной модели с помощью программного пакета VASE (J.A. Woollam). Комплексная диэлектрическая функция каждого слоя $\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega)$ аппроксимировалась суммой слагаемого Друде (представляющего собой осциллятор Лоренца с резонансом на нулевой энергии и используемого для описания вклада свободных носителей заряда) и осцилляторов Лоренца более высоких энергий (модель Друде-Лоренца):

$$\tilde{\epsilon}(E \equiv \hbar\omega) = \epsilon_\infty - \frac{A_D}{E^2 + iE\gamma_D} + \sum_j \frac{A_j\gamma_j E_j}{E_j^2 - E^2 - iE\gamma_j}, \quad (6.2)$$

где ϵ_∞ - представляет собой основной вклад в диэлектрическую функцию. Для слагаемого Друде подгоночными параметрами выступали амплитуда A_D (связанная с плазменной частотой ω_p соотношением $A_D = \epsilon_\infty \hbar\omega_p^2$) и интенсивность рассеяния γ_D . Каждый лоренцовский осциллятор

описывался тремя подгоночными параметрами: E_j (положение пика по энергии), γ_j (ширина пика на полувысоте) и A_j (высота пика ε_2).

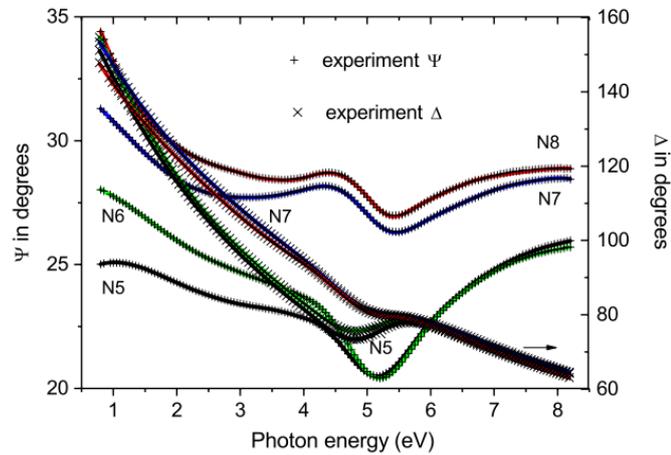


Рис. 6.3. Спектральные зависимости эллипсометрических углов Ψ и Δ (показаны символами) для образцов N5-N8, измеренные при угле падения света в 70° . Сплошными линиями показана аппроксимация экспериментальных данных в рамках модели Друдэ-Лоренца (6.2).

Свойства слоёв Ta и FeNi в каждой из многослойных структур описывались разными дисперсионными моделями (6.2), с различными параметрами как друдевского слагаемого, так и лоренцовских осцилляторов. При анализе эллипсометрических данных свойства несплошного слоя FeNi описывались эффективной диэлектрической функцией, полученной в рамках приближения эффективной среды. Комплексная диэлектрическая функция ситалловой подложки (полученная в рамках предварительных исследований) вычиталась из исходного сигнала. Толщины слоёв Ta и FeNi полагались равными номинальным значениям. Как видно из Рис. 6.3, аппроксимация в рамках многослойной модели Друдэ-Лоренца, позволяет с высокой точностью (с отклонением менее 5%) описать экспериментальные зависимости $\Psi(\omega)$ и $\Delta(\omega)$ (для обоих углов падения) для всех исследованных образцов. На основе проведенного анализа были рассчитаны спектральные зависимости компонент диэлектрической функции ε_1 и ε_2 , а также оптической проводимости каждого из слоёв. В результате были определены значения проводимости в пределе нулевой частоты ($\omega \rightarrow 0$), то есть для случая постоянного тока. Полученные значения проводимостей $\sigma_{1(\omega \rightarrow 0)}^{Ta}$ и $\sigma_{1(\omega \rightarrow 0)}^{FeNi}$ слоёв Ta и FeNi представлены в Таблице 6.2. Стоит отметить, что диэлектрическая функция слоев FeNi в образцах N5 и N6 аппроксимировалась суммой трех лоренцовских осцилляторов, в то время как друдевское слагаемое исчезало в процессе подгонки параметров, что подтверждает отсутствие проводимости по слою FeNi ($\sigma_{1(\omega \rightarrow 0)}^{FeNi} \approx 0$) в данных образцах. Тем не менее, для образцов N7 и N8 друдевское слагаемое оказывается существенным для описания свойств слоев FeNi. Стоит отметить, что

значение $\sigma_{1(\omega \rightarrow 0)}^{FeNi}$ для образца N8 оказывается больше, чем для образца N7, что связывается с более совершенной структурой слоя FeNi при увеличении его толщины.

Таблица 6.2. Результаты эллипсометрических исследований многослойных структур (Ta-FeNi)_N-Ta: толщина слоя Ta, d ; толщина слоя FeNi, h ; оптическая проводимость слоёв Ta, $\sigma_{1(\omega \rightarrow 0)}^{Ta}$, и FeNi, $\sigma_{1(\omega \rightarrow 0)}^{FeNi}$, в пределе нулевой частоты ($\omega \rightarrow 0$).

Образец	d (Ta), нм	h (FeNi), нм	$\sigma_{1(\omega \rightarrow 0)}^{Ta}$, (Ом·см) ⁻¹	$\sigma_{1(\omega \rightarrow 0)}^{FeNi}$, (Ом·см) ⁻¹
N1	4.6	0.52	2050	0
N2	2.3	0.52	2550	0
N3	1.3	0.52	4650	0
N5	2.5	1.0	4400	0
N6	2.5	1.5	7300	0
N7	2.5	2.0	4360	5290
N8	2.5	4.0	8450	9390

Таким образом, на основе транспортных измерений были определены значения температурных коэффициентов сопротивления α_0 и проводимости при комнатной температуре (Таблица 6.1) для всех образцов с nanoостровковыми слоями FeNi. Полученные величины хорошо совпадают с результатами анализа эллипсометрических данных (Таблица 6.2) и описывают свойства аморфных слоёв Ta. Для образцов N7 и N8 со сплошными слоями FeNi характер зависимости $R(T)$ становится металлическим. Анализ эллипсометрических данных в этом случае позволяет оценить проводимости каждого из слоёв, однако, оценить величину α_0 для слоёв Ta из имеющихся данных невозможно.

6.2. Анализ графика Мооя для многослойных структур (Ta-FeNi)_N-Ta

На основе полученных данных транспортных (Таблица 6.1) и эллипсометрических (Таблица 6.2) исследований был построен график Мооя (зависимость $\alpha_0(\rho_0)$) для слоёв Ta в многослойных структурах (Ta-FeNi)_N-Ta, показанный на Рис. 6.4. Значения $\rho^{Ta} = 1/\sigma_{1(\omega \rightarrow 0)}^{Ta}$ для образцов N7 и N8 отмечены штрихпунктирными линиями, поскольку оценить соответствующие значения α_0 из имеющихся данных невозможно. Как видно из представленного графика, для исследуемых структур с nanoостровковыми слоями FeNi параметры слоёв Ta качественно подчиняются правилу Мооя (линейной корреляции) [22] для металлов и сплавов с сильным беспорядком [23], однако видно, что для образцов N1 и N2 значения выходят за предел Мотта-Иоффе-Регеля, указывая на нетипичность транспортных свойств рассматриваемых систем. Стоит

отметить, что для всех образцов оцененные значения α_0 являются отрицательными, поэтому в дальнейшем обсуждения различий этого параметра будут относиться к его модулю, а не абсолютному значению.

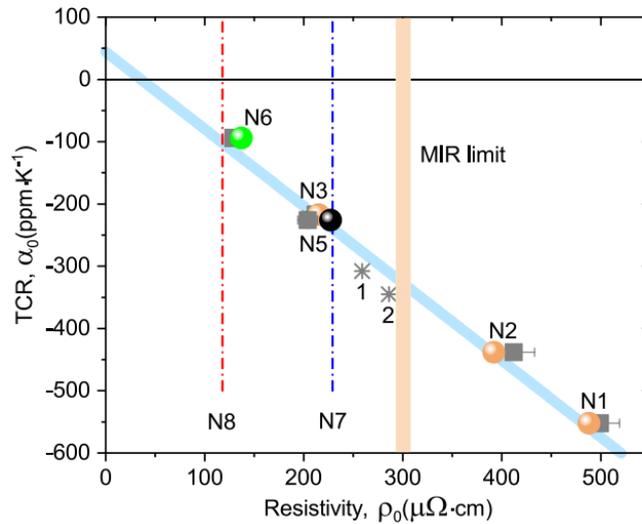


Рис. 6.4. График Моойа (зависимость α_0 от ρ_0) для слоёв Ta в исследованных многослойных структурах (Ta-FeNi)_N-Ta. Серыми квадратами показаны значения, полученные из транспортных измерений (Таблица 6.1), шариками - значения, полученные из эллипсометрических исследований (Таблица 6.2). Для сравнения добавлены значения для плёнок Ta толщиной 50 и 33 нм [33] (звездочки 1 и 2, соответственно). Штрихпунктирными линиями отмечено сопротивление слоёв Ta в образцах N7 и N8, для которых определение значений α_0 из имеющихся данных оказывается невозможным. Вертикальная светло-бежевая полоса соответствует пределу Мотта-Иоффе-Регеля.

Существенным результатом является наблюдение уменьшения значений α_0 и ρ_0 при уменьшении толщины слоёв Ta для образцов N1-N3, поскольку это указывает на уменьшение уровня беспорядка в системе. Однако, в общем случае более тонкие пленки характеризуются меньшим структурным качеством, а значит более высоким уровнем беспорядка. Такая картина наблюдается, например, для тонких пленок Ta на ситалловых подложках, полученных при тех же условиях [33], что и исследуемые многослойные структуры (Ta-FeNi)_N-Ta. Соответствующие значения для пленок Ta толщиной 50 и 33 нм также представлены на Рис. 6.4 (звездочки 1 и 2, соответственно). Видно, что уменьшение толщины пленки соответствует росту беспорядка. Таким образом, можно заключить, что значения α_0 и ρ_0 для образцов N1-N3 определяется, в первую очередь, толщиной слоя Ta, влияющей, в том числе, на магнитные взаимодействия соседних слоёв FeNi. Увеличение эффективной толщины nanoостровкового слоя FeNi в образцах N5 и N6 приводит к уменьшению значений α_0 и ρ_0 , что также указывает на уменьшение беспорядка. Сопоставление значений $\sigma_1^{Ta}(\omega \rightarrow 0)$ для второй серии образцов (N5-N8) показывает, что чуть выше порога перколяции слоёв FeNi (образец N7) проводимость слоёв Ta уменьшается, однако, при формировании более толстого сплошного слоя FeNi (образец N8) величина $\sigma_1^{Ta}(\omega \rightarrow 0)$

заметно растёт. По сути, такое поведение указывает на существование некоторой критической области толщин вблизи порога перколяции, характеризующейся повышенным уровнем беспорядка в системе. Причиной такого состояния могут являться как особенности перекрытия nanoостровов FeNi в процессе роста, так и общая вариация уровня беспорядка при увеличении толщины слоя (аналогично увеличению проводимости с ростом толщины пленок Ta [33]).

Таким образом, проведенный анализ выявляет два основных тренда для исследуемых многослойных структур (Ta–FeNi)_N–Ta. Во-первых, в образцах с nanoостровковым слоем FeNi уменьшение толщины слоя Ta приводит к уменьшению беспорядка в системе. Во-вторых, переход от nanoостровковой морфологии к сплошному слою FeNi также сопровождается уменьшением беспорядка в слоях Ta. Существенным остаётся тот факт, что в пределе максимального наблюдаемого беспорядка (образец N1) величины α_0 и ρ_0 , хоть и следуют правилу Моойа (линейной корреляции), существенно выходят за предел Мотта-Иоффе-Регеля, что, однако, не приводит к сильной локализации носителей заряда. В противном случае наблюдалась бы экспоненциальная температурная зависимость сопротивления, вместо линейной. Стоит также сказать, что более детальный анализ эллипсометрических данных также выявляет ряд изменений в спектрах исследуемых структур (в частности, изменение параметров дисперсионных моделей Друде-Лоренца (6.2), описывающих экспериментальные данные), которые качественно подтверждают описанные выше выводы и будут кратко обсуждены далее.

Вблизи перколяционного перехода в слоях FeNi существенными становятся сильное магнитное диполь-дипольное и обменное взаимодействия между nanoостровами. Было показано, что в квазидвумерных системах ферромагнитных (ФМ) наночастиц могут возникать самоорганизующиеся локальные структуры (кластеры), в которых формируется суперферромагнитное (СФМ) состояние при сравнительно высоких температурах [83]. Можно предположить, что в рассматриваемом случае два соседних слоя FeNi связаны непрямым обменным взаимодействием, передающимся посредством свободных носителей заряда в разделяющем слое Ta. Усиление кинетической энергии носителей из-за сильных ФМ корреляций между гигантскими магнитными моментами nanoостровов FeNi может приводить к делокализации электронов из соответствующих локализованных состояний. Это должно приводить к росту друдевского вклада в проводимость системы и уменьшению интенсивности пика низкоэнергетических возбуждённых состояний, если рассматривать спектр оптической проводимости. В соответствии с полученными результатами, появление магнитного взаимодействия между слоями FeNi может приводить к значительному уменьшению сопротивления слоев Ta, примерно на 60%, если сравнивать со значением ρ^* (предел Мотта-Иоффе-Регеля). Другая картина наблюдается для многослойных структур N1-N3, в которых толщина слоев FeNi (0.52 нм) существенно меньше порога перколяции В предыдущих работах

было установлено, что ультратонкие монослои наностровов FeNi характеризуются суперпарамагнитным состоянием взаимодействующих гигантских магнитных моментов при комнатной температуре [83]. Удаление таких слоёв друг от друга, как например в образце N1 (на 4.6 нм), приводит к ослаблению их взаимодействия, что сопровождается, в частности, подавлением друдевского слагаемого и вклада низкоэнергетических возбуждений, тогда как интенсивность высокоэнергетических вкладов заметно растёт [176]. Такое поведение указывает на появление дополнительных локализационных эффектов в системе, связанных с усилением магнитного беспорядка вследствие дальнедействующих взаимодействий между наностровами FeNi, переносимых носителями заряда в слоях Ta (по типу РККИ обмена). В итоге введение такого магнитного беспорядка приводит к росту сопротивления слоёв Ta вплоть до 60 % величины (относительно значения ρ^*).

Для теоретического описания экспериментальных результатов соисполнителями данного исследования была предложена модель взаимодействующих (посредством косвенного обмена через носители в слоях Ta) гигантских магнитных моментов (суперспинов $\mathbf{S}_i = (S_{xi}, S_{yi}, S_{zi})$) ФМ наностровов FeNi. Такая модель может быть описана гамильтонианом:

$$H_0 = \sum_{i,j} J(k_F r_{ij})(\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j), \quad (6.3)$$

где k_F – фермиевский импульс электронов проводимости Ta, множитель $J(k_F r_{ij})$ описывает взаимодействие между суперспинами \mathbf{S}_i и \mathbf{S}_j на расстоянии r_{ij} , которое возникает из-за осцилляций спиновой плотности, индуцированных, в свою очередь, спиновой поляризацией электронного облака вблизи ФМ наностровов. Поляризация возникает из-за обменных сил между локализованными магнитными моментами наностровов и электронами проводимости в нанослоях Ta. Предполагается, что это взаимодействие реализуется по механизму на подобии РККИ обмена [177]. Изучаемая система является квазидвумерной, поэтому дальнедействующее взаимодействие между двумя суперспинами \mathbf{S}_i и \mathbf{S}_j имеет вид [178]:

$$J(x) \sim \frac{n^2 J^2 \sin x}{E_F x^2}, \quad (6.4)$$

где n – электронная плотность на один атом Ta, J – константа обменного взаимодействия между электронными спинами подсистемы Ta и суперспинами наностровов FeNi. Рассмотрение такой модели в рамках второго порядка теории возмущений позволяет оценить корреляционную энергию нескольких суперспинов, связанных с наностровами FeNi, что, в частности, отражает воздействие магнитных наностровов на носители заряда в слое Ta. Если толщина слоя Ta фиксирована (2.5 нм), то из выражения (6.4) следует, что взаимодействие между соседними

слоями FeNi будет ферромагнитным [179], по аналогии с моделью двойного обмена, используемой для описания транспортных свойств и оптической проводимости манганитов [180,181].

В общем случае, когда слой FeNi является несплошным и представляет собой ансамбль случайно расположенных изолированных наностровов, обменное взаимодействие между ними будет осциллировать от ферромагнитного к антиферромагнитному с небольшим, порядка нескольких нанометров, периодом. Таким образом, результирующий тип взаимодействия между суперспинами будет меняться от ферромагнитного к антиферромагнитному в зависимости от расстояния между наностровами. При этом период этих осцилляций сравним с размерами самих наностровов. Это приводит к сильной фрустрации системы, что препятствует нахождению её основного состояния. В результате система медленно мигрирует из одного метастабильного состояния в другое, что напоминает ситуацию, характерную для систем типа спинового или орбитального стекла [182]. Наличие подобной фрустрации и сильного взаимодействия между суперспинами может приводить к некоторому неэргодичному состоянию, что также характерно для спиновых стёкол.

Таким образом, в данном пункте показано, что проводимость в слоях Ta в исследуемых многослойных структурах (Ta-FeNi)_N-Ta качественно подчиняется правилу Мооыа для металлов и сплавов с сильным беспорядком. При этом в качестве ключевого аспекта данных систем рассматривается наличие магнитного беспорядка, связанного с наностровами FeNi. Причиной возникновения данного беспорядка полагается сочетание осциллирующего характера взаимодействий между наностровами (складываемого из диполь-дипольного взаимодействия и косвенного обмена РККИ-типа через носители заряда в слоях Ta) и отсутствия периодичности в их пространственном распределении в слое FeNi. Данное сочетание приводит к сильной фрустрации магнитной подсистемы, что особенно сильно проявляется при увеличении расстояний между наностровами, или расстояния между соседними слоями FeNi. Наличие взаимодействия носителей заряда в слоях Ta с результирующим магнитным беспорядком приводит к существенному росту сопротивления таких слоев. Тем не менее, наблюдаемое превышение предела Мотта-Иоффе-Регеля не приводит к сильной локализации носителей.

6.3. Магнитотранспорт в структурах (Ta-FeNi)_N-Ta вблизи порога перколяции магнитных слоёв

В качестве дополнительной характеристики многослойных структур (Ta-FeNi)_N-Ta были проведены исследования магнитотранспорта в сильных полях для трех образцов второй серии (N5-N7). Как обсуждалось выше, увеличение толщины слоёв FeNi в данных образцах

соответствует переходу от nanoостровковой морфологии к сплошному слою (для образца N7), что также сопровождается переходом к металлическому режиму интегральной проводимости. Измерения проводились на установке PPMS-9 (см. п. 2.2) при различных температурах в двух ориентациях магнитного поля – перпендикулярной (B_{\perp}) и параллельной (B_{\parallel}) плоскости исследуемых образцов. Стоит отметить, что магнитный отклик тонких пленок FeNi [76,79], в частности с nanoостровковой морфологией [83-85], имеет достаточно комплексный характер, который дополнительно усложняется в случае многослойных структур [75,86]. При этом, для однозначной интерпретации магнетотранспортных данных в магнитных материалах требуются подробные знания об их магнитной структуре. Поскольку для исследуемых образцов соответствующие данные представлены лишь частично, анализ результатов будет проводиться, в основном, на качественном уровне. Также стоит сказать, что шаг по полю в представленных измерениях был достаточно большим (на уровне 60 мТл, т.е. 600 Э), поэтому слабополевые особенности исследуемых структур (в частности, связанные с магнитным гистерезисом) в эксперименте не разрешались, поскольку характерные значения коэрцитивной силы для пленок FeNi составляют ≤ 100 Э [84,76,79].

На Рис. 6.5 представлены полевые зависимости холловского сопротивления исследуемых образцов при различных температурах. Как видно из рисунка, для всех образцов наблюдается выраженный нелинейный характер данных зависимостей (для образца N5 только в области низких температур). Учитывая наличие магнитного слоя в исследуемых структурах, можно предположить, что наблюдаемая нелинейная компонента связана с АЭХ. Возможность связи данного вклада с наличием нескольких групп носителей заряда не подтверждается достаточно заметной температурной зависимостью его амплитуды. Так, поскольку FeNi является полуметаллом, а слои Ta в нашем случае также представляют собой металл (с сильным беспорядком), то плотность носителей заряда в структуре не должна существенно меняться с температурой, а значит и соответствующий вклад должен демонстрировать довольно слабую температурную зависимость. Для разделения вкладов нормального эффекта Холла и АЭХ (и оценки параметров R_H и R_A^{sat}) использовалась та же процедура, что и в п. 5.3, состоящая в линейной аппроксимации высокополевого участка кривых. Примеры таких аппроксимаций представлены на Рис. 6.5 красным пунктиром.

Прежде чем перейти к анализу полученных результатов, стоит отметить некоторую особенность представленных данных. Так, линейная аппроксимация низкотемпературной кривой ($T = 2$ К) для образца N6 показывает наличие дополнительного локального максимума, помеченного на Рис. 6.5b ромбиком. Стоит отметить, что все представленные кривые МС и эффекта Холла были получены по результатам процедуры симметризации исходных данных. В случае холловских данных, проводилась антисимметризация, то есть бралась полуразность

положительной и отрицательной ветвей исходных кривых. Данная процедура предназначена для исключения паразитного вклада МС, вызванного несимметричностью холловских контактов. Однако, в случае наличия паразитных вкладов иной природы, соответствующие особенности могут проявиться и на антисимметризованных кривых.

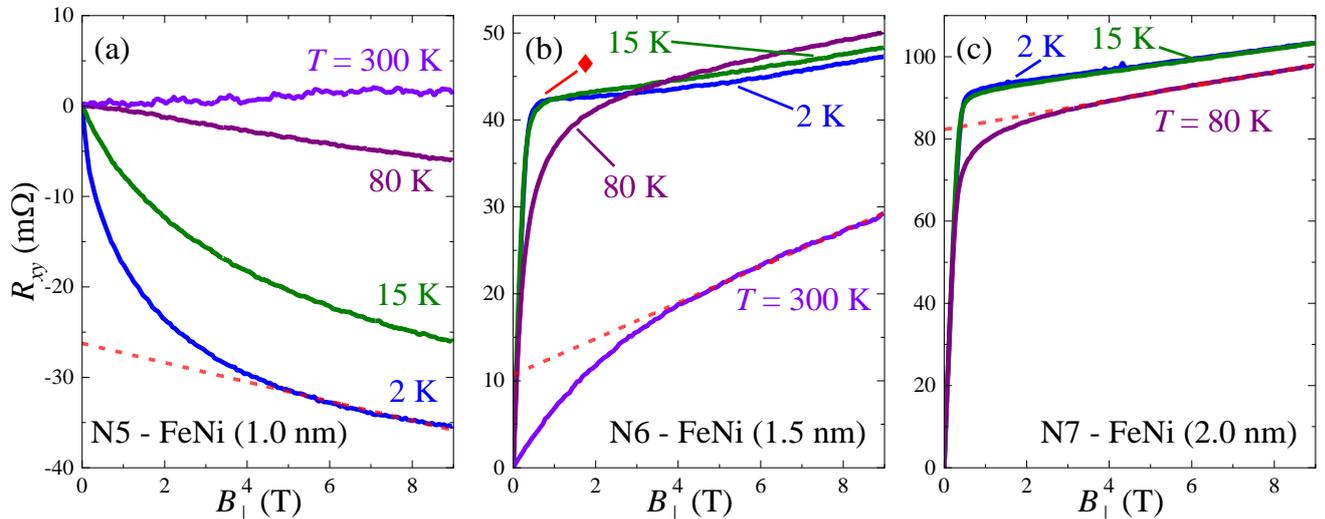


Рис. 6.5. Антисимметризованные кривые холловского сопротивления при различных температурах для образцов (a) N5, (b) N6 и (c) N7. Красной пунктирной линией показана линейная аппроксимация высокополевого участка кривых. Ромбиком обозначена дополнительная особенность на границе насыщения сигнала (см. текст).

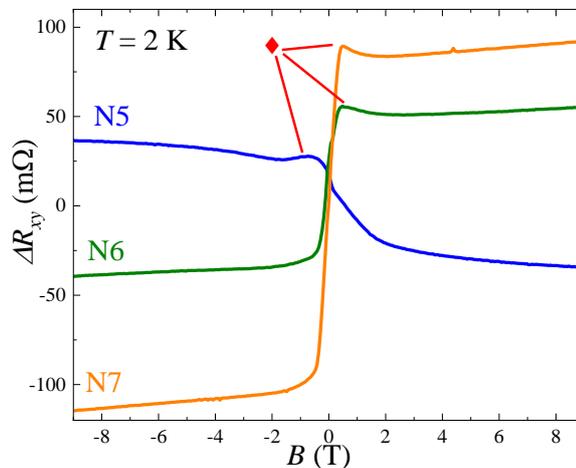


Рис. 6.6. Исходные кривые холловского сопротивления при $T = 2$ К для исследуемых образцов, отцентрированные по оси ординат для наглядности. Ромбиками обозначены дополнительные особенности (см. текст).

На Рис. 6.6 представлены исходные холловские кривые для исследуемых образцов при температуре 2 К (для наглядности они были вертикально смещены, отцентрированы). Как видно из рисунка, на всех кривых наблюдается аналогичный локальный максимум со стороны положительных значений по оси ординат. В общем случае данная особенность является следствием наложения паразитного вклада МС, имеющего пикообразную форму. Данная

особенность полностью компенсируется для образца N5 при антисимметризации (Рис. 6.5а), но для образца N6 и, в меньшей степени, для образца N7, данная особенность сохраняется. С одной стороны, наличие подобного локального максимума на границе насыщения АЭХ, в ряде случаев, рассматривается как сигнатура вклада топологического эффекта Холла, связанного с возникновением киральных магнитных структур в системе [183], например, скирмионов [184]. Возникновение подобного упорядочения магнитных моментов связывается со взаимодействием Дзялошинского-Мории [183,183], которое, по сути, является следствием наличия СОВ в рамках обменных взаимодействий в магнитной подсистеме. В принципе, возможность формирования супер-вихревой структуры в наноостровковых магнитных пленках в слабых полях отмечалась ранее [86], что допускает возможность возникновения кирального упорядочения моментов наноостровов и в более сильных полях. Тем не менее, из базовых соображений следует, что данный вклад должен быть максимален для наноостровкового слоя и уменьшаться при увеличении его эффективной толщины, что противоречит данным, представленным на Рис. 6.5. Однако, в области порога перколяции слоев FeNi эффективное обменное взаимодействие складывается из набора слагаемых (как это обсуждалось в предыдущем пункте), к тому же, увеличение размеров наноостровов и их перекрытие может приводить к возникновению многодоменной структуры, что также может играть роль в формировании итогового упорядоченного состояния. Поэтому полностью исключить вероятность возникновения кирального упорядочения в исследуемых многослойных структурах при низких температурах на данном этапе невозможно. Альтернативной причиной возникновения описанной особенности может являться вклад магнетокалорических эффектов. Так, намагничивание или размагничивание слоёв FeNi может происходить с дополнительным поглощением/выделением тепла в систему, что эквивалентно вариации температуры. При этом нельзя точно утверждать, что соответствующие вклады на кривых МС и эффекта Холла проявятся с одинаковой интенсивностью. К тому же обнаружить этот эффект внешним термометром в данной конфигурации эксперимента невозможно. Таким образом, наблюдаемая особенность на низкотемпературных кривых $R_{xy}(B)$ для образцов N6 и N7 может быть связана как с особенностями обменных взаимодействий в системе, так и с возможным вкладом магнетокалорических эффектов. Для однозначной интерпретации наблюдаемого поведения требуются более детальные исследования и привлечение дополнительных методик, что выходит за рамки настоящей работы. Важно отметить, что наличие данной особенности может вносить некоторую неточность в анализ высокополевых участков кривых $R_{xy}(B)$, поэтому слабые изменения релевантных величин при низких температурах подробно рассматриваться не будут.

В результате анализа кривых $R_{xy}(B)$, представленных на Рис. 6.5, для исследуемых многослойных структур были получены температурные зависимости величин R_H и R_A^{sat} ,

приведенные на Рис. 6.7. Стоит сказать, что для перевода в удельные величины использовались суммарные толщины структур D , представленные в Таблице 2.1. Однако, учет только толщины слоёв Та для образцов N5 и N6 (с толщиной слоёв FeNi ниже порога перколяции), как это делалось в предыдущих пунктах, качественно не влияет на полученные результаты. В принципе, основные тенденции для вклада АЭХ видны уже на Рис. 6.5 – его амплитуда уменьшается с температурой для всех образцов. Наиболее неоднозначным является различие знаков АЭХ в исследуемых структурах. Так, для образца N5 вклад АЭХ отрицателен, а для образцов N6 и N7 – он положителен. Кроме того, из Рис. 6.7а видно, что данный вклад в образце N5 убывает с температурой гораздо быстрее, чем для других образцов, и уже при 80 К он практически исчезает, тогда как для других образцов вклад АЭХ имеет существенную амплитуду даже при комнатной температуре. Уменьшение амплитуды R_A^{sat} с температурой сопровождается увеличением линейного наклона R_H по абсолютной величине (Рис. 6.7б) для всех образцов, однако, для образца N5 это также приводит к смене знака R_H при высоких температурах.

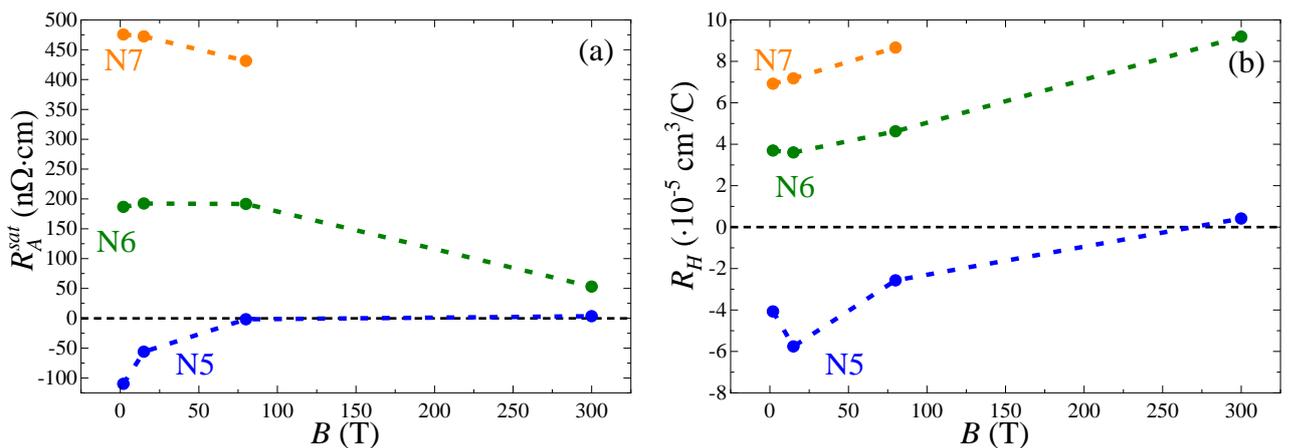


Рис. 6.7. Температурная зависимость (а) амплитуды нелинейной компоненты в насыщении и (б) константы нормального эффекта Холла для исследуемых образцов.

В принципе, изменение R_H с температурой может объясняться именно большой амплитудой АЭХ. Так, аналогичное поведение наблюдалось и в предыдущей главе (см. Рис. 5.6b). Отличием для образца N5 может являться исходно отличный знак R_H относительно вклада АЭХ, в результате чего, вместо «выполаживания» высокополевого участка при росте амплитуды R_A^{sat} (наблюдаемого для образцов N6 и N7), наблюдается конкурирующие вклады разного знака, и при увеличении R_A^{sat} наблюдается увеличения наклона соответствующего знака. Важно отметить, что смена знака R_H в образце N5 наблюдается существенно выше по температуре относительно области ненулевых значений R_A^{sat} , что указывает на наличие вклада АЭХ даже в суперпарамагнитной фазе нанострочков FeNi [83,84]. Отличительной особенностью в данном случае также является более пологий вид вклада АЭХ для образца N5, по сравнению с

остальными, что (вкуче с более быстрым подавлением температурой) указывает на более слабое взаимодействие nanoостровов при меньшей эффективной толщине слоя FeNi. Отличие в знаке АЭХ в исследуемых структурах может объясняться рядом причин. С одной стороны, при малой толщине магнитного слоя электронный транспорт локализуется в слоях тантала, для которых взаимодействие с магнитными nanoостровами может приводить к отрицательному знаку АЭХ (как это, например, наблюдалось для взаимодействия носителей в матрице InSb с магнитными моментами растворённых атомов Mn, рассмотренных в предыдущей главе). При увеличении толщины nanoострова начинают перерываться, локально шунтируя проводимость системы, что даёт положительный знак АЭХ, амплитуда которого увеличивается при переходе к сплошному слою FeNi. С другой стороны, отмечалось, что знак АЭХ в пленках FeNi зависит от их толщины [78,79], в силу конкурирующего характера вкладов разных механизмов АЭХ, на что также влияет эффект заполнения зон (т.е. уровень Ферми), определяемый в том числе отклонениями в составе пленки. Кроме того, было показано [80], что знак АЭХ в тонких пленках пермаллоя зависит и от типа граничащих слоёв. Так для толстых плёнок и тонких пленок граничащих с металлом АЭХ положителен, тогда как при помещении тонкого слоя FeNi между двумя слоями полупроводника АЭХ становится отрицательным. Это связывается с формированием интерфейсного слоя, который становится менее значимым при увеличении толщины плёнки [80]. В рассматриваемом случае многослойных структур (Ta-FeNi)_N-Ta, такое объяснение не кажется вполне убедительным, поскольку Ta является металлом. Тем не менее, стоит учитывать, что в работе [80] рассматривались пленки FeNi с толщиной более 3 нм, что не опровергает возможности смены знака АЭХ при меньших толщинах по схожим причинам (формирование интерфейсного слоя с металлом, вклад которого заметно слабее интерфейса с полупроводником, поэтому он может не проявляться в рассмотренном диапазоне толщин). Таким образом, показано, что для исследуемых структур наблюдается отчетливый вклад АЭХ даже в случае nanoостровкового слоя FeNi, при этом наблюдается ряд аномалии. Игнорируя эти аномалии, можно оценить холловские параметры исследуемых структур при низких температурах. Так N_{Hall} для всех образцов оказываются порядка 10^{23} см^{-3} , а μ_{Hall} на уровне 0.1-0.4 $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$.

На Рис. 6.8 представлены полевые зависимости продольного сопротивления исследуемых образцов в двух ориентациях магнитного поля при различных температурах. В ходе измерений было отмечено, что разница между кривыми, измеренными в B_{\perp} и B_{\parallel} , то есть анизотропия МС, наиболее сильно проявляется в слабых полях, тогда как в сильных полях исходные кривые практически совпадают. Поэтому для наглядности кривые на Рис. 6.8 совмещены в области сильных полей, т.е. представлены зависимости $\Delta R_{xx}(B) = R_{xx}(B) - R_{xx}(B = 9T)$. Также стоит сказать, что амплитуда МС в данных образцах крайне маленькая, из-за чего в ряде случаев она становится сопоставима с уровнем шума измеряемого сигнала. Обсуждение полученных данных

разумно начать с рассмотрения поперечного МС (B_{\perp}) в исследуемых структурах. Из Рис. 6.8а можно видеть, что для образца N5 выше 80 К МС практически отсутствует, при 15 К наблюдается слабое положительное МС, а при минимальной температуре МС оказывается монотонно отрицательным. Для образца N6 (Рис. 6.8б) при отогреве отрицательное МС совмещается со слабым положительным вкладом при 15 К, а при комнатной температуре наблюдается очень слабое отрицательное МС параболической формы. Для образца N7 (Рис. 6.8с) с перколирующим слоем пермаллоя также наблюдается отрицательное МС в области средних температур, однако при 2 К отчетливо проявляется резкий пик положительного МС.

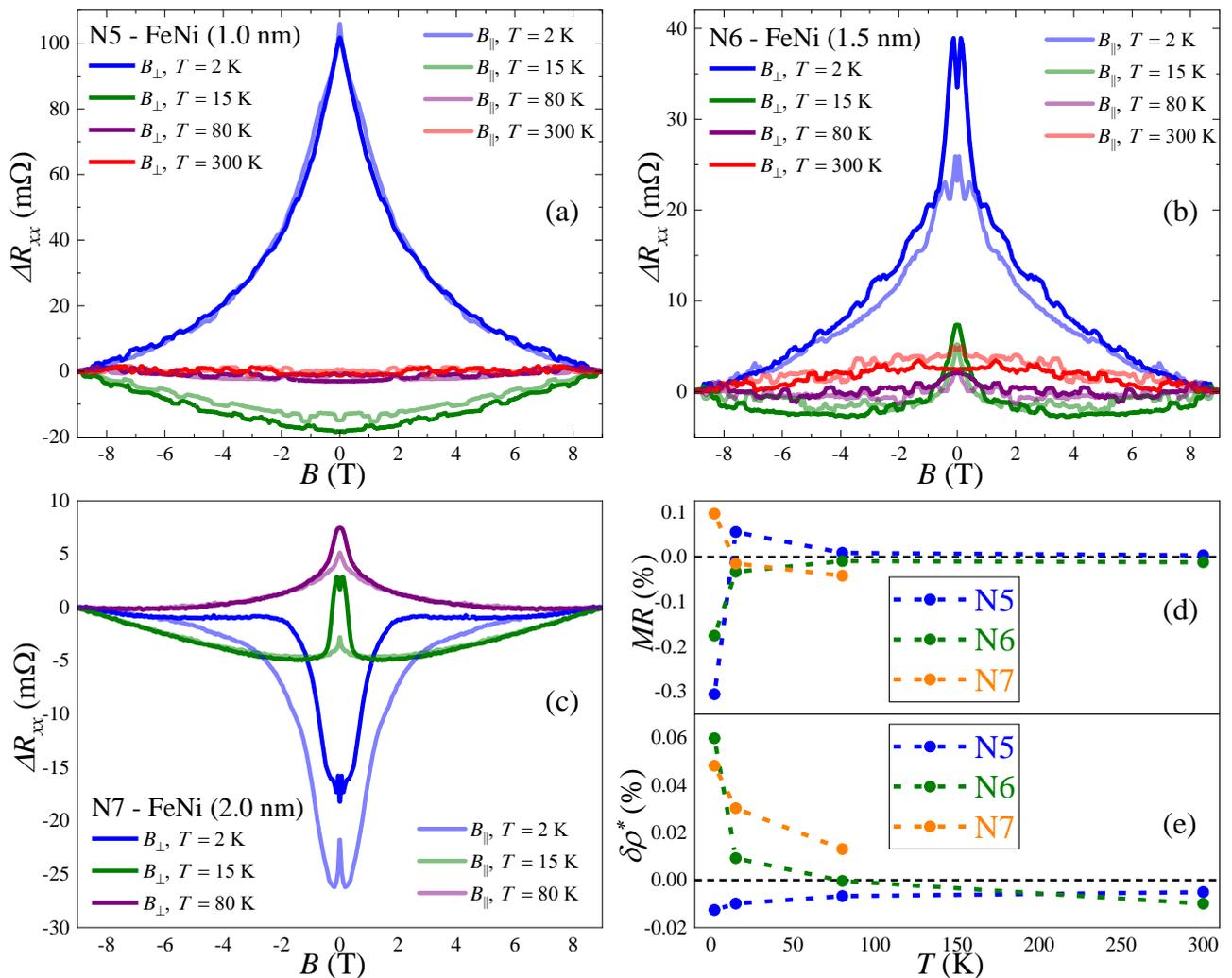


Рис. 6.8. Полевые зависимости продольного сопротивления образцов (a) N5, (b) N6 и (c) N7, измеренные в двух ориентации магнитного поля при различных температурах. Температурные зависимости (d) полной амплитуды МС и (e) амплитуды анизотропии МС.

Таким образом, МС в исследуемых структурах можно описать тремя основными вкладами – отрицательное МС пикообразной формы, положительное параболическое МС и дополнительный вклад положительного МС пикообразной формы, наблюдаемый только в образце N7 при низких температурах. При этом эволюция МС в каждом образце описывается

комбинацией этих вкладов с амплитудами, по-разному зависящими от температуры. Изменение полной амплитуды МС (то есть, $(R_{xx}(B = 9T) - R_{xx}(0))/R_{xx}(0)$) с температурой представлено на Рис. 6.8d. Видно, что максимальная амплитуда МС наблюдается для образца N5 и составляет всего 0.3%. Стоит сказать, что такое представление не отражает сосуществование двух вкладов разного знака, поэтому не в полной мере характеризует исследуемые структуры. Тем не менее, из данного графика видно, что для всех образцов амплитуда МС достаточно быстро убывает при отогреве. Параболическая форма отмеченного выше положительного вклада в МС предполагает его связь с классическим механизмом МС (связанного с воздействием силы Лоренца на траекторию носителей заряда). В свою очередь, механизм возникновения пикообразного положительного МС (для образца N7) оказывается сложнее идентифицировать. С одной стороны, наличие подобного вклада (в качестве паразитной добавки МС на холловских кривых) наблюдалось при исследовании эпитаксиальных плёнок пермаллоя [78], что подтверждает связь данного вклада со сплошными слоями FeNi в исследуемых структурах. С другой стороны, аналогичный переход от сильного положительного к отрицательному МС при увеличении температуры наблюдается в ряде бинарных ферромагнетиков [185,186] и связывается с появлением АФМ корреляций, указывая на заметную роль взаимодействия Дзялошинского-Мории в системе. Учитывая сложный характер обменных взаимодействий вблизи критической толщины (порога перколяции) слоя FeNi, появление подобных АФМ корреляций полагается возможным. Наблюдаемое в исследуемых структурах отрицательное МС, по аналогии с результатами предыдущей главы, связывается со вкладом спин-зависимого рассеяния, который ослабевает при отогреве ввиду уменьшения длины спиновой когерентности носителей, либо усиления АФМ корреляций, приводящих к дополнительной фрустрации магнитной подсистемы.

Важно сказать, что по форме наблюдаемое отрицательное МС также похоже на вклад слабой локализации. Хорошей проверкой применимости такой интерпретации является аппроксимация экспериментальных данных формулой ХЛН. На Рис. 6.9 представлены наиболее иллюстративные данные (для образца N5 при $T = 2$ К), пересчитанные в магнетопроводимость. Из рисунка видно, что полностью описать экспериментальную кривую формулой ХЛН оказывается невозможным, тем не менее, можно добиться хорошего согласия в области слабых полей. При этом лучший результат даёт формула для двумерных систем. На Рис. 6.9 также представлены параметры подгонки. Видно, что в обоих случаях значения префактора превосходят 1, что, отчасти можно связать с многослойной структурой исследуемого образца. При этом длина дефазировки получается близкой к полной толщине структуры (или даже превосходящей), что также указывает на двумерную природу эффекта. Тем не менее, ключевым аргументом в данном случае является изотропность наблюдаемого отрицательного МС относительно ориентации магнитного поля (Рис. 6.8a), что резко противоречит предположению

о связи данного вклада с эффектом слабой локализации в двумерной системе. Аналогичные аргументы применимы и к другим образцам, что подтверждает связь наблюдаемого отрицательного МС в исследуемых структурах со вкладом спин-зависимого рассеяния.

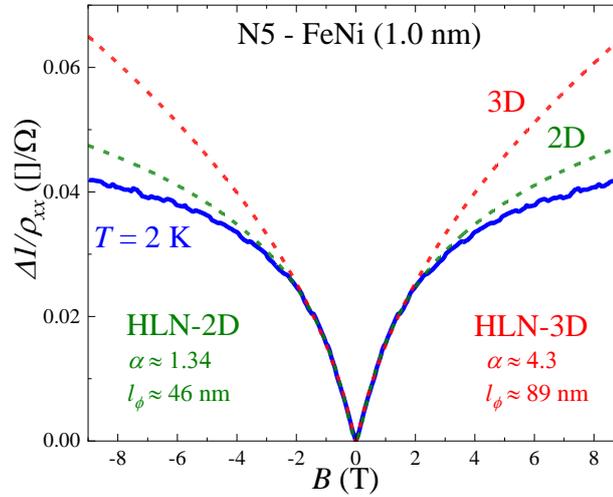


Рис. 6.9. Кривая магнетопроводимости для образца N5 при $T = 2$ К. Пунктирными линиями показаны аппроксимации данных по формуле ХЛН для двумерных и трехмерных систем.

Как уже отмечалось выше и видно из Рис. 6.8, МС в образцах N6 и N7 обладает некоторой анизотропией, которая проявляется, в основном, в области слабых полей, поскольку в сильных полях даже исходные кривые практически совпадают (т.е. в сильных полях $R_{xx}(B_{\perp}) \cong R_{xx}(B_{\parallel})$). Визуально наиболее анизотропное МС наблюдается для образца N7. Параметризовать данный эффект можно через значения сопротивления в нулевом поле при различных ориентациях

$$\delta\rho^* = 100\% \cdot \frac{\Delta R_{xx}(B_{\perp} = 0) - \Delta R_{xx}(B_{\parallel} = 0)}{R_{xx}(B = 9T)}. \quad (6.5)$$

Полученные значения представлены на Рис. 6.8е. Отрицательные значения $\delta\rho^*$ в данном случае связаны с высоким уровнем шума на полученных кривых. Так, анизотропия МС для образца N5 практически отсутствует, а для образцов N6 и N7 $\delta\rho^* > 0$ и быстро убывает при отогреве. При этом анизотропия отрицательного МС в образце N7 практически полностью локализована в области слабых полей, до области насыщения АЭХ (Рис. 6.5с). Таким образом, основным источником анизотропии МС полагается магнитная анизотропия слоёв FeNi. В частности, при размагничивании структуры в перпендикулярном поле ориентации магнитных моментов наностростров или доменов распределяются более хаотично, чем в планарном поле, что приводит к усилению спин-зависимого рассеяния и объясняет более высокие значения $R_{xx}(B_{\perp} = 0)$.

Таким образом, в данном пункте показано, что, несмотря на наличие дополнительного магнитного беспорядка в системе (обсуждаемого в предыдущем пункте), магнитотранспортные свойства исследуемых многослойных структур $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$ оказываются вполне

характерными для большинства магнитных систем. Фактически, с точки зрения наблюдаемых свойств увеличение толщины слоя FeNi переводит рассматриваемые системы из аналога разбавленных магнитных полупроводников (носители в слоях тантала взаимодействуют с изолированными моментами наноостровов) в аналог магнитных композитов (начинают проявляться свойства, характерные для материала магнитных включений).

6.4. Основные результаты и выводы главы 6

- 1) Исследованы транспортные свойства многослойных структур $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$ с варьируемой толщиной слоёв. Показано, что в случае наноостровковой морфологии слоёв FeNi (при эффективной толщине слоя ниже порога перколяции) температурная зависимость сопротивления таких структур оказывается близка к линейной в области температур выше 80 К, с отрицательным наклоном (температурным коэффициентом сопротивления). Переход от наноостровковой морфологии к сплошному слою FeNi сопровождается переходом к металлическому характеру проводимости структуры, что указывает на существенный вклад магнитных слоёв в проводимость.
- 2) На основе проведённого анализа была построена зависимость температурного коэффициента сопротивления от сопротивления системы для слоёв тантала в исследуемых структурах. Полученная зависимость оказывается линейной, то есть качественно подчиняется правилу Моойа. Показано, что увеличение толщины слоёв Ta, то есть расстояния между слоями пермаллоя, приводит к существенному увеличению сопротивления системы, оказывающемуся выше предела Мотта-Иоффе-Регеля, что, тем не менее, не приводит к сильной локализации носителей заряда.
- 3) Причиной такого повышения сопротивления полагается дополнительный вклад магнитного беспорядка, связанного с ориентацией моментов наноостровов пермаллоя, ввиду комплексного характера обменных взаимодействий в системе. Так, обмен происходит посредством диполь-дипольных взаимодействий суперспинов наноостровов и аналога механизма РККИ через носители заряда в слоях тантала. Ввиду отсутствия строгой периодичности в латеральном расположении наноостровов и осциллирующего характера обмена через носители заряда в слоях металла магнитная подсистема оказывается сильно фрустрированной. Соответствующий магнитный беспорядок должен уменьшаться при переходе к сплошному слою пермаллоя в исследуемых структурах.
- 4) Исследован магнитотранспорт в многослойных структурах $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$ вблизи перколяции слоёв FeNi. Показано, что для всех образцов, по крайней мере при низких температурах, наблюдается отчетливый вклад АЭХ, амплитуда которого уменьшается с

температурой. Также показано, что МС данных структур содержит вклад спин-зависимого рассеяния, температурный диапазон проявления которого меняется при увеличении толщины магнитного слоя. Это также приводит к проявлению дополнительного вклада в МС и возникновению анизотропии МС относительно ориентации магнитного поля, характерных для тонких плёнок FeNi. Применительно к результатам предыдущих глав показано, что возникновение магнитного беспорядка не приводит к подавлению эффектов, характерных для систем с магнитной компонентой.

Заключение

Основные результаты и выводы работы заключаются в следующем:

1. Исследованы магнетотранспортные свойства тонких плёнок $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$. Увеличение содержания Mn приводит к незначительному изменению плотности носителей заряда, однако сопровождается крайне существенным уменьшением их подвижности, что указывает на соответствующий рост уровня беспорядка. Кроме того, увеличение x приводит к смене знака доминантного вклада в магнетопроводимость. Так в эксперименте наблюдается переход от режима слабой антилокализации к режиму слабой локализации, который сигнализирует переход в тривиальное состояние в результате открытия энергетической щели E_g в дираковской точке. При этом данный переход описывается характеристическим отношением E_g/ε_F , показывающим относительный масштаб изменения зонной структуры материала.
2. Показано, что структурный переход $\alpha \rightarrow \alpha''$ в поликристаллах $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ с $x = 0-0.08$ происходит без значительного уменьшения эффективного размера кристаллита. Исследованы транспортные и магнетотранспортные свойства данных поликристаллов. Уменьшение амплитуды изменения сопротивления с температурой при увеличении содержания Mn указывает на рост уровня беспорядка в системе, что также подтверждается падением электронных подвижностей, оцененных из эффекта Холла. При этом не обнаружено следов вклада аномального эффекта Холла. В отличие от тонких пленок, исследуемые поликристаллы демонстрируют заметное увеличение плотности носителей заряда при увеличении x , что связывается с возможностью встраивания атомов Mn в позиции в междоузлиях решетки. Сопоставление характеристических длин показывает, что поликристаллический характер исследуемых образцов качественно не влияет на их транспортные и магнетотранспортные свойства. При низких температурах для всех образцов наблюдается линейное магнетосопротивление высокой амплитуды, уменьшающейся при росте x , что можно объяснить в рамках свойств чистого Cd_3As_2 . Таким образом, сигнатур перехода в тривиальное состояние для исследованных поликристаллов не обнаруживается, что согласуется с результатами теоретических расчетов зонной структуры $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$, указывающих на сохранение формы спектра при высоких энергиях Ферми.
3. Исследованы транспортные и магнетотранспортные свойства композитных кристаллов InSb-MnSb эвтектического состава после барических воздействий, приводящих к необратимому структурному переходу в матрице InSb. Показано, что данный переход сопровождается переходом металл-изолятор, связываемым с резким увеличением уровня

беспорядка в матрице InSb, что также подтверждается низкими значениями холловских подвижностей. Отрицательный вклад аномального эффекта Холла при низких температурах в данных системах также связывается с матрицей InSb, содержащей растворённые атомы Mn. В области низких температур для исследуемых композитов InSb-MnSb наблюдается отрицательное магнетосопротивление, температурная зависимость амплитуды которого качественно идентична зависимости амплитуды аномального эффекта Холла, предполагая единую природу обоих эффектов. Поэтому отрицательное магнетосопротивление в данном случае связывается с вкладом спин-зависимого рассеяния. Субквадратичная функциональная форма отрицательного магнетосопротивления указывает на возможность возникновения в исследуемой системе состояния спинового стекла, образуемого атомами Mn в матрице InSb.

4. Исследованы транспортные свойства многослойных структур $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$ с варьируемой толщиной слоёв. Показано, что температурная зависимость сопротивления таких структур с малыми толщинами слоев FeNi оказывается линейной с отрицательным наклоном (α_0). Переход от нанострочковой морфологии к сплошному слою FeNi сопровождается переходом к металлическому характеру проводимости структуры. Показано, что зависимость α_0 от сопротивления для слоёв Ta в исследуемых структурах качественно подчиняется правилу Мооя (линейная корреляция), при этом увеличение толщины слоёв Ta приводит к существенному увеличению сопротивления системы. Причиной такого поведения полагается дополнительный вклад магнитного беспорядка, связанного с ориентацией моментов нанострочков пермаллоя, ввиду комплексного характера обменных взаимодействий в системе. Показано, что в многослойных структурах $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$ вблизи перколяции слоёв FeNi наблюдается отчетливый вклад аномального эффекта Холла, амплитуда которого уменьшается с ростом температуры. Также показано, что магнетосопротивление данных структур содержит вклад спин-зависимого рассеяния.
5. Анализ результатов для тривиальных систем показывает, что отсутствие аномального эффекта Холла и видимого вклада спин-зависимого рассеяния (эффектов, характерных для большинства магнитных систем) в поликристаллах и пленках $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ не может объясняться высоким уровнем общего беспорядка в этих системах, а также кластеризацией магнитных атомов, и связанным с ней магнитным беспорядком.

Благодарности

В заключение я хочу выразить искреннюю благодарность своему научному руководителю кандидату физико-математических наук Овешникову Леониду Николаевичу за организацию моей научной работы, огромную помощь в работе над диссертацией и терпение.

Также хочу поблагодарить доктора физико-математических наук Аронзона Бориса Ароновича за предоставление интересной темы исследования и постоянное внимание к диссертационной работе.

Благодарю вк. с.н.с Лаборатории физического материаловедения полупроводников ОФТТ ФИАН Давыдова Александра Борисовича за помощь в освоении методики проведения эксперимента.

Выражаю благодарность сотруднику Института общей и неорганической химии им. Н.С. Куранкова РАН Рилю Алексею Игоревичу за предоставление исследуемых образцов арсенида кадмия и результатов их структурной характеристики.

Я хочу поблагодарить Эркина Турабаевича Кулатова и Юрия Алексеевича Успенского (ИОФАН/ФИАН) за обсуждения результатов и предоставление консультаций об особенностях DFT-расчётов.

Благодарю Кочуру Алексея Вячеславович из Юго-Западного государственного университета за синтез кристаллов эвтектических композитов InSb-MnSb и их структурную характеристику, а также Джамамедова Рамиза Гаджиммедовича и Арсланова Темирлана Расуловича из Института физики им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН за предоставление результатов барических исследований данных композитов.

Хочу поблагодарить группу Ф.А. Пудонина (ФИАН) за предоставление образцов многослойных структур (Ta-FeNi)N-Ta, а также вк. с.н.с Центра высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В.Л. Гинзбурга ФИАН Ковалеву Наталью Николаевну за предоставление результатов оптических исследований и их обсуждения.

Литература

1. X.G. Wen. Topological orders and edge excitations in fractional quantum Hall states // *Advances in Physics*. – 1995. – Vol. 44. – P. 405.
2. A.-Q. Wang, X.-G. Ye, D.-P. Yu, Z.-M. Liao. Topological semimetal nanostructures: from properties to topotronics // *ACS Nano*. – 2020. – Vol. 14, N. 4. – P. 3755-3778.
3. Z.J. Wang, H.M. Weng, Q.S. Wu, X. Dai, Z. Fang. Three-dimensional Dirac semimetal and quantum transport in Cd_3As_2 // *Physics Review B*. – 2013. – Vol. 88. – P. 125427.
4. N.P. Armitage, E.J. Mele, A. Vishwanath. Weyl and Dirac semimetals in three-dimensional solids // *Rev. Mod. Phys.* – 2018. – Vol. 90. – P. 015001.
5. M. Neupane, S.Y. Xu, R. Sankar, N. Alidoust, G. Bian, C. Liu, I. Belopolski, T.R. Chang, H.T. Jeng, H. Lin, A. Bansil, F. Chou, M.Z. Hasan. Observation of a three-dimensional topological Dirac semimetal phase in high-mobility Cd_3As_2 // *Nat. Commun.* – 2014. – Vol. 5. – P. 3786.
6. S. Jeon, B.B. Zhou, A. Gyenis, B.E. Feldman, I. Kimchi, A.C. Potter, Q.D. Gibson, R.J. Cava, A. Vishwanath, A. Yazdani. Landau quantization and quasiparticle interference in the three-dimensional Dirac semimetal Cd_3As_2 // *Nat. Mater.* – 2014. – Vol. 13. – P. 851–856.
7. O.O. Shvetsov, V.D. Esin, A.V. Timonina, N.N. Kolesnikov, E.V. Deviatov. Surface superconductivity in a three-dimensional Cd_3As_2 semimetal at the interface with a gold contact // *Phys. Rev. B*. – 2019. – Vol. 99. – P. 125305.
8. A.V. Suslov, A.B. Davydov, L.N. Oveshnikov, L.A. Morgun, K.I. Kugel, V.S. Zakhvalinskii, E.A. Pilyuk, A.V. Kochura, A.P. Kuzmenko, V.M. Pudalov, and B.A. Aronзон. Observation of subkelvin superconductivity in Cd_3As_2 thin films // *Phys. Rev. B*. – 2019. Vol. 99. – P. 094512.
9. E. Zhang, Y. Liu, W. Wang, C. Zhang, P. Zhou, Z.-G. Chen, J. Zou, and F. Xiu. Magnetotransport properties of Cd_3As_2 nanostructures // *ACS Nano*. – 2015. – Vol. 9. – P. 8843.
10. Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. – М.: ООО «МедиаСтар», 2016. – 792 стр.
11. Н.Б. Брандт, В.А. Кульбачинский. Квазичастицы в физике конденсированного состояния. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. – 632 стр.
12. В.А. Кульбачинский. Двумерные, одномерные, нульмерные структуры и сверхрешетки. – М.: издательство Физического Факультета МГУ, 1998. – 164 стр.
13. E.H. Hall. On a new action of the magnet on electric currents // *Am. J. Math.* – 1879. – Vol. 2, N. 3. – P. 287-292.
14. R.B. Laughlin. Quantized Hall conductivity in two dimensions // *Phys. Rev. B*. – 1981. – Vol. 23. – P. 5632-5633.

15. D.J. Thouless, M. Kohmoto, M.P. Nightingale, M. den Nijs. Quantized Hall conductance in a two-dimensional periodic potential // *Phys. Rev. Lett.* – 1982. – Vol. 49. – P. 405-408.
16. В.Ф. Гантмахер. Электроны в неупорядоченных средах. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2013. – 288 стр.
17. G. Bergmann. Weak localization in thin films // *Phys. Rep.* – 1984. – Vol. 107. – P. 1.
18. S. Hikami, A.I. Larkin, Y. Nagaoka. Spin-orbit interaction and magnetoresistance in the two dimensional random system // *Prog. Theor. Phys.* – 1980. – Vol. 63. – P. 707.
19. G.M. Minkov, A.A. Sherstobitov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, V.A. Larionova, B.N. Zvonkov. Antilocalization and spin-orbit coupling in the hole gas in strained GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs quantum well heterostructures // *Phys. Rev. B.* – 2005. – Vol. 71. – P. 165312.
20. B.L. Altshuler, A.G. Aronov, A.I. Larkin, D.E. Khmel'nitzkii. Anomalous magnetoresistance in semiconductors // *JETP.* – 1981. – Vol. 54, N.2. – P. 411.
21. D.V. Baxter, R. Richter, M.L. Trudeau, R.W. Cochrane, J.O. Strom-Olsen. Fitting to magnetoresistance under weak localization in three dimensions // *J. Phys. France.* – 1989. – Vol. 50. – P. 1673.
22. J.H. Mooij. Electrical conduction in concentrated disordered transition metal alloys // *Phys. Status Solidi (a).* – 1973. Vol. 17. – P. 521–530.
23. C.C. Tsuei. Nonuniversality of the Mooij correlation—the temperature coefficient of electrical resistivity of disordered metals // *Phys. Rev. Lett.* – 1986. – Vol. 57. – P. 1943–1946.
24. J.M. Ziman. The electron transport properties of pure liquid metals // *Adv. Phys.* – 1967. – Vol. 16. – P. 551-580.
25. S.R. Nagel. Temperature dependence of the resistivity in metallic glasses // *Phys. Rev. B.* – 1997. – Vol. 16. – P. 1694-1698.
26. P.A. Lee, T.V. Ramakrishnan. Disordered electronic systems // *Rev. Mod. Phys.* – 1985. – Vol. 57. – P. 287-337.
27. V.F. Gantmakher. Mooij rule and weak localization // *JETP Lett.* – 2011. – Vol. 94. – P. 626-628.
28. D. Di Sante, S. Fratini, V. Dobrosavljevic, S. Ciuchi. Disorder-driven metal-insulator transitions in deformable lattices // *Phys. Rev. Lett.* – 2017. – Vol. 118. – P. 036602.
29. S. Ciuchi, D. Di Sante, V. Dobrosavljevic, S. Fratini. The origin of Mooij correlations in disordered metals // *NPJ Quant. Mater.* – 2018. – Vol. 3. – P. 44.
30. P.W. Anderson. Effect of Franck-Condon displacements on the mobility edge and the energy gap in disordered materials // *Nature.* – 1972. – Vol. 253. – P. 163-165.

31. M.H. Read, C. Altman, A new structure in tantalum thin films // *Appl. Phys. Lett.* – 1965. – Vol. 7. – P. 51-52.
32. N.N. Kovaleva, D. Chvostova, A.V. Bagdinov, M.G. Petrova, E.I. Demikhov, F.A. Pudonin, A. Dejneka. Interplay of electron correlations and localization in disordered β -tantalum films: Evidence from dc transport and spectroscopic ellipsometry study // *Appl. Phys. Lett.* – 2015. – Vol. 106. – P. 051907.
33. N. Kovaleva, D. Chvostova, A. Dejneka. Localization phenomena in disordered tantalum films // *Metals.* – 2017. – Vol. 7. – P. 257.
34. P.W. Anderson. Antiferromagnetism. Theory of superexchange interaction // *Phys. Rev.* – 1950. – Vol. 79. – P. 350-356.
35. C. Zener. Interaction between the d -shells in the transition metals. II. Ferromagnetic compounds of manganese with perovskite structure // *Phys. Rev.* – 1951. – Vol. 82. – P. 403-405.
36. C. Zener. Interaction between the d -shells in the transition metals. III. Calculation of the Weiss factors in Fe, Co, Ni // *Phys. Rev.* – 1951. – Vol. 83. – P. 299-301.
37. C. Zener. Interaction between the d -shells in the transition metals // *Phys. Rev.* – 1951. – Vol. 81. – P. 440-444.
38. M.A. Ruderman, C. Kittel. Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons // *Phys. Rev.* – 1954. – Vol. 96. – P. 99-102.
39. T. Kasuya. A theory of metallic ferro- and antiferromagnetism on Zener's model // *Prog. of Theor. Phys.* – 1956. – Vol. 16, N. 1. – P. 45-57.
40. P. Bak, M.H. Jensen. Theory of helical magnetic structures and phase transitions in MnSi and FeGe. // *J. Phys. C: Solid State Phys.* – 1980. – Vol. 13. – P. L881-L885.
41. V.S. Dotsenko, M.V. Feigel'man, L.B. Ioffe. Spin glasses and related problems. // *Sov. Sci. Rev. A. Phys.* – 1990. – Vol. 15. – P. 1-250.
42. C. Lacroix, P. Mendels, F. Mendels (Eds.). Introduction to frustrated magnetism: Materials, experiments, theory. – Springer, 2011. – 687 pp.
43. S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A. Buhrman, J.M. Daughton, S. von Molnar, M.L. Roukes, A.Y. Chtchelkanova, D.M. Treger. Spintronics: a spin-based electronics vision for the future // *Science.* – 2001. – Vol. 294. – P. 1488-1495.
44. T. Jungwirth, J. Sinova, J. Mašek, J. Kucera, A.H. MacDonald. Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors // *Reviews of Modern Physics.* – 2006. – Vol. 78. – P. 809-864.
45. N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A.H. MacDonald, N.P. Ong. Anomalous Hall effect // *Rev. Mod. Phys.* – 2010. – Vol. 82. – P. 1539–1592.

46. J. Sinova, S.O. Valenzuela, J. Wunderlich, C.H. Back, T. Jungwirth. Spin Hall effects // *Rev. Mod. Phys.* – 2015. – Vol. 87. – P. 1213-1259.
47. M.V. Berry. Quantal phase factors accompanying adiabatic changes // *Proc. R. Soc. Lond. A.* – 1984. – Vol. 392. – P. 45-57.
48. T. Jungwirth, Q. Niu, A.H. MacDonald. Anomalous Hall effect in ferromagnetic semiconductor // *Phys. Rev. Lett.* – 2002. – Vol. 88. – P. 207208.
49. W.H. Butler, X.-G. Zhang, D.M.C. Nicholson, J.M. MacLaren. Spin-dependent scattering and giant magnetoresistance // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* – 1995. – Vol. 151. – P. 354-362.
50. M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices // *Phys. Rev. Lett.* – 1988. – Vol. 61. – P. 2472-2475.
51. M. Wang, R.A. Marshall, K.W. Edmonds, A.W. Rushforth, R.P. Campion B.L. Gallagher. Determining Curie temperatures in dilute ferromagnetic semiconductors: High Curie temperature (Ga,Mn)As // *App. Phys. Lett.* – 2014. – Vol. 104. – P. 132406.
52. I. Teramoto, A.M.J.G. Van Run. The existence region and the magnetic and electrical properties of MnSb // *J. Phys. Chem. Solids.* – 1968. – Vol. 29. – P. 347-355.
53. J.E. Pask, L.H. Yang, C.Y. Fong, W.E. Pickett, S. Dang. Six low-strain zinc-blende half metals: An *ab initio* investigation // *Phys. Rev. B.* – 2003. – Vol. 67. – P. 224420.
54. H. Okuda, S. Senba, H. Sato, K. Shimada, H. Namatame, M. Taniguchi. Electronic structure of MnSb and MnP // *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena.* – 1999. – Vol. 101–103. – P. 657–660.
55. R. Masrour, E.K. Hlil, M. Hamedoun, A. Benyoussef, O. Mounkachi, H. El Moussaoui. Electronic and magnetic properties of MnSb compounds // *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism volume.* – 2015. – Vol. 28. – P. 1815–1819.
56. T. Okita, Y. Makino. Crystal magnetic anisotropy and magnetization of MnSb // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 1968. – Vol. 25. – P. 120.
57. A.E. Taylor, T. Berlijn, S.E. Hahn, A.F. May, T.J. Williams, L. Poudel, S. Calder, R.S. Fishman, M.B. Stone, A.A. Aczel, H.B. Cao, M.D. Lumsden, A.D. Christianson. Influence of interstitial Mn on magnetism in the room-temperature ferromagnet $Mn_{1+\delta}Sb$ // *Phys. Rev. B.* – 2015. – Vol. 91. – P. 224418.
58. E. Sartipi, A. Hojabri, A. Bouchani, M.H. Shakib. First principles study of half-metallic properties at MnSb/GaSb(001) interface // *Chinese Journal of Chemical Physics.* – 2011. – Vol. 24, N. 2. – P. 155-161.

59. D. Liang, Y.B. Yang, et al. Tunable structural and magnetic properties of NiAs-type Mn_xSb ($1.00 \leq x \leq 1.30$) compounds // *J. Alloys Compounds*. – 2020. – Vol. 856. – P. 158184.
60. T. Chen, D. Rogowski, R.M. White. On the properties and electronic structure of MnSb, CoSb and NiSb // *J. Appl. Phys.* – 1978. – Vol. 49. – P. 1425–1427.
61. M. Nogami, M. Sekinobu, H. Doi. Hall effect in manganese antimonide // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 1964. – Vol. 3. – P. 572-575.
62. L.N. Oveshnikov, A.B. Granovsky, et al. Magnetic and magnetotransport properties of MnSb polycrystals near equatomic composition // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2022. – Vol. 563. – P. 169873.
63. Y. Pan, G.X. Sun. Directional solidification and magnetic properties of MnSb–Sb eutectic composite // *Journal of Materials Science*. – 1998. – Vol. 33. – P. 763-768.
64. M. GuangHui, X. Hui, L. Xin. Estimation of rod-like phase spacing in melt-grown eutectic composites // *Sci. China Tech. Sci.* – 2014. – Vol. 57, N. 9. – P. 1794 – 1801.
65. M. Dong, T. Liu, J. Liao, Y.-b Xiao, Y. Yuan, Q. Wang. In situ preparation of symmetrically graded microstructures by solidification in high-gradient magnetic field after melt and partial-melt processes // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2016. – Vol. 689. – P. 1020-1027.
66. V.M. Novotortsev, A.V. Kochura, S.F. Marenkin, I.V. Fedorchenko, S.V. Drogunov, A. Lashkul, E. Lahderanta. Synthesis and magnetic properties of the InSb–MnSb eutectic // *Russ. J. Inorg. Chem.* – 2011. – Vol. 56, N. 12. – P. 1951–1956.
67. L.N. Oveshnikov, A.B. Granovsky, et al. Characterization of the quenched GaSb–MnSb composites with high fraction of the ferromagnetic component // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2023. – Vol. 565. – P. 170242.
68. W.-S. Chang, Y. Wei, J.-M. Guo, F.-J. He. Thermal stability of Ni-Fe alloy foils continuously electrodeposited in a fluoroborate bath. // *Open Journal of Metal*. – 2012. – Vol. 2. – P. 18-23.
69. О.А. Банных, П.Б. Будберг, С.П. Алисова. Диаграммы состояния двойных и многокомпонентных систем на основе железа. // М.: Металлургия. – 1986. – 440 с.
70. Диаграммы состояния двойных металлических систем: Справочник в 3 томах. Т. 2. / Под общ. ред. Н.П. Лякишева. // М.: Машиностроение. – 1997. – 1023 с.
71. G. Cacciamani, J. De Keyzer, R. Ferro, U.E. Klotz, J. Lacaze, P. Wollants. Critical evaluation of the Fe-Ni, Fe-Ti and Fe-Ni-Ti alloy systems // *Intermetallics*. – 2006. – Vol. 14. – P. 1312-1325.
72. G. Cacciamani, A. Dinsdale, M. Palumbo, A. Pasturel. The Fe-Ni system: Thermodynamic modelling assisted by atomistic calculations // *Intermetallics*. – 2010. – Vol. 18. – P. 1148-1162.

73. P. Chowdhury. in: Proceedings of the 57th DAE Solid State Physics Symposium // AIP Conf. Proc. – 2012. – Vol. 1512. – P. 30-33.
74. M. Macek, A. Oblak. Ni-Fe alloy thin films for AMR sensors // Materials and technology. – 2017. – Vol. 51(3). – P. 499–501.
75. В.Е. Буравцова, Е.А. Ганьшина, В.С. Гушин, С.И. Касаткин, А.М. Муравьев, Н.В. Плотникова, Ф.А. Пудонин. Магнитные и магнитооптические свойства многослойных наноструктур ферромагнетик-полупроводник. // Физика твёрдого тела. – 2004. – Т. 46. – С. 864-874.
76. E.B. Park, Y.-C. Kim, S.-U. Jang, J.-H. Kim, S.-W. Han, S.-J. Kwon. Induced magnetic anisotropy in permalloy films annealed with magnetic field // Metals and Materials International. – 2013. – Vol. 19. – P. 129-133.
77. A.W. Smith, R.W. Sears. The Hall effect in permalloy // Phys. Rev. – 1929. – Vol. 34. – P. 1466-1473.
78. Y.Q. Zhang, N.Y. Sun, R. Shan, J.W. Zhang, S.M. Zhou, Z. Shi, G.Y. Guo. Anomalous Hall effect in epitaxial permalloy films // Journal of Applied Physics. – 2013. – Vol. 114. – P. 163714.
79. Z. Shi, H.-Y. Jiang, S.-M. Zhou, Y.-L. Hou, Q.-L. Ye, M.S. Si. Effect of band filling on anomalous Hall conductivity and magneto-crystalline anisotropy in NiFe epitaxial thin films. // AIP Advances. – 2016. – Vol. 6. – P. 015101.
80. R. Hao, J. Su, Q. Huang, T. Zhou, J. Cai, L. Bai, G. Han, S. Yu, G. Liu, S. Yan, S. Kang. Abnormal anomalous Hall effect in permalloy thin film driven by an adjacent silicon oxide layer // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2019. – Vol. 478. – P. 187-191.
81. K.S. Das, J. Liu, B.J. van Wees, I.J. Vera-Marun. Efficient injection and detection of out-of-plane spins via anomalous spin Hall effect in permalloy nanowires // Nano Lett. – 2018. – Vol. 18. – P. 5633-5639.
82. T.I. Zubar et al. Anomalies in Ni-Fe nanogranular films growth // Journal of Alloys and Compounds. – 2018. – Vol. 748. – P. 970-978.
83. A. Stupakov, A.V. Bagdinov, et al. Out-of-plane and in-plane magnetization behavior of dipolar interacting FeNi nanoislands around the percolation threshold // Journal of Nanomaterials. – 2016. – Vol. 2016. – P. 3190260.
84. N.N. Kovaleva, A.V. Bagdinov, A. Stupakov, A. Dejneka, E.I. Demikhov, A.A. Gorbatshevich, F.A. Pudonin, K.I. Kugel, F.V. Kusmartsev. Collective magnetic response of inhomogeneous nanoisland FeNi films around the percolation transition // Journal of Nanoparticle Research. – 2018. – Vol. 20. – P. 109.

85. A.P. Boltaev, F.A. Pudonin, I.A. Sherstnev, D.A. Egorov, A.M. Kozmin. Flat magnetic exchange springs as mechanism for additional magnetoresistance in magnetic nanoisland arrays // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2017. – Vol. 428. – P. 132-135.
86. A.P. Boltaev, F.A. Pudonin, I.A. Sherstnev. Vortex-like magnetization of multilayer magnetic nanoisland systems in weak magnetic fields. // *Appl. Phys. Lett.* – 2013. – Vol. 102. – P.142404.
87. A. Fert, V. Cros, J. Sampaio. Skyrmions on the track // *Nat. Nanotechnol.* – 2013. – Vol. 8. – P. 152-156.
88. X.-L. Qi, Sh.-Ch. Zhang. Topological insulators and superconductors // *Rev. Mod. Phys.* – 2011. – Vol. 83, N.4. – P. 1057 – 1110.
89. C.L. Kane, and E.J. Mele. Z_2 Topological order and the quantum spin Hall effect // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – Vol. 95. – P. 146802.
90. Y. Xia, D. Qian, D. Hsieh, L. Wray, A. Pal, H. Lin, A. Bansil, D. Grauer, Y.S. Hor, R.J. Cava, and M.Z. Hasan. Observation of a large-gap topological-insulator class with a single Dirac cone on the surface // *Nat. Phys.* – 2019. – Vol. 5. – P. 398.
91. P.A.M. Dirac. The quantum theory of the electron // *Proc. R. Soc. A.* – 1928. – Vol. 117. – P. 610.
92. H. Weyl. Gravitation and the electron // *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* – 1929. – Vol. 15. – P. 323.
93. E. Majorana. Teoria simmetrica dell' elettrone e del positrone // *Il Nuovo Cimento*. – 1937. – Vol. 14. – P. 171.
94. C. Herring. Accidental degeneracy in the energy bands of crystals // *Phys. Rev.* – 1937. – Vol. 52. – P. 365.
95. H.B. Nielsen, and M. Ninomiya. The Adler-Bell-Jackiw anomaly and Weyl fermions in a crystal // *Phys. Lett. B.* – 1983. – Vol. 130. – P. 389.
96. S. Murakami. Phase transition between the quantum spin Hall and insulator phases in 3D: emergence of a topological gapless phase // *New J. Phys.* – 2007. – Vol. 9. – P. 356.
97. X. Wan, A.M. Turner, A. Vishwanath, and S.Y. Savrasov. Topological semimetal and Fermi-arc surface states in the electronic structure of pyrochlore iridates // *Phys. Rev. B.* – 2011. – Vol. 83. – P. 205101.
98. Z. Wang, Y. Sun, X.-Q. Chen, C. Franchini, G. Xu, H. Weng, X. Dai, and Z. Fang. Dirac semimetal and topological phase transitions in A_3Bi ($A = Na, K, Rb$) // *Phys. Rev. B.* – 2012. – Vol. 85. – P. 195320.
99. Z.K. Liu, et al. Discovery of a three-dimensional topological Dirac semimetal, Na_3Bi // *Science*. – 2014. – Vol. 343. – P. 864.

100. Y. Obata, Y. Kohama, S. Matsuishi, H. Hosono. Shubnikov – de Haas oscillations in the three-dimensional Dirac fermion system Ca_3PbO // *Phys. Rev. B.* – 2019. – Vol. 99. – P. 115133.
101. Л.Н. Овешников, В.А. Прудкогляд, Е.И. Нехаева, А.Ю. Кунцевич, Ю.Г. Селиванов, Е.Г. Чижевский, Б.А. Аронзон. Магнетотранспорт в эпитаксиальных пленках Bi_2Se_3 // *Письма в ЖЭТФ.* – 2016. – Т. 104. – С. 651-657.
102. E.K. Arushanov. Crystal growth and characterization of Pb_3V_2 compounds // *Prog. Crystal Growth Charact.* – 1981. – Vol. 3. – P. 211-255.
103. J. Gao, A. Cupolillo, S. Nappini, F. Bondino, R. Edla, V. Fabio, R. Sankar, Y.-W. Zhang, G. Chiarello, A. Politano. Surface reconstruction, oxidation mechanism and stability of Cd_3As_2 . // *Advanced Functional Materials.* – 2019. – Vol. 29. – P. 1900965.
104. M.N. Ali, Q. Gibson, S. Jeon, B.B. Zhou, A. Yazdani, R.J. Cava. The crystal and electronic structures of Cd_3As_2 , the three-dimensional electronic analogue of graphene // *Inorganic Chemistry.* – 2014. – Vol. 53, N. 8. – P. 4062–4067.
105. I. Crassee, R. Sankar, W.-L. Lee, A. Akrap, M. Orlita. 3D Dirac semimetal Cd_3As_2 : A review of material properties // *Phys. Rev. Materials.* – 2018. – Vol. 2. – P. 120302.
106. Z.K. Liu, J. Jiang, B. Zhou, Z.J. Wang, Y. Zhang, H.M. Weng, D. Prabhakaran, S.-K. Mo, H. Peng, P. Dunin, T. Kim, M. Hoesch, Z. Fang, X. Dai, Z.X. Shen, D.L. Feng, Z. Hussain, Y.L. Chen. A stable three-dimensional topological Dirac semimetal Cd_3As_2 // *Nature Mat.* – 2014. – Vol. 13. – P. 677-681.
107. Y. Zhao, H. Liu, C. Zhang, H. Wang, J. Wang, Z. Lin, Y. Xing, H. Lu, J. Liu, Y. Wang, S.M. Brombosz, Z. Xiao, S. Jia, X.C. Xie, J. Wang. Anisotropic Fermi surface and quantum limit transport in high mobility three-dimensional Dirac semimetal Cd_3As_2 // *Phys. Rev. X.* – 2015. – Vol. 5. – P. 031037.
108. T. Schumann, L. Galetti, D.A. Kealhofer, H. Kim, M. Goyal, S. Stemmer. Observation of the quantum Hall effect in the three-dimensional Dirac semimetal Cd_3As_2 // *Phys. Rev. Lett.* – 2018. – Vol. 120. – P. 016801.
109. M. Uchida, Y. Nakazawa, S. Nishihaya, K. Akiba, M. Kriener, Y. Kozuka, A. Miyake, Y. Taguchi, M. Tokunaga, N. Nagaosa, Y. Tokura, M. Kawasaki. Quantum Hall states observed in thin films of Dirac semimetal Cd_3As_2 // *Nature Communications.* – 2017. – Vol. 8. – P. 2274.
110. B. Zhao, P. Cheng, H. Pan, S. Zhang, B. Wang, G. Wang, F. Xiu, F. Song. Weak antilocalization in Cd_3As_2 thin films // *Scientific Reports.* – 2016. – Vol. 6. – P. 22377.
111. L.N. Oveshnikov, A.B. Davydov, A.V. Suslov, A.I. Ril', S.F. Marenkin, A.L. Vasiliev, B.A. Aronzon. Superconductivity and Shubnikov-de Haas effect in polycrystalline Cd_3As_2 thin films // *Scientific Reports.* – 2020. – Vol. 10. – P. 4601.

112. L. He, Y. Jia, S. Zhang, X. Hong, C. Jin, S. Li. Pressure-induced superconductivity in the three-dimensional topological Dirac semimetal Cd_3As_2 // *npj Quantum Materials*. – 2016. – Vol. 1. – P. 16014.
113. L. Aggarwal, A. Gaurav, G.S. Thakur, Z. Haque, A.K. Ganguli. Unconventional superconductivity at mesoscopic point contacts on the 3D Dirac semimetal Cd_3As_2 // *Nature Materials*. – 2016. – Vol. 15. – P. 32-37.
114. H. Lu, X. Zhang, Y. Bian, S. Jia. Topological phase transition in single crystals of $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ // *Scientific Reports*. – 2017. – Vol. 7. – P. 3148.
115. S. Nishihaya, M. Uchida, Y. Nakazawa, K. Akiba, M. Kriener, Y. Kozuka, A. Miyake, Y. Taguchi, M. Tokunaga, M. Kawasaki. Negative magnetoresistance suppressed through a topological phase transition in $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ thin films // *Phys. Rev. B*. – 2018. – Vol. 97. – P. 245103.
116. S. Thirupathiah, I. Morozov, Y. Kushnirenko, A.V. Fedorov, E. Haubold, T.K. Kim, G. Shipunov, A. Maksutova, O. Kataeva, S. Aswartham, B. Büchner, S.V. Borisenko. Spectroscopic evidence of topological phase transition in the three-dimensional Dirac semimetal $\text{Cd}_3(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ // *Phys. Rev. B*. – 2018. – Vol. 98. – P. 085145.
117. A. Narayan, D. Di Sante, S. Picozzi, S. Sanvito. Topological tuning in three-dimensional Dirac semimetals. // *Phys. Rev. Lett.* – 2014. – Vol. 113. – P. 256403.
118. X. Yuan, P. Cheng, L. Zhang, C. Zhang, J. Wang, Y. Liu, Q. Sun, P. Zhou, D.W. Zhang, Z. Hu, X. Wan, H. Yan, Z. Li, F. Xiu. Direct observation of Landau level resonance and mass generation in Dirac semimetal Cd_3As_2 // *Nano Lett.* – 2017. – Vol. 17, N. 4. – P. 2211-2219.
119. Y. Liu, R. Tiwari, A. Narayan, Z. Jin, X. Yuan, C. Zhang, F. Chen, L. Li, Z. Xia, S. Sanvito, P. Zhou, F. Xiu. Cr Doping induced negative transverse magnetoresistance in Cd_3As_2 thin films // *Phys. Rev. B*. – 2018. – Vol. 97. – P. 085303.
120. C.J.M. Denissen, H. Nishihara, P.A.M. Nouwens, K. Kopinga, W.J.M. de Jonge. Spin glass behavior of $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1986. – Vol. 54-57. – P. 1291-1292.
121. W.J.M. de Jonge, M. Otto, C.J.M. Denissen, F.A.P. Blom, C. van der Steen. Spin-glass behavior of $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1983. – Vol. 31-34, N. 3. – P. 1373-1374.
122. R. Laiho, A. Lashkul, E. Lahderanta, A. Makinen, V. Zakhvalinski. Magnetic freezing near 200 K in the semimagnetic semiconductor $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ crystals // *Solid State Comm.* – 1992. – Vol. 83, N. 5. – P. 375-378.
123. Z. Celinski, A. Burlan, B. Rzepa, W. Zdanowicz. Preparation, structure and magnetic properties of $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ // *Crystals. Mat. Res. Bull.* – 1987. – Vol. 22, N. 3. – P. 419-426.

124. H. Wang, J. Ma, Q. Wei, J. Zhao. Mn Doping effects on the gate-tunable transport properties of Cd_3As_2 films epitaxied on GaAs // *Journal of Semiconductors*. – 2020. – Vol. 41. – P. 072903.
125. H. Jin, Y. Dai, Y.-D. Ma, X.-R. Li, W. Wei, L. Yu, B.-B. Huang. The electronic and magnetic properties of transition-metal element doped three-dimensional Dirac semimetal in Cd_3As_2 // *J. Mater. Chem. C*. – 2015. – Vol. 3. – P. 3547-3551.
126. N.M. Shchelkachev, V.G. Yarzhemsky. Structure of the topological material Cd_3As_2 // *Inorganic Materials*. – 2018. – Vol. 54, N. 11. – P. 1093-1098.
127. A. Rancati, N. Pournaghavi, M.F. Islam, A. Debernardi, C.M. Canali. Impurity-induced topological phase transitions in Cd_3As_2 and Na_3Bi Dirac semimetals // *Phys. Rev. B*. – 2020. – Vol. 102. – P. 195110.
128. A.I. Ril', S.F. Marenkin, V.V. Volkov, L.N. Oveshnikov, V.V. Kozlov. Formation of the α'' -phase and study of the solubility of Mn in Cd_3As_2 // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2021. – Vol. 892. – P. 162082.
129. Y. Umehara, S. Koda. Structure and phase-boundary energies of the directionally solidified InSb-MnSb, InSb-NiSb, InSb-FeSb and InSb-CrSb eutectic alloys // *Metallography*. – 1974. – Vol. 7. – P. 313.
130. А.И. Дмитриев, А.В. Кочура, С.Ф. Маренкин, Э. Лахдеранта, А.П. Кузьменко, Б.А. Аронзон. Магнитная анизотропия игольчатых монокристаллических включений MnSb в матрице InSb. // *Письма в журнал технической физики*. – 2021. – Т. 47. – С. 46-49.
131. Y. Yamaguchi, S. Tomiyoshi, M. Harada, G. Shirane. Magnons and phonons in MnSb // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1992. – Vol. 103. – P. 50.
132. T. Chen, G.B. Charlan, R.C. Keezer. Growth of MnSb single crystals by pulling with a seed from nonstoichiometric molten solution // *J. Cryst. Growth*. – 1977. – Vol. 37. – P. 29.
133. I.A. Sherstnev, Electronic transport and magnetic structure of nanoisland ferromagnetic materials systems. Ph. D. Thesis (P.N. Lebedev Physical Institute, Moscow, Russia, 2014).
134. N.M. Shchelkachev, V.G. Yarzhemsky. Structure of the Topological Material Cd_3As_2 // *Inorganic Materials*. – 2018. – Vol. 54, N. 11. – P. 1093-1098.
135. E.T. Kulatov, Yu.A. Uspenskii, L.N. Oveshnikov, A.B. Mekhiya, A.B. Davydov, A.I. Ril, S.F. Marenkin, B.A. Aronzon. Electronic, magnetic and magnetotransport properties of Mn-doped Dirac semimetal Cd_3As_2 // *Acta Materialia*. – 2021. – Vol. 219. – P. 117249.
136. A. Akrap et al. Magneto-optical signature of massless Kane electrons in Cd_3As_2 // *Phys. Rev. Lett.* – 2016. – Vol. 117. – P. 136401.
137. E. Lahderanta, R. Laiho, A. Lashkul, A. Makinen, V.S. Zakhvalinski. High-temperature magnetic freezing in $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ // *Semicond. Sci. Technol.* – 1993. – Vol. 8. – P. 37-39.

138. C.J.M. Denissen, H. Nishihara, J.C. van Gool, W.J.M. de Jonge. Magnetic behavior of the semimagnetic semiconductor $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ // *Phys. Rev. B.* – 1986. – Vol. 33, N. 11. – P. 7637-7646.
139. J.J. Neve, C.J.R. Bouwens, F.A.P. Blom. Shubnikov-de Haas effect in $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ // *Solid State Comm.* – 1981. – Vol. 38, N. 1. – P. 27-30.
140. T. Liang, Q. Gibson, M.N. Ali, M. Liu, R.J. Cava, N.P. Ong. Ultrahigh mobility and giant magnetoresistance in the Dirac semimetal Cd_3As_2 // *Nature Materials.* – 2015. – Vol. 14. – P. 280–284.
141. E.I. Yakovleva, L.N. Oveshnikov, A.V. Kochura, K.G. Lisunov, E. Lahderanta, B.A. Aronzon. Anomalous Hall effect in the $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ dilute magnetic semiconductor with MnSb inclusions // *JETP Letters.* – 2015. – Vol. 101. – P. 130–135.
142. L.N. Oveshnikov, E.I. Nekhaeva, A.V. Kochura, A.B. Davydov, M.A. Shakhov, S.F. Marenkin, O.A. Novodvorskii, A.P. Kuzmenko, A.L. Vasiliev, B.A. Aronzon, E. Lahderanta. High-temperature magnetism and microstructure of a semiconducting ferromagnetic $(\text{GaSb})_{1-x}(\text{MnSb})_x$ alloy // *Beilstein Journal of Nanotechnology.* – 2018. – Vol. 9. – P. 2457–2465.
143. C. Surgers, T. Wolf, P. Adelman, W. Kittler, G. Fischer, H. v. Lohneysen. Switching of a large anomalous Hall effect between metamagnetic phases of a non-collinear antiferromagnet // *Scientific Reports.* – 2017. – Vol. 7. – P. 42982.
144. J. Feng, Y. Pang, D. Wu, Z. Wang, H. Weng, J. Li, X. Dai, Z. Fang, Y. Shi, L. Lu. Large linear magnetoresistance in Dirac semimetal Cd_3As_2 with Fermi surfaces close to the Dirac points // *Phys. Rev. B.* – 2015. – Vol. 92. – P. 081306.
145. B. Skinner. Coulomb disorder in three-dimensional Dirac systems // *Phys. Rev. B.* – 2014. – Vol. 90. – P. 060202(R).
146. A. Narayanan, M.D. Watson, S.F. Blake, N. Bruyant, L. Drigo, Y.L. Chen, D. Prabhakaran, B. Yan, C. Felser, T. Kong, P. C. Canfield, A.I. Coldea. Linear magnetoresistance caused by mobility fluctuations in n-doped Cd_3As_2 // *Phys. Rev. Lett.* – 2015. – Vol. 114. – P. 117201.
147. I. Rosenman. Effet Shubnikov-de Haas dans Cd_3As_2 : Forme de la surface de Fermi et modele non parabolique de la bande de conduction // *J. Phys. Chem. Solids.* – 1969. – Vol. 30. – P. 1385–1402.
148. A.V. Kochura, L.N. Oveshnikov, A.P. Kuzmenko, A.B. Davydov, S.Yu. Gavrilkina, V.S. Zakhvalinskii, V.A. Kulbachinskii, N.A. Khokhlov, B.A. Aronzon. Vapor-phase synthesis and magnetoresistance of $(\text{Cd}_{0.093}\text{Zn}_{0.007})_3\text{As}_2$ single crystals // *JETP Lett.* – 2019. – Vol. 109. – P. 175–179.

149. M.M. Parish, P.B. Littlewood. Non-saturating magnetoresistance in heavily disordered semiconductors // *Nature*. – 2003. – Vol. 426. – P. 162–165.
150. D. Stroud, F.P. Pan. Effect of isolated inhomogeneities on the galvanomagnetic properties of solids // *Phys. Rev. B*. – 1976. – Vol. 13. – P. 1434–1438.
151. P. Kapitza. The change of electrical conductivity in strong magnetic fields. Part I. - Experimental results // *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. – 1929. – Vol. 123. – P. 292–341.
152. A.A. Abrikosov. Quantum magnetoresistance // *Phys. Rev. B*. – 1998. – Vol. 58. – P. 2788–2794.
153. D. Nandi, B. Skinner, G.H. Lee, K.-F. Huang, K. Shain, C.-Z. Chang, Y. Ou, S.-P. Lee, J. Ward, J.S. Moodera, P. Kim, B.I. Halperin, A. Yacoby. Signatures of long-range-correlated disorder in the magnetotransport of ultrathin topological insulators // *Phys. Rev. B*. – 2018. – Vol. 98. – P. 214203.
154. C.M. Wang, X.L. Lei. Linear magnetoresistance on the topological surface // *Phys. Rev. B*. – 2012. – Vol. 86. – P. 035442.
155. D. Xiao, M.-C. Chang, Q. Niu. Berry phase effects on electronic properties // *Rev. Mod. Phys.* – 2010. – Vol. 82. – P. 1959–2007.
156. Б.Я. Балагуров. О проводимости неоднородных сред в сильном магнитном поле // *Физика твердого тела*. – 1986. – Т. 28. – С. 3012–3019.
157. R.W. Keyes. Effect of pressure on the electrical conductivity of InSb // *Phys. Rev.* – 1955. – Vol. 99. – P. 490.
158. R.J. Nelmes, M.I. McMahon, P.D. Hatton, J. Crain, and R.O. Piltz. Phase transitions in InSb at pressures up to 5 Gpa // *Phys. Rev. B*. – 1993. – Vol. 47. – P. 35.
159. A. Mujica, A. Rubio, A. Muñoz, and R.J. Needs. High-pressure phases of group-IV, III–V, and II–VI compounds // *Rev. Mod. Phys.* – 2003. – Vol. 75. – P. 863.
160. Y. Song, S. Dong, and H. Zhao. First-principles study of pressure-induced structural and magnetic phase transitions of binary ferromagnets: MnSn and MnSb // *J. Supercond. Nov. Magn.* – 2014. – Vol. 27. – P. 1257.
161. H.A. Gebble, P.L. Smith, I.G. Austim, and J.H. King. Pressure dependence of resistivity of indium antimonide to 70000 atmospheres // *Nature*. – 1960. – Vol. 188. – P. 1095–1096.
162. D.R. Yoder-Short, R. Colella, and B.A. Weinstein. Valence-electron density in silicon and InSb under high pressure by X-ray diffraction // *Phys. Rev. Lett.* – 1982. – Vol. 49. – P. 1438.
163. W. Kiefer, W. Richter, M. Cardona. Second-order Raman scattering in InSb // *Phys. Rev. B*. – 1975. – Vol. 12. – P. 2346.

164. S.G. Kim, H. Asahi, M. Seta, J. Takizawa, S. Emura, R.K. Soni, S. Gonda, H. Tanoue. Raman scattering study of the recovery process in Ga ion implanted GaSb // *J. Appl. Phys.* – 1993. – Vol. 74. – P. 579.
165. D.K. Hale. The physical properties of composite materials // *Journal of Materials Science.* – 1976. – Vol. 11. – P. 2105-2141.
166. V.P. Sanygin, O.N. Pashkova, A.D. Izotov. Solubility limits of manganese in InSb under equilibrium and nonequilibrium synthesis conditions // *Inorganic Materials.* – 2017. – Vol. 53. – P. 135-141.
167. L.N. Oveshnikov, V.A. Kulbachinskii, A.B. Davydov, B.A. Aronzon, I.V. Rozhansky, N.S. Averkiev, K.I. Kugel, V. Tripathi. Berry phase mechanism of the anomalous Hall effect in a disordered two-dimensional magnetic semiconductor structure // *Scientific Reports.* – 2015. – Vol. 5. – P. 17158.
168. L.N. Oveshnikov and E.I. Nekhaeva. Quantum corrections to the conductivity and anomalous Hall effect in InGaAs quantum wells with a spatially separated Mn impurity // *Semiconductors.* – 2017. – Vol. 51. – P. 1313–1320.
169. A.K. Nigam, A.K. Majumdar. Magnetoresistance in canonical spin-glasses // *Phys. Rev. B.* – 1983. – Vol. 27. – P. 495-511.
170. W. Bai, Z. Hu, S. Wang, Y. Hua, Z. Sun, C. Xiao, and Y. Xie. Intrinsic negative magnetoresistance in Van Der Waals FeNbTe₂ single crystals // *Advanced Materials.* – 2019. – Vol. 31, N. 18. – P. 1900246.
171. M.E. Raikh. Incoherent mechanism of negative magnetoresistance in the variable-range-hopping regime // *Solid State Communications.* – 1990. – Vol. 75(11). – P. 935–938.
172. Y. Zhang and M.P. Sarachik. Negative magnetoresistance in the variable-range-hopping regime in *n*-type CdSe // *Phys. Rev. B.* – 1991. – Vol. 43. – P. 7212–7215.
173. G. Biskupski. Positive and negative magnetoresistance in the variable-range-hopping regime of doped semiconductors // *Phil. Mag. B.* – 1992. – Vol. 65. – P. 723–728.
174. A.P. Boltaev, F.A. Pudonin, I.A. Sherstnev, D.A. Egorov. Detection of the metal–insulator transition in disordered systems of magnetic nanoislands // *JETP.* – 2017. – Vol. 125. – P. 465–468.
175. A.A. Abrikosov. *Fundamentals of the Theory of Metals* (Nauka: Moscow, 1987). – North-Holland, Amsterdam, 1988. – 630 pp.
176. N.N. Kovaleva, et al. Localization effects in the disordered Ta interlayer of multilayer Ta-FeNi films: Evidence from dc transport and spectroscopic ellipsometry study // *Appl. Phys. Lett.* – 2017. – Vol. 111. – P. 183104-1–5.

177. K. Yoshida. Magnetic properties of Cu-Mn alloys // *Phys. Rev.* – 1957. – Vol. 106. – P. 893–898.
178. B. Fischer, M.W. Klein. Magnetic and nonmagnetic impurities in two-dimensional metals // *Phys. Rev. B.* – 1975. – Vol. 11. – P. 2019–2025.
179. A. Hütten, *et al.* Evolution of the GMR-effect amplitude in copper/permalloy-multilayered thin films // *Acta Mater.* – 1999. – Vol. 47. – P. 4245.
180. A.J. Millis, R. Mueller, B.I. Shraiman. Fermi-liquid-to-polaron crossover. II. Double-exchange and the physics of colossal magnetoresistance // *Phys. Rev. B.* – 1996. – Vol. 54. – P. 5405–5417.
181. A.V. Boris, N.N. Kovaleva, A.V. Bazhenov, P.J.M. van Bentum, Th. Rasing, *et al.* Infrared studies of a $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ single crystal: Optical magnetoconductivity in a half-metallic ferromagnet // *Phys. Rev. B.* – 1998. – Vol. 59. – P. R697–R700.
182. F.V. Kusmartsev. Orbital glass // *Phys. Lett. A.* – 1992. – Vol. 169. – P. 108–114.
183. Q. Shao, Y. Liu, G. Yu, S.K. Kim, X. Che, C. Tang, Q.L. He, Ya. Tserkovnyak, J. Shi, K.L. Wang. Topological Hall effect at above room temperature in heterostructures composed of magnetic insulator and a heavy metal. // *Nature Electronics.* – 2019. – Vol. 2. – P. 182–186.
184. A. Neubauer, C. Pfleiderer, B. Binz, A. Rosch, R. Ritz, P.G. Niklowitz, P. Boni. Topological Hall effect in the A phase of MnSi. // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – Vol. 102. – P. 186602.
185. S. Radha, S.B. Roy, A.K. Nigam. Anomalous low temperature magnetoresistance in polycrystalline CeFe_2 . // *Journal of Applied Physics.* – 2000. – Vol. 87. – P. 6803–6805.
186. S. Banik, M.K. Chattopadhyay, S. Tripathi, R. Rawat, S.N. Jha. Large positive magnetoresistance and Dzyaloshinskii–Moriya interaction in CrSi driven by Cr $3d$ localization. // *Scientific Reports.* – 2020. – Vol. 10. – P. 12030.