

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)»

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ ИМ. А.М. ПРОХОРОВА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Лобанова Инна Игоревна

ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ И КВАНТОВОЕ КРИТИЧЕСКОЕ
ПОВЕДЕНИЕ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ ЗАМЕЩЕНИЯ $Mn_{1-x}Fe_xSi$
($0 \leq x < 0,3$)

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д.ф.-м.н., доцент Глушков В.В.

Научный консультант:

д.ф.-м.н., профессор Демишев С.В.

Москва – 2016

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
Глава 1. Обзор литературы	10
§1.1 Структура и физические свойства моносилицидов 3d переходных металлов	10
§1.2 Электронный транспорт и магнетизм в моносилициде марганца	12
§1.3 Магнитная фазовая <i>B-T</i> диаграмма MnSi	21
§1.4 Квантовые фазовые переходы в $Mn_{1-x}Fe_xSi$	24
§1.5 Эффект Холла в MnSi и $Mn_{1-x}Fe_xSi$	30
Глава 2 Методика эксперимента	34
§2.1 Подготовка объектов исследования	34
§2.2 Установка для исследования гальваномагнитных свойств	38
§2.3 Особенности измерения гальваномагнитных свойств в ячейке с вращением образца в магнитном поле	43
§2.4 Методики для измерения магнитных свойств	47
§2.5 Учет размагничивающего поля	48
Глава 3. Зарядовый транспорт и магнитная фазовая <i>B-T</i> диаграмма MnSi	49
§3.1 Удельное сопротивление моносилицида марганца	49
§3.2 Магнитные свойства MnSi	52
§3.3 Магнитосопротивление MnSi	56
§3.4 Скейлинг магнитосопротивления и магнитная фазовая <i>H-T</i> диаграмма MnSi	60
§3.5 Рассеяние носителей заряда в магнитоупорядоченных фазах MnSi.	66
§3.6 Выводы по главе	74
Глава 4. Квантовое критическое поведение в $Mn_{1-x}Fe_xSi$	75
§4.1 Магнитные свойства $Mn_{1-x}Fe_xSi$	75
§4.2 Удельное сопротивление в ряду $Mn_{1-x}Fe_xSi$	84
§4.3 Магнитосопротивление в $Mn_{1-x}Fe_xSi$	86
§4.4 Параметры s-d обменной модели в $Mn_{1-x}Fe_xSi$	91
§4.5 Магнитная фазовая <i>T-x</i> диаграмма $Mn_{1-x}Fe_xSi$	94

§4.6 Сценарий квантового критического поведения в $Mn_{1-x}Fe_xSi$	98
§4.7 Влияние магнитного поля на фазу с промежуточным магнитным порядком в $Mn_{1-x}Fe_xSi$	102
§4.8 Выводы по главе	110
Глава 5. Параметры носителей заряда и обменные взаимодействия в $Mn_{1-x}Fe_xSi$	111
§5.1 Холловское сопротивление твердых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$	111
§5.2 Смена режимов аномального эффекта Холла в $MnSi$	120
§5.3 Нормальный и аномальный эффекты Холла в парамагнитной фазе $Mn_{1-x}Fe_xSi$	127
§5.4 Природа квантовой критичности в $Mn_{1-x}Fe_xSi$	132
§5.5 Выводы по главе	139
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	140
Благодарности.....	142
Публикации автора по теме диссертации	143
Список цитированной литературы	149

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы. Одно из центральных направлений современной физики конденсированного состояния связано с теоретическими и экспериментальными исследованиями квантовых фазовых переходов и квантовых критических явлений. Хотя формально квантовые фазовые переходы происходят при нулевой температуре, влияние квантовых флуктуаций сказывается и при конечных температурах. В результате, квантовые критические явления определяют целый ряд особенностей транспортных, тепловых и магнитных явлений в широком классе сильно коррелированных электронных систем, в том числе материалов актуальных с точки зрения практических применений. Анализ современного состояния исследований низкотемпературных свойств соединений ряда MnSi-FeSi показывает, что несмотря на многолетнюю историю и значительное число экспериментальных и теоретических работ, посвященных изучению нетривиальных физических свойств этих соединений с сильными электронными корреляциями, нельзя считать окончательно установленными ни вид магнитной фазовой диаграммы в граничном соединении MnSi , ни структуру квантовой критической области в твердых растворах замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. Более того, недавние экспериментальные результаты по магнитному резонансу [1] и магнитному рассеянию нейтронов [2] в MnSi ставят под вопрос применимость классического подхода к описанию магнитных свойств моносилицида марганца в рамках теории зонного магнетизма [3], что требует привлечения новых моделей для идентификации природы спиновых флуктуаций в рассматриваемом классе материалов.

Традиционная методология исследования магнитных фазовых диаграмм MnSi и $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, преобладающая в работах последнего времени [2, 4-10], основана, главным образом, на анализе статических магнитных свойств с привлечением в ряде случаев данных по теплоемкости. Полученная магнитная фазовая диаграмма является основой для анализа данных по рассеянию нейтронов. Отмечая несомненные успехи последней методики в расшифровке магнитных структур, соответствующих различным областям на магнитных фазовых диаграммах систем ряда $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, стоит отметить, что интерпретация одних и тех же спектров магнитного рассеяния нейтронов даже в простейшем случае не является однозначной и сильно зависит от используемой авторами исходной модели. Таким образом, возможности традиционного подхода, основанного на сравнительном анализе магнитных свойств и данных нейтронографических исследований, к настоящему моменту практически исчерпаны [2, 4-10].

Ответ на вопрос о природе низкотемпературных аномалий физических свойств

соединений на основе моносилицида марганца в значительной мере затруднен и отсутствием количественной информации о параметрах их электронной структуры. В частности, вплоть до настоящего времени остается нерешенной проблема разделения нормального и аномального эффектов Холла в исследуемой группе материалов. В большинстве работ акцент делается на исследовании аномального и топологического вкладов в эффект Холла, для выделения которых используются различные, а иногда и взаимоисключающие процедуры обработки данных [11-15]. В результате, в зависимости от выбранного авторами метода разделения вкладов, даже в случае чистых монокристаллов моносилицида марганца значения коэффициента Холла могут отличаться в несколько раз. Можно констатировать, что (1) корректная процедура холловских данных до сих пор не найдена, (2) неизвестна холловская концентрация носителей заряда в парамагнитной фазе MnSi, и (3) отсутствуют достоверные данные о температурной зависимости коэффициента Холла и значениях холловской концентрации в магнитных фазах.

Целью настоящей диссертационной работы является экспериментальное исследование транспортных и магнитных характеристик твердых растворов $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($0 \leq x < 0,3$) в области температур 1.8–300 К в магнитных полях до 8 Тл, направленное на выяснение параметров электронного транспорта, оценку эффективных характеристик носителей заряда в парамагнитной и магнитных фазах, а также на идентификацию природы квантовой критичности в исследуемых системах.

В соответствии с целью исследования были поставлены следующие основные задачи:

1. Анализ структуры магнитных фазовых диаграмм в ряду $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($0 \leq x < 0,3$) при гелиевых и промежуточных температурах в магнитном поле до 8 Тл;
2. Выяснение характера взаимосвязи между ориентацией магнитного поля относительно осей кристалла и структурой магнитных фаз в MnSi;
3. Идентификация природы квантового критического поведения в системе $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x < 0,3$);
4. Разделение вкладов в эффект Холла и оценка эффективных параметров носителей заряда в $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($0 \leq x < 0,3$).

Для решения поставленных задач в диссертационной работе проведено комплексное исследование транспортных (удельное сопротивление и эффект Холла) и магнитных (магнитная восприимчивость и намагниченность) свойств монокристаллических образцов магнетика без центра инверсии MnSi и твердых растворов замещения на его основе $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x < 0,3$).

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В парамагнитной фазе моносилицида марганца ($T > T_c = 29,15$ К) обнаружена универсальная линейная связь между амплитудой отрицательного магнитосопротивления и квадратом намагниченности $\Delta\rho/\rho = -aM^2$, которая объясняется в рамках s-d обменной модели, учитывающей вклад магнитного рассеяния электронов проводимости на локализованных магнитных моментах.

2. В результате анализа магнитной фазовой H - T диаграммы MnSi показано, что переходу из парамагнитной в спин-поляризованную фазу отвечает вертикальная фазовая граница при $T_c = 29,15$ К.

3. Установлено, что границы А-фазы на магнитной фазовой B - T диаграмме MnSi зависят от ориентации внешнего магнитного поля относительно осей кристалла, причем наиболее протяженная область стабильности А-фазы локализована вблизи $\mathbf{B} \parallel \langle 100 \rangle$. Впервые идентифицирована область ядра А-фазы с изотропным магнитосопротивлением, общая для всех ориентаций магнитного поля.

4. Показано, что в области вне ядра А-фазы скирмионная решетка устойчива в узком диапазоне направлений магнитного поля $\mathbf{B} \parallel (\langle 001 \rangle \pm 20^\circ)$, и построена из отдельных вихрей по аналогии со смешанным состоянием сверхпроводников II рода.

5. Установлено, что магнитная фазовая T - x диаграмма твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ характеризуется двумя квантовыми фазовыми переходами, при которых первая квантовая критическая точка $x^* \approx 0,12$ отвечает исчезновению дальнего магнитного порядка и скрыта внутри фазы с промежуточным магнитным порядком. Вторая квантовая критическая точка $x_c \approx 0,24$ соответствует полному подавлению магнитного порядка, сопровождающегося распадом магнитной подсистемы на спиновые кластеры с формированием фазы Гриффитса со степенной расходимостью магнитной восприимчивости $\chi(T) \sim 1/T^\xi$ ($\xi \sim 0,5-0,6$).

7. Идентифицирована промежуточная магнитная фаза в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ со спиральной структурой, которую следует рассматривать как аналог киральной спиновой «жидкости», «кристаллизующейся» с приложением магнитного поля в спиновое «твердое тело» с потерей киральности.

8. Разработана процедура разделения нормального и аномального вкладов в эффект Холла в MnSi на основе анализа температурных зависимостей холловского сопротивления. Показано, что переход из магнитоупорядоченной фазы ($T < T_c$) в парамагнитную фазу ($T > T_c$) сопровождается сменой режимов аномального эффекта Холла с переходом от внутреннего, $\rho_{xy}^a = S_2 \rho^2 M$ ($S_2 \approx 0,091 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1} \text{ Гс}^{-1}$), определяемого

влиянием фазы Берри, к внешнему, $\rho_{xy}^a = S_1 \rho M$ ($S_1 \approx 3,1 \cdot 10^{-6}$ Гс⁻¹), связанному с асимметричным рассеянием носителей заряда на локализованных магнитных моментах.

9. В парамагнитной фазе $Mn_{1-x}Fe_xSi$ получены концентрационные зависимости параметров $R_H(x)$ и $S_1(x)$, определяющих амплитуды нормального и аномального эффектов Холла, соответственно. Показано, что замещение марганца железом приводит к эффективному дырочному легированию, при этом отношение подвижностей электронов и дырок не зависит от содержания железа: $b(x) = |\mu_e(x)/\mu_h(x)| \approx 0,28$.

Научная новизна:

1. Впервые установлено, что граница между парамагнитной и спин-поляризованной фазами в $MnSi$ практически вертикальна и отвечает $T_c \sim 29,15$ К, а не является областью кроссовера, как считалось ранее;

2. Впервые обнаружена универсальная связь между магнитосопротивлением и намагниченностью $\Delta\rho/\rho = -aM^2$ в парамагнитной фазе $MnSi$;

3. Впервые показано, что область внутри А-фазы, общая для всех направлений магнитного поля, характеризуется изотропным поведением магнитосопротивления и формируется из отдельных вихрей.

4. В результате анализа структуры магнитной фазовой T - x диаграммы $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x < 0,3$) идентифицированы два квантовых фазовых перехода. Предложена феноменологическая модель описания системы с двумя квантовыми критическими точками, учитывающая различное температурное поведение корреляционных радиусов классических и квантовых флуктуаций.

5. В результате исследования влияния магнитного поля на фазу с промежуточным магнитным порядком в $Mn_{0,89}Fe_{0,11}Si$ установлено, что температура перехода в спин-поляризованное состояние смещается с ростом магнитного поля в сторону высоких температур по логарифмическому закону как $T_{SP} \approx T_0 \lg(H/H_0)$, где $T_0 \approx 2,7$ К и $\mu_0 H_0 \approx 0,17$ Тл.

6. Предложен новый алгоритм разделения нормального и аномального вкладов в эффект Холла. В случае $MnSi$ идентифицирован скачок концентрации холловской концентрации носителей заряда $n(T < T_c) = 6,7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ до $n(T > T_c) = 4,2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, указывающий на возможную перестройку поверхности Ферми при переходе в магнитоупорядоченную фазу.

7. Впервые обнаружена инверсия знака нормального эффекта в Холла $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x < 0,3$) с переходом от отрицательного ($R_H < 0$, $x < x_R = 0,115$) к положительному ($R_H > 0$, $x > x_R$) коэффициенту Холла, связываемая с эффективным дырочным легированием при

замещении марганца железом.

Практическая значимость. Результаты, полученные в рамках диссертационной работы, могут быть использованы при разработке теоретических подходов к описанию физических свойств систем с геликоидальным упорядочением и фрустрированных магнетиков. Кроме того, представленные в диссертации экспериментальные данные могут найти применение при разработке способов получения и тестирования материалов для магнитной памяти, основанной на спин-поляризованном транспорте.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на 14 международных конференциях, из которых 5 проводились за рубежом, и на 13 общероссийских конференциях. Автором были лично представлены доклады на следующих конференциях: Научная сессия НИЯУ МИФИ-2012 (Москва, 30.01-04.02.2012), 55-я научная конференция МФТИ (Москва, 22 ноября 2012 г.), конференция «Молодые ученые ИОФ РАН» (Москва, 25 апреля 2013 г.), 2-е международное совещание «Взаимодействие Дзялошинского-Мория и экзотические спиновые структуры» DMI 2013 (Великий Новгород, 28 мая-1 июня, 2013 г.), XI конференция «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления» (Троицк, 6 июня, 2013), 56-й научная конференция МФТИ (Долгопрудный, 25-30 ноября 2013), Московский международный симпозиум по магнетизму MISM 2014 (Москва 29 июня – 3 июля 2014), XII конференция «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления» (Троицк, 19 июня, 2014); международное совещание «Проблема квантовой критичности: от атомов к объему» QCM 2014 (Обергургль, Австрия, 18-23 августа 2014), 3-е международное совещание «Взаимодействие Дзялошинского-Мория и экзотические спиновые структуры» DMI 2015 (Псков, 26-30 мая 2015), XIII конференция «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления» (Троицк, 5 июня 2015), XXXVII международное совещание по физике низких температур (Казань, 29 июня-3 июля 2015), 58-я Научная конференция МФТИ (Долгопрудный, 23-28 ноября 2015), XLVIII Школа ФГБУ «ПИЯФ» по физике конденсированного состояния (ФКС-2014) (Санкт-Петербург, 10-15 марта 2014)

Личный вклад. Вся экспериментальная работа, включающая подготовку объектов исследования и измерение транспортных и магнитных свойств $MnSi$ и твердых растворов $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x < 0,3$), а также анализ экспериментальных данных выполнены лично диссертантом. Диссертантом лично подготовлены и представлены устные и стендовые доклады на международных и общероссийских конференциях. Автор принимал непосредственное участие в подготовке статей к публикации.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 48 научных работ, из них 8 статей опубликовано в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК РФ.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка литературы из 103 наименований. Работа изложена на 156 страницах и содержит 58 рисунков и 1 таблицу.

Глава 1. Обзор литературы

§1.1 Структура и физические свойства моносилицидов 3d переходных металлов

Кристаллическая решетка моносилицидов 3d переходных металлов TSi (T = Mn, Fe, Co, Ni) относится к структурному типу B20, отвечающему группе пространственной симметрии $P2_13$ без центра инверсии. Простая кубическая решетка TSi состоит из четырех атомов переходного металла T в позициях $\{x,x,x; x+1/2, 1/2-x, 1-x; 1/2-x, 1-x, x+1/2; 1-x, x+1/2, 1/2-x\}$ и четырех атомов Si в эквивалентных положениях [16]. Несмотря на высокую симметрию кубической решетки, точечная группа симметрии включает только ось вращения третьего порядка, отвечающую кристаллографическому направлению $\langle 111 \rangle$. Каждый атом переходного металла окружен 7 атомами кремния (рисунок 1.1). Четыре атома в эквивалентных позициях внутри элементарной ячейки имеют одинаковое направление вращения, в результате чего могут возникать правая и левая изомерные структуры. Соответствующие границы фаза/анти-фаза этих изомерных структур (также и в монокристаллах) могут оказывать значительное влияние на транспортные свойства [16].

Несмотря на одинаковую кристаллическую структуру, физические свойства моносилицидов переходных металлов сильно различаются. MnSi имеет геликоидальную спиновую структуру при $T < 29$ К и парамагнитен при $T > 29$ К. CrSi и NiSi либо слабые парамагнетики, либо диамагнетики [16]. Узкозонный полупроводник FeSi считается классическим примером кондо-изолятора [17].

Вследствие отсутствия центра симметрии, в системах типа MnSi, $Mn_{1-x}Fe_xSi$ и $Fe_{1-x}Co_xSi$ возникает дополнительный вклад в обменное взаимодействие между двумя спинами S_1 и S_2 , пропорциональный их векторному произведению $S_1 \times S_2$. Такое антисимметричное взаимодействие называется косвенным обменным взаимодействием Дзялошинского-Мории [18]. Комбинация изотропного ферромагнитного обмена и анизотропного взаимодействия Дзялошинского-Мории при низких температурах приводит к закручиванию магнитных моментов в геликоид вдоль направления, определяемого кристаллографической анизотропией, с образованием киральной спиральной структуры с периодом, несоизмеримым с периодом решетки [5, 16, 19]. Таким образом, MnSi можно рассматривать как модельное соединение, позволяющее исследовать влияние слабого кирального взаимодействия Дзялошинского-Мории на физические свойства сильнокоррелированных электронных систем. Подробно физические свойства MnSi и твердых растворов замещения на его основе будут рассмотрены далее.

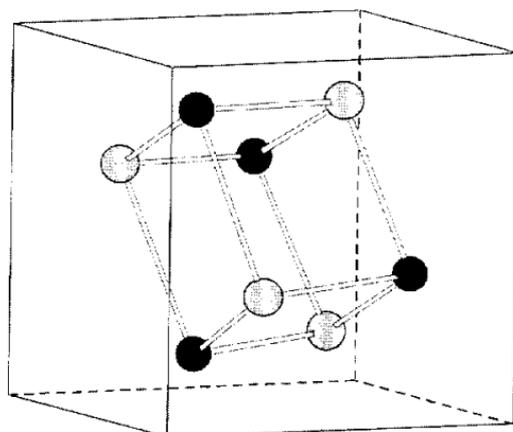
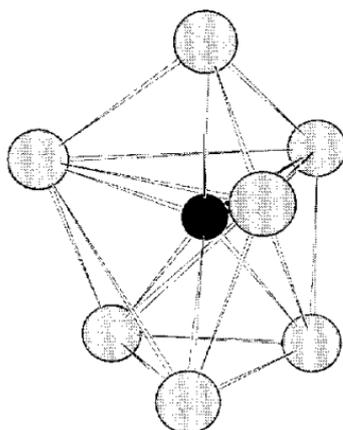
 $P2_13 - T^4$  $TMSi_7$ cluster

Рисунок 1.1 – Кристаллическая структура с пространственной группой $P2_13-T^4$ и кластер $TMSi_7$, отображающий месторасположение и симметрию отдельных атомов в этой структуре [16]

§1.2 Электронный транспорт и магнетизм в моносилициде марганца

Магнитные и электрические свойства моносилицида марганца интенсивно изучались с середины прошлого века. Интерес к данному соединению вызван тем, что многие годы MnSi рассматривался как типичный пример зонного магнетика со слабым ферромагнетизмом [20- 24].

Удельное сопротивление MnSi типично для магнитного металла и монотонно возрастает при повышении температуры, демонстрируя тенденцию к насыщению при $T > T_c$ [19, 22, 25] (рисунок 1.2). Для монокристаллов высокого качества в точке фазового перехода наблюдается небольшой ($\approx 1,6\%$), слегка размытый скачок удельного сопротивления [26] (рисунок 1.3). Ниже температуры Кюри удельное сопротивление описывается зависимостью $\rho(T) = \rho(0) + A \cdot T^\alpha$ [25, 27], где $\rho(0) \approx 1,7 - 5$ мкОм·см остаточное сопротивление, полученное в результате экстраполяции сопротивления к $T = 0$ К, величина параметра A варьируется в диапазоне от 0,03 до 0,13 мкОм·см/К [11, 25-28] (рисунки 1.2-1.3), а показатель степени $\alpha = 2$. Квадратичную температурную зависимость $\rho(T)$ ниже T_c принято объяснять в рамках теории спиновых флуктуаций в слабых зонных ферромагнетиках [25, 29] или связывать с ферми-жидкостными эффектами [30]. Вблизи температуры магнитного перехода наблюдается отклонение от квадратичной зависимости, и при $T > T_c$ температурная зависимость удельного сопротивления имеет более сложный характер. По оценкам показатель степени уменьшается до значения $\alpha \approx 2/3$ [25], что не согласуется с теоретическим значением $\alpha = 5/3$, полученным в рамках теории спиновых флуктуаций [29].

Анализ производной удельного сопротивления по температуре $\partial\rho/\partial T$ показывает, что при T_c наблюдается выраженная особенность в виде уширенной δ -функции [26] (рисунок 1.4), соответствующая ступеньке на $\rho(T)$ (рисунок 1.3, а). Аналогичная особенность наблюдается на температурной зависимости теплоемкости и коэффициента теплового расширения, которая выглядит как зеркальное отражение $\rho(T)$ [26] (рисунок 1.4). Авторы работы [26] считают, что такое поведение указывает на доминирующий вклад спиновых флуктуаций, определяющих термодинамические и транспортные свойства MnSi в окрестности фазового перехода. Кроме пика при $T = T_c \sim 29$ К на $\partial\rho/\partial T$ отчетливо виден широкий максимум, положение которого совпадает с аномалией коэффициента теплового расширения (рисунок 1.4) [26].

При температуре Кюри, которая в различных работах оценивается как $T_c = 29 \pm 0,5$ К в отсутствие магнитного поля происходит в фазу с геликоидальным магнитным порядком [21, 22, 24, 25, 27, 31, 32]. В магнитном поле $B < B_c(0) \approx 0,7$ Тл

возникает ряд магнитных структур, а выше 0,7 Тл все магнитные моменты выстраиваются вдоль направления поля, образуя так называемую спин-поляризованную фазу.

Анализ имеющихся в литературе данных магнитной восприимчивости моносилицида марганца показывает, что в парамагнитной фазе с хорошей точностью выполняется закон Кюри-Вейсса $\chi = \frac{C}{T - \Theta}$ [16, 22, 33, 34] (рисунок 1.5), причем значения парамагнитной температуры Кюри $\Theta \approx 29-30$ К с экспериментальной точностью совпадают с температурой магнитного упорядочения T_c . Оценка эффективного момента дает величину $\mu_{\text{eff}} \sim 2,2 \pm 0,2 \mu_B/\text{Mn}$ [16, 22, 33, 34], однако в некоторых ранних работах приводится величина $1,4 \mu_B/\text{Mn}$ [21, 23]. Интересно отметить, что расчеты в рамках приближения локальной плотности (LDA) дают существенно заниженное значение магнитного момента марганца, равное $\mu_{\text{eff}} \approx 1,3 \mu_B/\text{Mn}$, причем почти вся спиновая поляризация (97-98%) сосредоточена на ионах марганца [33]. Любопытно, что величина магнитного момента $\mu \approx 1,3 \mu_B/\text{Mn}$ получается для случая $S = 1/2$.

Исследования намагниченности моносилицида марганца показывают, что полевая зависимость $M(B)$ в магнитоупорядоченной фазе при $T < T_c$ близка к линейной в магнитных полях $B < B_c(T)$ и сильно меняется при увеличении магнитного поля. Переход в спин-поляризованную фазу при $B = B_c$ сопровождается резким изломом на кривой $M(B)$. Дальнейшее увеличение магнитного поля сопровождается слабым линейным ростом намагниченности [4, 5, 23, 35, 36] без насыщения в магнитных полях до 50 Тл (рисунок 1.6). Отсутствие насыщения намагниченности является одним из аргументов в пользу модели слабого зонного ферромагнетика [37]. Оценка спонтанной намагниченности в магнитоупорядоченной фазе, полученная путем экстраполяции сильнополевого линейного участка к $H = 0$, дает значения $M_s = 0,4 \pm 0,1 \mu_B/\text{Mn}$ [4, 5, 16, 21-23, 33-36].

В парамагнитной фазе ($T > T_c$) кривые намагниченности монотонно зависят от магнитного поля без выраженных особенностей и также не достигают насыщения (рисунок 1.6) [37]. Несмотря на то, что количественный анализ полевых зависимостей намагниченности в парамагнитной фазе MnSi не проводился, температурные зависимости $M(T, B_0)$ и $\chi(T, B_0)$ были использованы как маркер фазовой границы между парамагнитной и спин-поляризованной фазами [38]. Действительно, в случае MnSi в слабом магнитном поле переход через T_c сопровождается резким снижением намагниченности, в то время как в сильном магнитном поле область перехода размывается и сдвигается в сторону больших температур [37, 38]. Подробное обсуждение структуры магнитной фазовой B - T диаграммы представлено в §1.3.

Выраженную аномалию в окрестности T_c демонстрируют также температурные зависимости магнитосопротивления, амплитуду которого принято рассчитывать как $\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho(B) - \rho(B=0)}{\rho(B=0)}$. По данным исследований [25, 39] магнитосопротивление в MnSi отрицательно, причем на зависимости $-\Delta\rho/\rho(T, B_0)$ наблюдается отчетливый пик в непосредственной окрестности T_c , что, по мнению авторов работ [25, 39], свидетельствует об определяющем влиянии спиновых флуктуаций на удельное сопротивление (рисунок 1.7 а). Однако количественное описание отрицательного магнитосопротивления в сильном магнитном поле в рамках модели зонного магнетизма в настоящее время отсутствует. С другой стороны, недавние результаты исследований электронного парамагнитного резонанса показали, что при $B > 2$ Тл магнитный резонанс MnSi обусловлен возбуждением матрицы локализованных магнитных моментов гейзенберговского типа [1], что не согласуется с общепринятой моделью зонного магнетика.

Анализ полевых зависимостей магнитосопротивления в магнитоупорядоченной фазе MnSi показывает, что диапазон магнитных полей можно разделить на 3 области. Увеличение магнитного поля до $B_1 \approx 0,12$ Тл сопровождается небольшим уменьшением удельного сопротивления, что объясняется перераспределением объема доменов с различными ориентациями спирали (см. также §1.3). Выше $B_2 = 0,62$ Тл все магнитные моменты выстраиваются вдоль поля с образованием спин-поляризованной фазы [13, 25] (рисунок 7, б). В промежуточном диапазоне магнитных полей $B_1 < B < B_2$ поведение магнитосопротивления связывается с формированием однодоменной конической фазы [25]. При температурах ниже 1 К магнитосопротивление слегка растет с увеличением магнитного поля при $B > B_2$. Таким образом, видимый эффект от спиновых флуктуаций резко возрастает с увеличением температуры, причем отрицательное магнитосопротивление полностью доминирует при высоких температурах [13, 25]. Отметим также, что амплитуда магнитосопротивления при $B > B_2$ не зависит от ориентации магнитного поля в пределах погрешности [25].

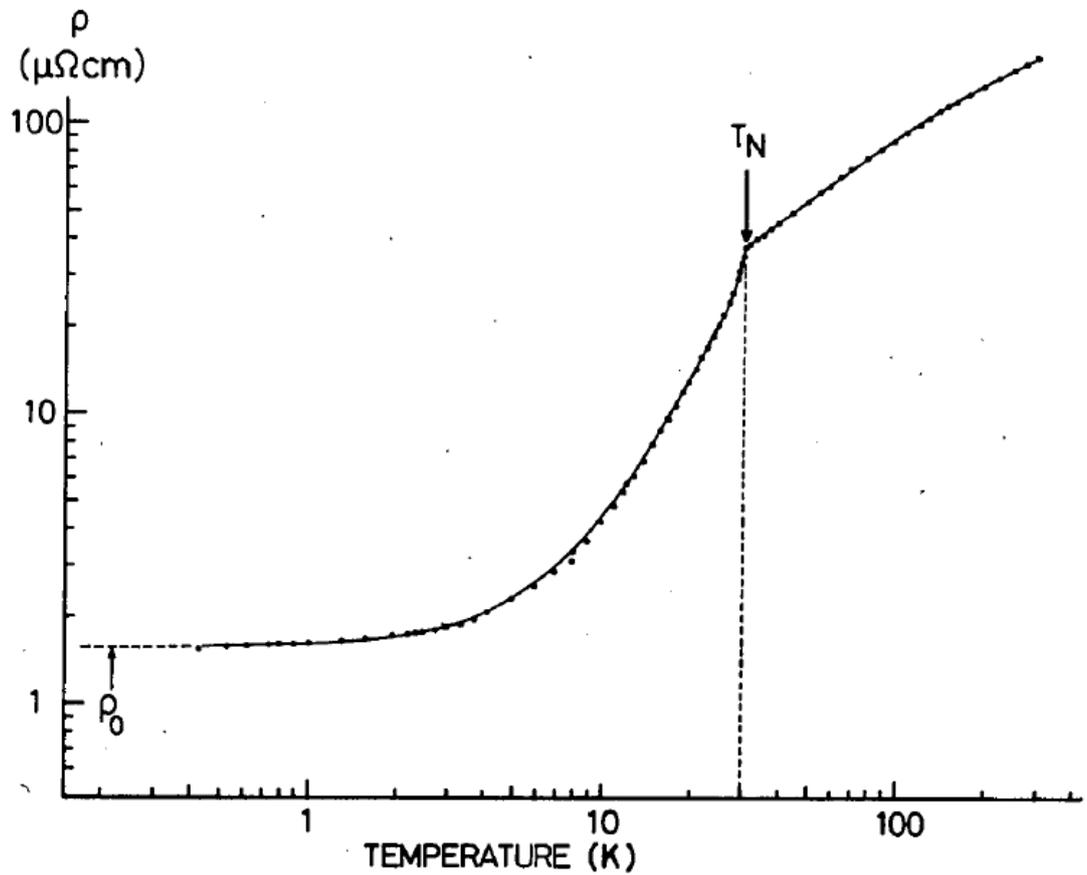


Рисунок 1.2. Температурная зависимость удельного сопротивления MnSi от комнатной температуры до 0,42 К [25]. T_N – температура магнитного упорядочения.

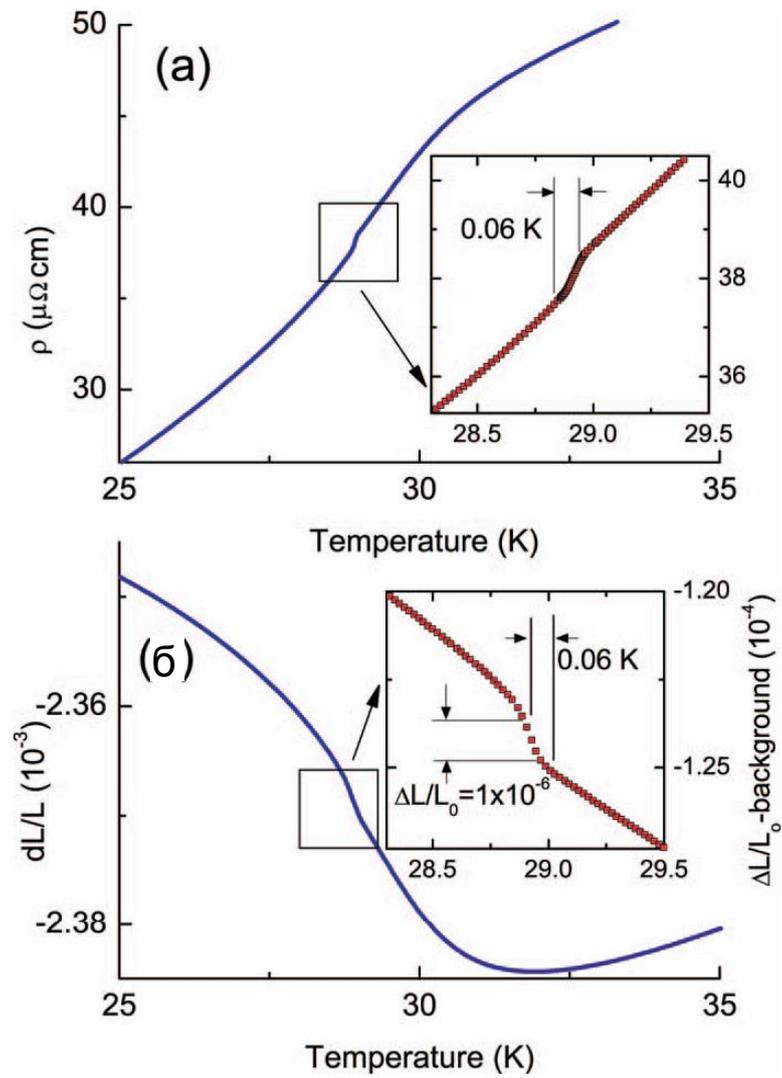


Рисунок 1.3. Изменение сопротивления (а) и относительного удлинения (б) MnSi с температурой [26]. На вставках в увеличенном виде представлены участки с особенностью в виде ступеньки при переходе в магнитоупорядоченное состояние в отсутствие магнитного поля.

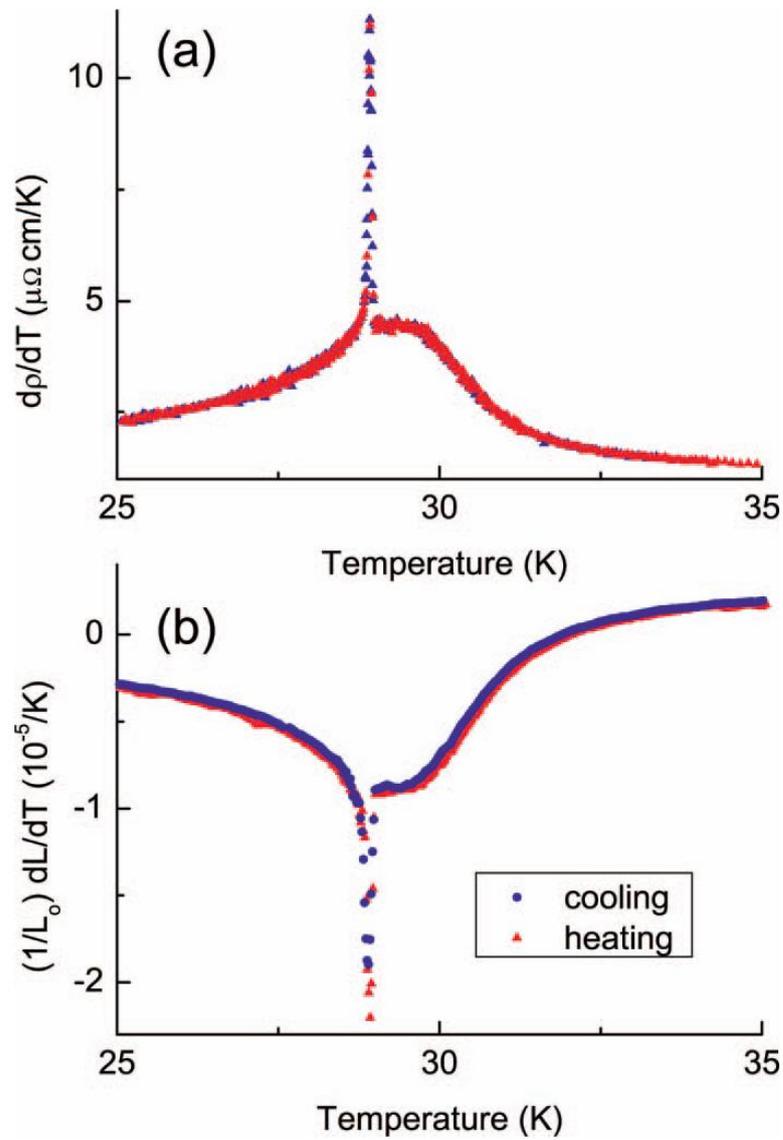


Рисунок 1.4. Температурные зависимости производных удельного сопротивления $\partial\rho/\partial T$ (а) и коэффициента теплового расширения $\partial L/\partial T$ (б) в окрестности магнитного перехода [26].

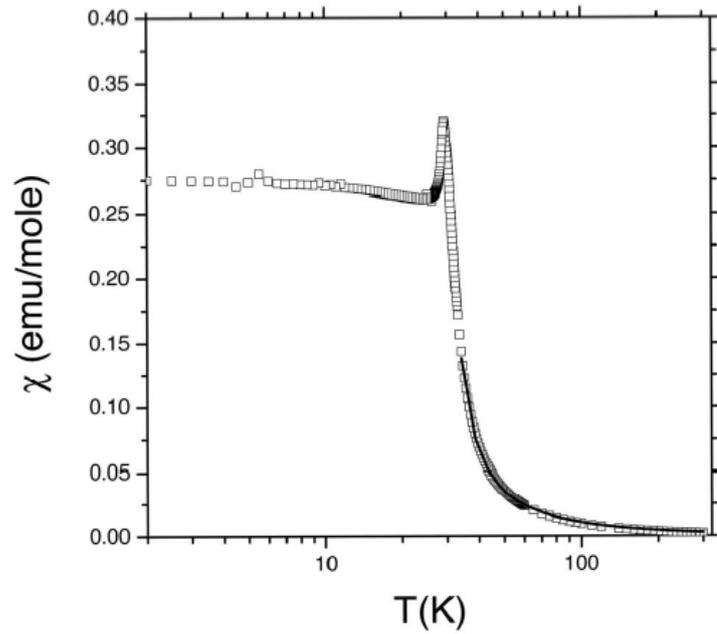


Рисунок 1.5. Температурная зависимость молярной восприимчивости $\chi(T)$ MnSi в магнитном поле $\mu_0 H = 5$ мТл. Закон Кюри-Вейсса с параметрами $\mu_{\text{eff}} = 2,46 \mu_B$ и $\Theta = 29,5$ К показан сплошной линией [33].

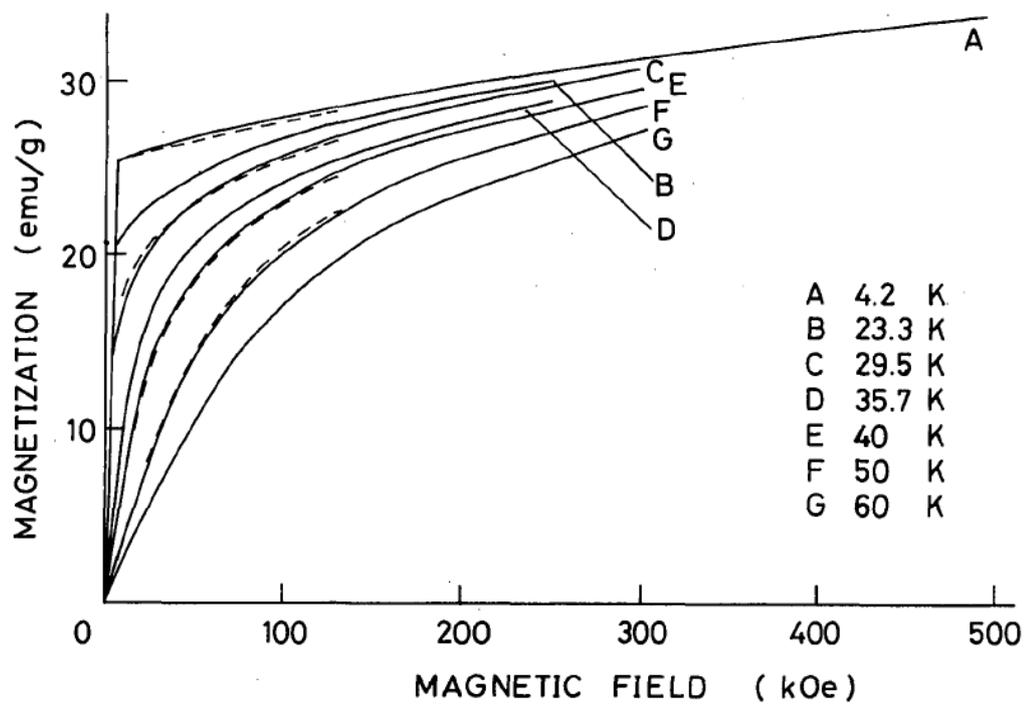


Рисунок 1.6. Полевые зависимости намагниченности MnSi [37].

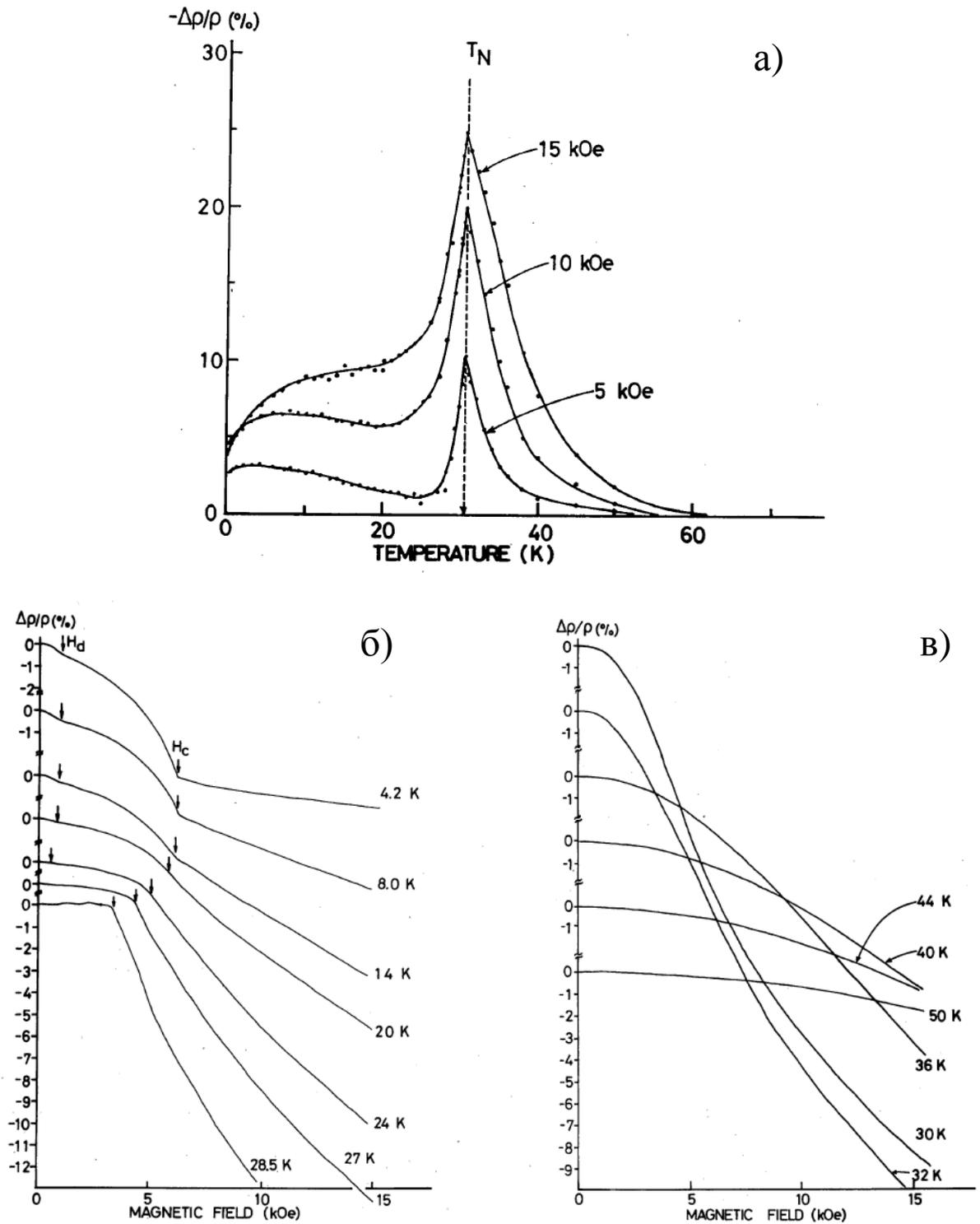


Рисунок 1.7. Температурные (а) и полевые (б, в) зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ в MnSi в магнитном поле до 1,5 Тл [25]. На панели (б) данные для магнитоупорядоченной фазы ($T < T_N$), а на панели (в) – для парамагнитной ($T > T_N$). Стрелками на панели (б) показаны границы перехода в однодоменную коническую фазу H_d и в спин-поляризованную фазу H_c .

§1.3 Магнитная фазовая B - T диаграмма MnSi

Впервые подробное исследование магнитной фазовой B - T диаграммы MnSi было выполнено в экспериментах по магнитному рассеянию нейтронов с использованием спектрометра высокого разрешения, которые показали, что при температурах $T < T_c$ в MnSi возникает геликоидальный магнитный порядок с волновым вектором спирали, ориентированным вдоль кристаллографического направления $\langle 111 \rangle$, и периодом, равным 18 нм [24]. Приложение внешнего магнитного поля приводит к перераспределению относительного вклада магнитных доменов с различной ориентацией вектора спирали, так что в магнитном поле порядка $B \approx 0,15$ Тл в моносилициде марганца возникает однодоменная коническая структура, существование которой было продемонстрировано в работе [24] для $T = 4,2$ К (рисунок 1.8). Более подробное исследование условия формирования однодоменного состояния в MnSi проведено в работе [40]. При дальнейшем увеличении магнитного поля магнитная система в конечном счете переходит в индуцированное полем спин-поляризованное состояние при $B \approx 0,6$ Тл [24, 41]. Совершенно иная по структуре фаза возникает при температурах, близких к T_c . В этом случае, как было установлено по результатам магнитных и ультразвуковых исследований [41], в магнитных полях $B \approx 0,12$ - $0,2$ Тл при температурах от 27 К до T_c существует так называемая А-фаза, магнитная структура которой все еще остается предметом дискуссий. Первоначально считалось, что А-фаза парамагнитна [42], однако эксперименты по нейтронному рассеянию обнаружили существование нетривиального магнитного порядка [43, 44], связанного с возникновением скирмионов – вихревых спиновых структур, что вызвало всплеск интереса к изучению физических свойств в данной узкой области температур и магнитных полей.

Первые идеи о магнитной структуре А-фазы, основанные на нейтронных исследованиях, сводились к утверждению, что волновой вектор магнитной спирали в А-фазе становится перпендикулярным направлению магнитного поля [24]. Однако, недавние нейтронные исследования [2] скорее свидетельствуют в пользу скирмионной природы магнитного порядка в А-фазе. Авторы [2] сообщают о факте наблюдения двумерной решетки скирмионов, которую можно представить как суперпозицию трех спиралей, вектора которых расположены под углом 120° в плоскости, перпендикулярной вектору магнитного поля. Аналогичная структура А-фазы наблюдается и в исследованиях твердых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ [2]. Тем не менее, существующие данные не дают возможности однозначно выяснить, является ли спиновая структура, наблюдаемая в А-

фазе, истинным скирмионным кристаллом [1], или простой суперпозицией магнитных спиралей.

Ввиду разнообразия магнитных структур в слабых магнитных полях при $T < T_c$, область парамагнитной фазы в MnSi в сильном магнитном поле подробно не исследовалась. В известных работах говорится лишь о том, что граница между парамагнитной спин-поляризованной фазами имеет положительный наклон, причем результаты резистивных и магнитных [38, 41] измерений заметно расходятся. При этом, в работе [38] сделано заключение о том, что фазовая граница между парамагнитной и спин-поляризованной фазами MnSi при конечной температуре не является резким переходом, а представляет собой область кроссовера.

При анализе параметров магнитной системы в MnSi следует отметить результаты исследований электронного парамагнитного резонанса, выполненных на частоте 60 ГГц в диапазоне 2-60 К в магнитном поле до 7 Тл. Количественный анализ формы линии ЭПР поглощения позволил авторам [1] определить температурную эволюцию параметров магнитного резонанса (осциллирующую намагниченность, g -фактор и ширину линии), которая не объяснялась в рамках традиционно используемой модели зонного магнетизма [3]. Совокупность полученных в работе [1] данных, включая оценку времени спиновой диффузии, свидетельствует о том, что динамические магнитные свойства MnSi определяются пространственно локализованными магнитными моментами гейзенберговского типа. Вероятно, такое поведение отражает индуцированное магнитным полем подавление спиновых флуктуаций, доминирующих в слабом магнитном поле, что может оказывать влияние на переход между парамагнитной и спин-поляризованной фазами MnSi.

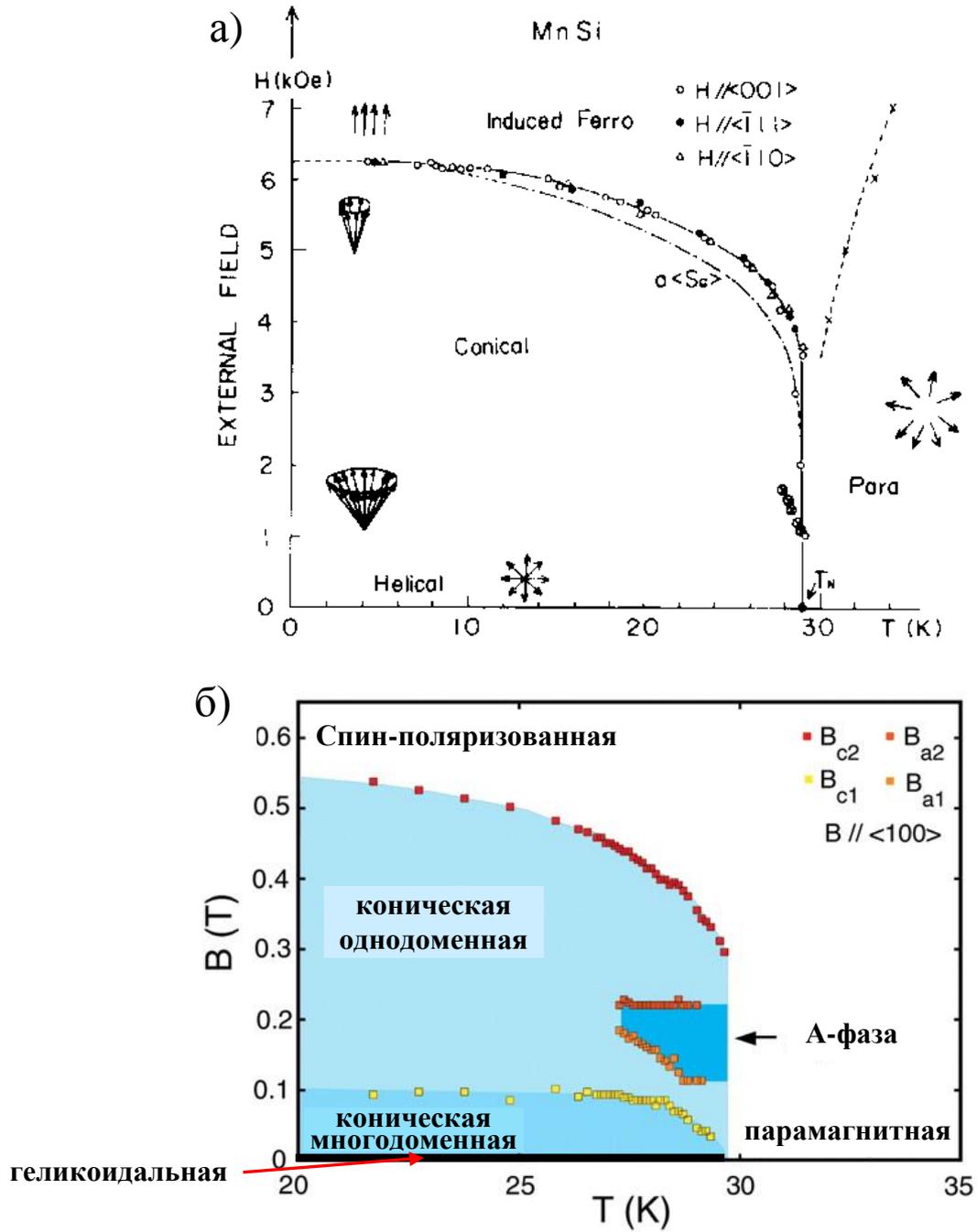


Рисунок 1.8. Магнитная фазовая диаграмма MnSi, полученная в результате исследования поглощения ультразвука [41] (а) и нейтронных исследований [32] (б).

§1.4 Квантовые фазовые переходы в $Mn_{1-x}Fe_xSi$

Скирмионная проблематика не исчерпывает богатства физических явлений, характерного для данного класса магнитных материалов. Не меньший фундаментальный и практический интерес представляют исследования природы квантовых фазовых переходов, которые могут возникать в случае $MnSi$ либо под воздействием высокого давления ($T_c \rightarrow 0$ К при $p_c \approx$) [45], либо при легировании железом [4, 10]. Формально квантовым фазовым переходом является переход вещества из одной стабильной термодинамической фазы в другую при изменении внешних условий, происходящий при отсутствии тепловых флуктуаций, то есть при $T \rightarrow 0$ К [46]. Несмотря на то, что в чистом виде квантовые фазовые переходы наблюдаются только при $T = 0$ К, их влияние на свойства вещества может простираться и на область конечных температур [46-48].

Суть квантового критического перехода удобно рассматривать на примере подавления перехода в магнитоупорядоченное состояние: при приложении давления p зависимость $T_c(p)$ представляет собой непрерывную линию фазового перехода. При увеличении давления температура перехода монотонно уменьшается вплоть до $T = 0$ при достижении критического давления $p = p_c$. Разупорядоченная фаза, возникающая под действием квантовых флуктуаций при $T = 0$ К, является реализацией «квантового» беспорядка, принципиально отличающегося от беспорядка «классического». В частности, в случае магнитного фазового перехода парамагнитная фаза не может рассматриваться как система индивидуальных спинов, флуктуирующих, например, между состояниями «вверх» и «вниз» в реальном времени, а основное состояние квантового парамагнетика описывается единой волновой функцией, являющейся суперпозицией этих состояний и, следовательно, обладает нулевой энтропией [47].

Существование параметра порядка при $T > 0$ К определяется законами квантовой механики, однако именно классические тепловые флуктуации управляют поведением параметра порядка в критической области [47]. Фазовые диаграммы веществ, обладающих квантовой критической точкой, характеризуются областью, соответствующей упорядоченному и квантово-разупорядоченному (квантово-флуктуационному) состояниям вещества, и областью смешанной природы, называемой критической областью [48]. Авторами обзоров [46-48] отмечается, что практически всегда поведение корреляционной функции в первых двух областях соответствует гауссову случаю $\xi \sim |\delta|^{-0.5}$, где ξ – корреляционная длина, а δ – управляющий параметр. В смешанной области вдоль траектории $\delta = 0$ поведение корреляционной функции контролируется исключительно температурой, что говорит об отсутствии каких-либо иных масштабов энергии (например,

характерной обменной энергии $E_{ex} \sim k_B T_c$ в случае классического изотропного ферромагнетика).

В случае квантовых критических переходов в металлических системах, таких как MnSi, энергия Ферми перестает играть роль универсального масштабирующего множителя при описании электронных свойств материалов в квантовой критической области, и соответственно, абсолютная температура принимает на себя роль масштаба энергии. Как следствие, в квантовой критической точке возникает расходимость эффективной массы носителей заряда, определяющая так называемое нефермижидкостное поведение удельного сопротивления с показателем степени α , отличным от 2 ($\rho \sim T^\alpha$, $\alpha \sim 1-1,5$) [45, 49-51]. Возможность исследования квантовых критических явлений и определила интерес к изучению MnSi при высоких давлениях. При атмосферном давлении температура магнитного фазового перехода в MnSi составляет около 29 К [38, 45, 48], однако с увеличением давления температура перехода монотонно уменьшается вплоть до $T = 0$ К при достижении критического давления $p_c \approx 1,4$ ГПа [19, 38, 45, 52]. В квантовой критической области установлено отклонение от фермижидкостного поведения в парамагнитной фазе MnSi [53, 54] и найдено необычное спиновое состояние (частичный порядок) в парамагнитной фазе [55] (рисунок 1.9).

Отметим, что разрушение дальнего порядка в системе при $T = 0$ К может происходить при изменении концентрации примеси, которая, также как и давление, является нетермодинамическим параметром. Таким образом, введение железа в MnSi можно использовать как альтернативный способ получения квантового критического состояния.

Для соединений на основе MnSi теоретические модели предсказывают существование квантовой критической точки, разделяющей фазы со спиральным дальним и ближним магнитными порядками [56, 57]. Фаза с ближним магнитным порядком часто сравнивается в литературе с фазой киральной спиновой жидкости [57]. Нейтронные исследования также указывают на наличие промежуточной фазы в твердых растворах замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$, формирующейся для составов с $x < x^*$ [10], однако в настоящее время вопрос о природе состояния в парамагнитной окрестности температуры Кюри $T_c(x)$ остается предметом дискуссий.

При анализе природы квантовой критичности необходимо корректно рассмотреть гальваномагнитные свойства твердых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$. Температурная зависимость удельного сопротивления в MnSi типична для магнитных металлов [19, 22, 25], в то время как в узкозонном полупроводнике FeSi $\rho(T)$ растет с понижением температуры более чем на 5 порядков [16]. Таким образом, следует ожидать, что с

увеличением концентрации железа абсолютные значения удельного сопротивления в твердых растворах замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ будут возрастать с изменением типа температурной зависимости $\rho(T)$ от металлического к полупроводниковому, а замещение марганца железом в системе $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ приведет к подавлению критической температуры перехода в магнитоупорядоченную фазу. Действительно, для составов $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ с $0 < x < 0,15$ в работе [58] было показано, что остаточное сопротивление сильно растет с увеличением концентрации железа x , однако общая форма кривой $\rho(T)$ в парамагнитной фазе слабо зависела от содержания Fe. Авторами [58] было отмечено также, что в случае $x = 0,05$ и $0,08$ наклон кривых $\rho(T)$ более крутой, чем у остальных составов.

Важно отметить, что для соединений ряда $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ поведение температурной производной удельного сопротивления $\partial\rho/\partial T$ вблизи фазового перехода также как и в случае MnSi [19] схоже с температурными зависимостями теплоемкости и коэффициента теплового расширения [58]. В частности, на температурных зависимостях $\partial\rho/\partial T$ для твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ можно выделить резкий пик и широкое плечо в парамагнитной окрестности точки Кюри. Однако, с увеличением содержания железа переход, сопровождаемый резким пиком производной, наблюдается только для соединений с концентрацией $x \leq 0,08$, а при больших концентрациях область перехода уширяется, и резкий фазовый переход не наблюдается [58].

Магнитная восприимчивость в парамагнитной фазе для $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ с $x \leq 0,12$ подчиняется закону Кюри-Вейсса [4, 59]. Оцененная величина эффективного магнитного момента линейно убывает от значений $\mu_{\text{eff}} \approx 0,39 \mu_B/\text{Mn}$ для $x = 0$ до $\mu_{\text{eff}} \approx 0,07 \mu_B/\text{Mn}$ для $x = 0,16$ [4]. Линейная экстраполяция к $\mu_{\text{eff}} \approx 0$ дает значение критической концентрации $x^* \approx 0,2$ [4]. В работе [59] на основе исследования магнитной восприимчивости и малоуглового рассеяния нейтронов в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ было установлено наличие трех последовательных фазовых переходов. При температуре T_{DM} , отвечающей минимуму на $\partial\chi/\partial T$, наблюдается переход из парамагнитной фазы в состояние с частично киральными флуктуациями, с обратной корреляционной длиной $\kappa^{-1} \approx 2k$ (k – волновой вектор). Самый нижний по температуре переход, соответствующий резкому пику на $\partial\chi/\partial T$, отвечает переходу в геликоидальную фазу при T_c . При промежуточной температуре T_k , отвечающей точке перегиба на $\partial\chi/\partial T$, наблюдается переход в фазу с сильными киральными флуктуациями, где $\kappa^{-1} \approx k$. Такой сценарий проявляется на температурной зависимости $\partial\rho/\partial T$ [59]. При этом, диапазон $T_c - T_{\text{DM}}$ расширяется с ростом концентрации железа x , а T_c убывает быстрее и обращается в ноль в квантовой точке $x^* = 0,15$. Таким образом, исчезновение дальнего магнитного порядка происходит при $x = x^*$, однако данная точка оказывается скрытой внутри флуктуационной фазы [4, 59].

Важно отметить, что оценка температуры магнитного упорядочения, полученная путем традиционного анализа полевых зависимостей намагниченности в координатах Белова-Арротта [4] дает значения T_c бóльшие, чем температура T_c , оцененная по данным магнитной восприимчивости и малоуглового рассеяния нейтронов [59], а концентрации, при которых T_c обращается в ноль, также существенно различаются ($x = 0,2$ и $x = 0,15$, соответственно). Примечательно, что величина T_c из работы [4] в пределах экспериментальной погрешности совпадает со значением верхней температурной границы существования промежуточной фазы в T_{DM} работе [59], что может указывать на различную природу переходов в квантовых критических точках в [4] и [59] (рисунок 1.10).

С экспериментальной точки зрения, наличие квантовой критической точки проявляется в аномалиях удельного сопротивления ρ при $T > 0$ в парамагнитной фазе [47]. Однако, как уже отмечалось, в случае $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ситуация осложняется тем, что со стороны конечных температур квантовая критическая точка оказывается закрытой куполом фазы с ближним магнитным порядком, что делает нетривиальным наблюдение особенностей, свидетельствующих о возникновении квантового критического режима. Таким образом, представляется перспективным исследование магнитных данных, дополненных резистивными измерениями, для восстановления точного вида магнитной фазовой T - x диаграммы твердых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$.

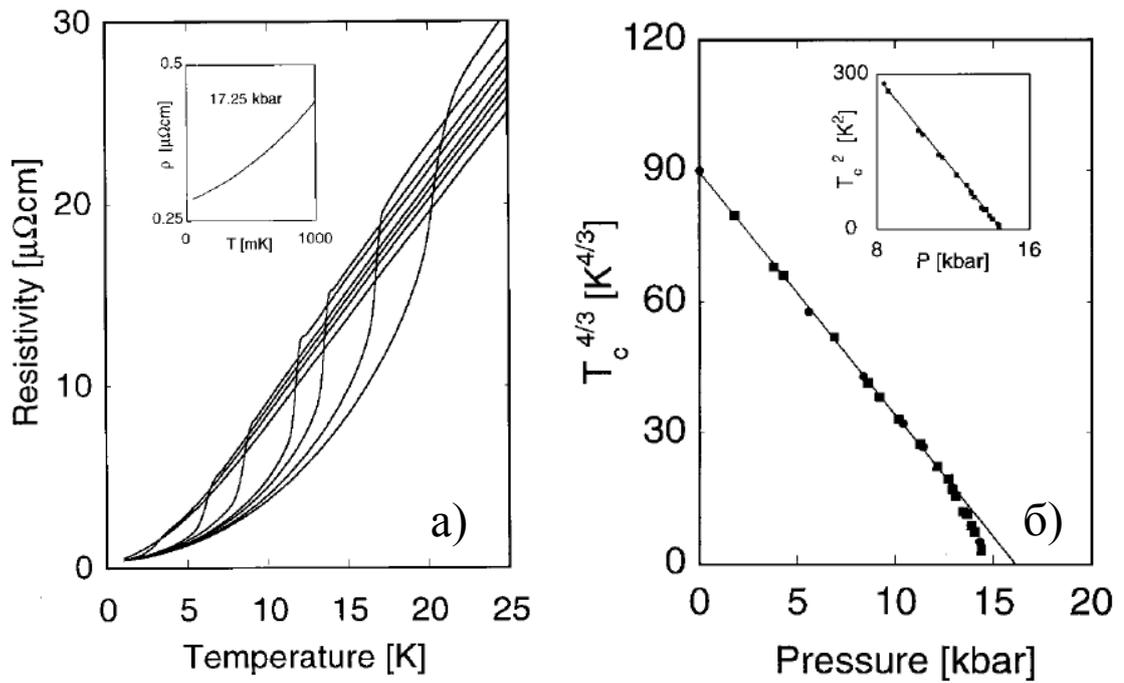


Рисунок 1.9. Подавление температуры перехода в магнитоупорядоченное состояние под давлением в MnSi. На панели (а) приведены температурные зависимости удельного сопротивления при постоянном давлении $\rho(T, p_0)$. На панели (б) показана степенная зависимость температуры перехода от давления $T_c(p)$ [38].

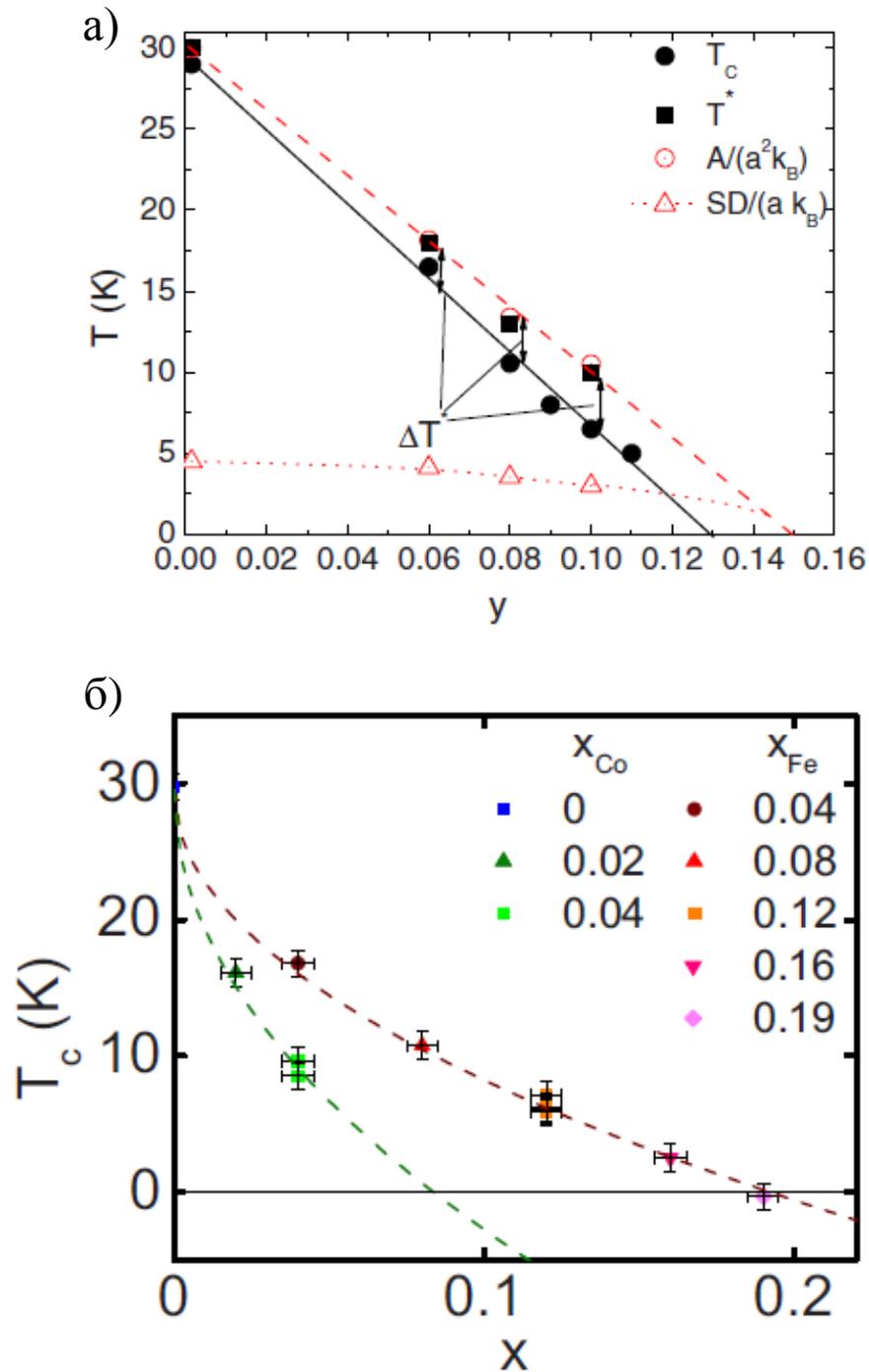


Рисунок 1.10. Подавление температуры перехода в магнитоупорядоченное состояние в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ с ростом концентрации железа. (а) – результаты исследования магнитной восприимчивости и малоуглового рассеяния нейтронов [10], (б) – результаты исследования намагниченности в координатах Белова-Арротта [4].

§1.5 Эффект Холла в MnSi и Mn_{1-x}Fe_xSi

Поскольку в квантовой критической точке следует ожидать изменения топологии поверхности Ферми [60], важным инструментом для выяснения природы квантовой критичности и анализа электронной подсистемы является исследование эффекта Холла.

В работе [61] было впервые показано, что в магнитных материалах эффект Холла состоит из двух вкладов: нормального, пропорционального магнитному полю B , и аномального, пропорционального намагниченности M . Для описания эффекта Холла в магнитных материалах обычно используют выражение:

$$\rho_{xy} = R_H B + \rho_{xy}^a, \quad (1.1)$$

где R_H – нормальный коэффициент Холла, B - магнитное поле и ρ_{xy}^a – аномальное холловское сопротивление. При этом, в зависимости от конкретного механизма, аномальный эффект Холла принято представлять в виде $\rho_{xy}^a = S_1 \cdot \rho M$ [62] или $\rho_{xy}^a = S_2 \cdot \rho^2 M$ [63, 64] (S_1, S_2 – некоторые постоянные величины), что отвечает асимметричному рассеянию носителей заряда на магнитных примесях ($\rho_{xy}^a \sim \rho$, (*skew scattering*)) или квантовым эффектам, связанным с боковым смещением волновой функции электронов ($\rho_{xy}^a \sim \rho^2$, боковой скачок (*side jumping*)), соответственно [13, 65, 66, 15]. В такой ситуации сильная температурная зависимость ρ_{xy} в парамагнитной и магнитоупорядоченной фазах обычно определяется аномальным вкладом в (1.1). Таким образом, для корректного разделения вкладов в эффект Холла необходимо определить доминирующий механизм рассеяния носителей заряда.

Анализ литературы показывает, что в MnSi не удается найти единый подход к разделению вкладов в эффект Холла. В частности, величина нормального коэффициента Холла R_H при $T = 4,2$ К варьируется от $R_H = -7 \cdot 10^{-5}$ см³/Кл [65] до $R_H = -1,7 \cdot 10^{-4}$ см³/Кл [15]. Неопределенность в значении R_H не позволяет получить достоверную информацию о параметрах электронной структуры и механизмов рассеяния носителей заряда. Кроме того, не установлена роль корреляционных эффектов в магнитной и парамагнитной фазах в системе Mn_{1-x}Fe_xSi, которые могут оказывать влияние на процессы магнитного рассеяния носителей заряда [14, 67].

Стандартная процедура разделения нормального и аномального вкладов в эффект Холла заключается в аппроксимации полевых зависимостей холловского сопротивления выражением (1.1) с конкретной асимптотикой аномального эффекта Холла [11, 13]. В

магнитоупорядоченной фазе MnSi можно выделить аномальное холловское сопротивление, пропорциональное квадрату удельного сопротивления $\rho_{xy}^a = S_2 \cdot \rho^2 M$ с $S_2 = \text{const}(T)$ [11]. Интересно отметить, что в А-фазе MnSi за счет разницы фаз Берри, возникающей при движении электронов с различным направлением спина в скирмионной решетке, наблюдается топологический эффект Холла. Амплитуда топологического эффекта Холла зависит от степени спиновой поляризации зоны проводимости, нормального коэффициента Холла и эффективного магнитного поля скирмиона [4]. Подробно топологический эффект Холла в монокристаллах и тонких пленках MnSi исследовался в работах [14, 15, 65, 68-70].

Однако, в парамагнитной фазе MnSi полевые зависимости $\rho_{xy}(B, T_0)$ не описываются суммой нормального и аномального эффекта Холла (см. рисунок 11, а-в) в слабом магнитном поле [11, 13]. Для описания аномального эффекта Холла в работе [13] была предложена зависимость $\rho_{xy}^a = S_2 \cdot \rho^2 M^{1.5}$ (рисунок 11, г), однако данное выражение не имеет явного физического смысла и не позволяет извлечь информацию о механизмах рассеяния носителей заряда в парамагнитной фазе MnSi.

В случае твердых растворах замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ в литературе имеется всего две работы по исследованию эффекта Холла в монокристаллах [14] и тонких пленках [70]. Как и в случае MnSi, в диапазоне концентраций железа, отвечающих составам с дальним спиральным магнитным порядком ($x < x^*$), наряду с нормальным эффектом Холла наблюдаются вклады аномального и топологического вкладов в эффекта Холла. Авторами [14] установлено, что аномальный и топологический эффекты Холла меняют знак при малых концентрациях железа, слегка отличающихся для каждого вклада. Инверсия знака аномального эффекта Холла происходит между составами с концентрациями железа $x = 0,04$ и $x = 0,06$, а топологический эффект Холла меняет знак при меньших концентрациях, $x < 0,04$. Аномальный вклад в эффект Холла уменьшается с ростом концентрации растворенного железа и становится сравнимым по величине с намагниченностью, в то время как величина топологического эффекта Холла растет по мере замещения марганца железом и превышает значение ρ_{xy}^t для чистого MnSi на порядок. Ввиду больших значений аномального и топологического вкладов в эффект Холла, авторами работы [14] был сделан пессимистичный вывод о невозможности количественной оценки нормального эффекта Холла при низких температурах и слабых магнитных полях.

Таким образом, выполненный анализ литературных данных позволяет сформулировать ряд актуальных научных задач, включающих:

1. Анализ структуры магнитных фазовых B - T и T - x диаграмм в ряду $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($0 \leq x < 0,3$) при гелиевых и промежуточных температурах в магнитном поле до 8 Тл;
2. Выяснение характера взаимосвязи между ориентацией магнитного поля относительно осей кристалла и структурой магнитных фаз в MnSi ;
3. Идентификация природы квантового критического поведения в системе $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x < 0,3$) и механизмов, приводящих к возникновению двух квантовых критических переходов;
4. Разделение вкладов в эффект Холла и оценка эффективных параметров носителей заряда в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($0 \leq x < 0,3$).

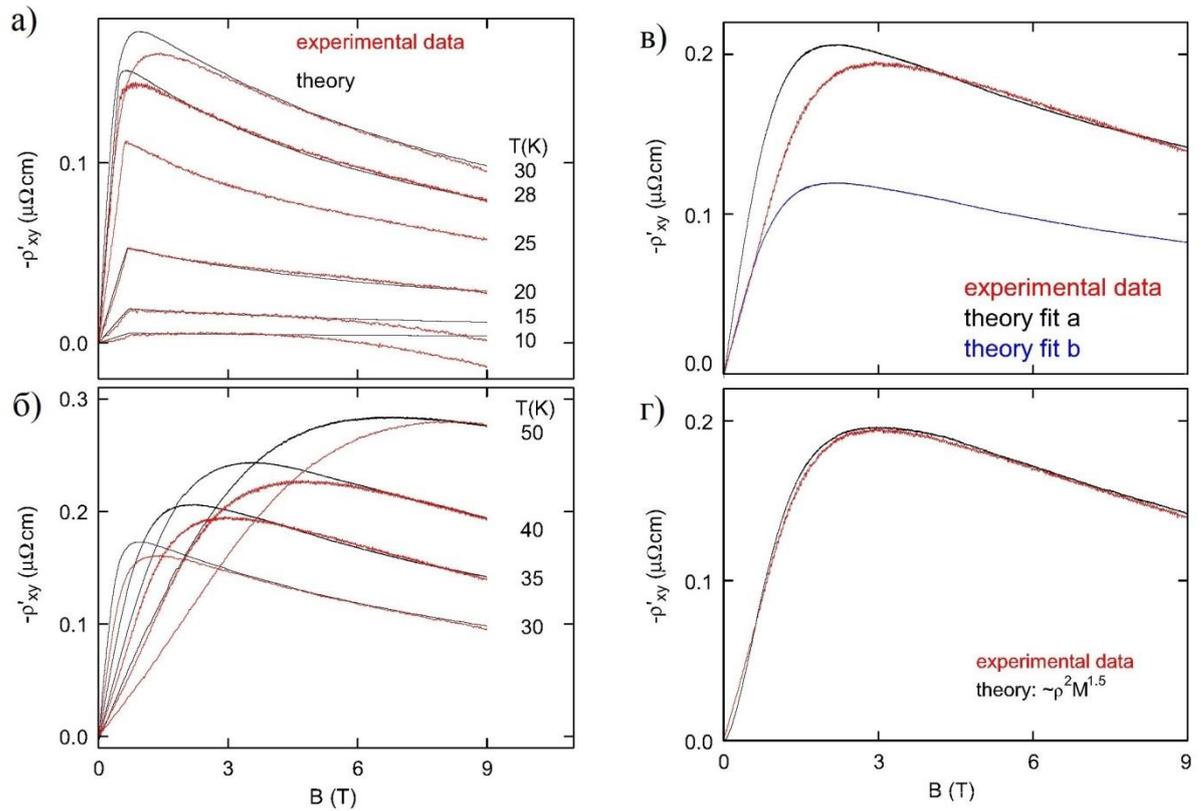


Рисунок 11. Полевые зависимости аномального эффекта Холла в магнитоупорядоченной фазе (а) и парамагнитной (б) фазах [13]. На панелях (в) и (г) приведено аномальное холловское сопротивление при $T = 35$ К. Цветными линиями на рисунке показаны результаты аппроксимации теоретическими зависимостями (см. текст).

Глава 2 Методика эксперимента

§2.1 Подготовка объектов исследования

Исследуемые в настоящей работе монокристаллические образцы моносилицида марганца $MnSi$ и твердых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ были выращены методом Чохральского сотрудниками Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова (ПИЯФ). По методу Чохральского растущий кристалл вытягивается вверх на затравку монокристалла из ванны с расплавом. Нагрев зоны роста кристалла обычно осуществляют при помощи СВЧ излучения. Для снятия возникающих напряжений используют дополнительную печь, в которой выращиваемый кристалл отжигается.

Характеризация образцов твердых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ проводилась методом микрозондового анализа в Аналитическом центре коллективного пользования РАН. Измерения проводились на сканирующем электронном микроскопе JSM-5910LV (производство компании JEOL) с аналитической системой INCA ENERGY (производство компании OXFORD INSTRUMENTS). Данные о соответствии реальной и номинальной концентрациях растворенного железа, а также об отклонении содержания кремния от стехиометрического представлены в таблице 2.1 и на рисунке 2.1. Из данных таблицы 2.1 видно, что соотношение концентраций кремния и переходных металлов практически соответствует стехиометрическому с экспериментальной погрешностью, в то время как реальная концентрация растворенного железа сильно отличается от номинальной для составов с $x > 0,11$. Данные о реальной концентрации железа в твердом растворе учитывались при дальнейшем обсуждении экспериментальных данных.

Химический анализ $MnSi$ не проводился из-за отсутствия достаточного количества образцов. Контроль качества монокристалла $MnSi$ осуществлялся по значению критической температуры перехода в магнитоупорядоченное состояние.

Определения блочности монокристаллов и их ориентация проводились на дифрактометре Bruker в Научном центре лазерных материалов и технологий ИОФ РАН. Рентгенографические исследования показали, что твердые растворы замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ с концентрациями $x \leq 0,11$ являются моноблочными кристаллами.

Подготовка образцов к транспортным и магнитным исследованиям включала резку на электроэрозионном станке проволочного типа и последующую шлифовку образца на алмазном порошке с размером зерна 7-10 мкм до размеров $\sim 0,5*0,6*3$ мм для транспортных и $\sim 3*3*6$ мм для магнитных измерений. При этом особое внимание уделялось удалению приповерхностного слоя, нарушенного в результате

электроэрозионной обработки. После шлифовки применялось химическое травление поверхности образца в течении 2 минут в растворе смеси глицерина, соляной, плавиковой и азотной кислот $C_3H_5(OH)_3 : HCl : HF : HNO_3$ в пропорции 8:5:5:2. Травление позволило устранить дефекты поверхности, созданные при механической обработке. Размеры и вес образцов измерялись при помощи оптического микроскопа МБС-10 и аналитических весов с погрешностью измерений 0,01 мм и 0,1 мг, соответственно.

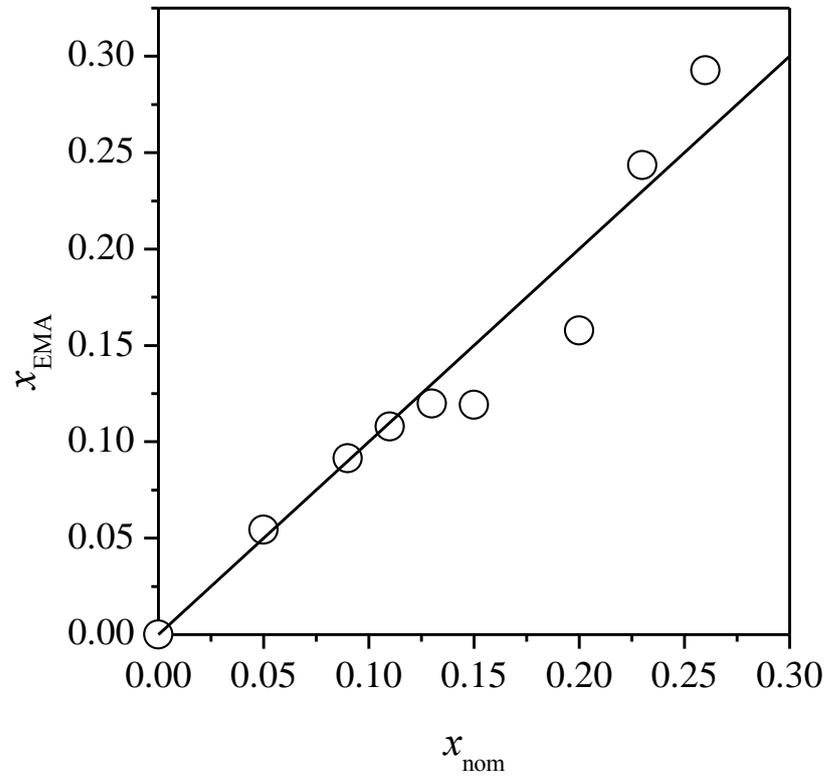


Рисунок 2.1 – Зависимость концентрации железа в твердых растворах замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, определенной по данным электронного микросондового анализа, от номинального состава. Сплошная линия отвечает зависимости $x_{\text{EMA}} = x_{\text{nom}}$

Таблица 2.1 – Химический состав твердых растворов замещения Mn(Fe)Si, определенный по результатам рентгеновского микрозондового анализа при расчетах в рамках структурной формулы $(\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x)_{1+y}\text{Si}_{1-y}$

Номинальная концентрация железа $x_{\text{ном}}$	Реальная концентрация железа x_{EMA}	Отклонение от стехиометрии y
0,05	$0,0544 \pm 0,0019$	$0,014 \pm 0,006$
0,09	$0,0914 \pm 0,0028$	$0,012 \pm 0,002$
0,11	$0,108 \pm 0,0015$	$0,012 \pm 0,002$
0,15	$0,1192 \pm 0,0028$	$0,025 \pm 0,0038$
0,16	$0,1940 \pm 0,0064$	$0,037 \pm 0,0059$
0,20	$0,1577 \pm 0,0039$	$0,115 \pm 0,009$
0,23	$0,2436 \pm 0,002$	$0,012 \pm 0,0039$
0,26	$0,2927 \pm 0,0066$	$0,022 \pm 0,0028$

§2.2 Установка для исследования гальваномагнитных свойств

Измерения транспортных свойств исследуемых в работе монокристаллических образцов проводились на экспериментальной установке «Гальваномагнитные характеристики» отдела низких температур и криогенной техники ИОФ РАН. Экспериментальная установка включает в себя криостат со сверхпроводящим соленоидом, измерительные вставки с ячейками для монтажа образцов и датчиками, позволяющими контролировать значения управляющих параметров (температура и магнитное поле), двустенную ампулу для регулировки температуры, модуль управления и регистрации данных, а также сеть для сбора гелия и вакуумные коммуникации. Блок-схема установки приведена на рисунке 2.2.

Магнитное поле создавалось при помощи сверхпроводящего соленоида, с коэффициентом поля 0,131 Тл/А и критическим током $I_{кр} = 65$ А, таким образом, критическое поле было равно 8,5 Тл. Во время работы максимальное магнитное поле не превышало 8,2 Тл для стабильной работы сверхпроводящего соленоида и во избежание его перехода в нормальное состояние. Для управления магнитным полем применялись стабилизированные источники тока сверхпроводящего магнита SMPS-100 производства компании КРИОТЭЛ (максимальный выходной ток 105 А), обеспечивающие необходимые скорости развертки тока через соленоид (от 0,05 А/мин до 6 А/мин) и точность стабилизации тока на уровне ± 5 мА.

Исследования гальваномагнитных характеристик исследуемых образцов проводились на вставках двух типов, позволяющих реализовать различные режимы измерений. Вставка первого типа имеет неподвижную ячейку с сапфировым столиком толщиной 0,5–1 мм, на который монтируется образец, а с противоположной стороны прикреплен датчик температуры CERNOX CX-1050-SD. Для измерения магнитного поля к сапфировой площадке на эту же плоскость медного столика клеится преобразователь Холла ПХ ФТТ7.003.00.000 (магнитная чувствительность 50 мкВ/мТл при номинальном токе питания 100 мА, интервал рабочих температур 1,5–373 К). Вся площадка располагается на медной цилиндрической ячейке с нагревателем, номинальное сопротивление которого составляет 29 Ом, намотанным бифилярно из изолированной константановой проволоки и позволяющим эффективно регулировать температуру. Для минимизации градиента температур в окрестности образца на измерительную ячейку при помощи резьбового соединения монтируется тепловой экран из меди.

Существенным отличием вставки второго типа является возможность изменять ориентацию образца относительно магнитного поля. В этом случае сапфировая пластина,

на которой размещены датчики и образец, при помощи клея БФ-4 фиксируется на вращающемся столике, положением которого управляет расположенный в теплой зоне шаговый двигатель. Для измерений использовался шаговый двигатель с дискретностью по углу $1,8^\circ$. Сам столик вращается в цилиндрическом отверстии в низкотемпературной ячейке, при этом конструкция столика предусматривает две цилиндрические поверхности, образующие подшипники скольжения, которые исключают неконтролируемый поворот оси вращения столика относительно перпендикулярной ей вертикальной оси вставки. Контроль положения образца в магнитном поле осуществляется при помощи датчика Холла, смонтированного на вращающийся столик.

Для эффективной регулировки температуры в ходе эксперимента применялась двустенная ампула, состоящая из двух соосных тонкостенных трубок из нержавеющей стали, между которыми обеспечивается вакуум для тепловой изоляции. Регулировка температуры в двустенной ампуле, находящейся в криостате с жидким гелием, осуществляется за счет уменьшения давления паров гелия во внутреннем объеме. При этом холодный газ или жидкий гелий поступают из криогенной зоны через капилляр со скоростью, определяемой параметрами капилляра и разностью давлений в криостате и в ампуле. Указанная конструкция позволяет проводить измерения гальваномагнитных характеристик, варьируя температуру образца в диапазоне 1,8–300 К.

Для изготовления контактов к образцам использовалась медная проволока, дополнительно протравленная в водном растворе медного купороса $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ для уменьшения поперечного сечения контакта и минимизации механических напряжений, возникающих при криогенных температурах вследствие разницы температурных коэффициентов расширения различных материалов измерительной ячейки. Провода токовых контактов подпаивались к образцу с использованием припоя ПОС-60. Во избежание влияния эффектов, связанных с переходом сплава олово-свинец в сверхпроводящее состояние при $T_C \sim 6,8$ К, потенциальные провода крепились к образцу точечной сваркой электроискровым методом. Указанная процедура позволяла получать надежные электрические контакты к образцам.

Одновременное измерение поперечного магнитосопротивления и ЭДС Холла проводилось по стандартной шестиконтактной схеме [71], предусматривающей два токовых, два потенциальных и два холловских контакта. Через образец пропусклся постоянный ток I и регистрировались разности потенциалов между потенциальными контактами вдоль направления тока U_p , и в направлении, перпендикулярном направлению тока, U_H . Во избежание вклада паразитных эдс, связанных с возможными градиентами температур и электрическими наводками в измерительных цепях, измерения удельного и

холловского сопротивлений проводились в режиме коммутации тока через образец. Удельное сопротивление образца вычислялось по формуле

$$\rho = \frac{U_p \cdot b \cdot d}{I \cdot l}, \quad (2.1)$$

где l – расстояние между потенциальными контактами, а b и d – ширина и толщина образца, соответственно. Для вычисления холловского сопротивления измерялась разность потенциалов между холловскими контактами в положительном ($U_H(H+)$) и отрицательном ($U_H(H-)$) магнитном поле. Результирующее холловское сопротивление вычислялось по формуле

$$\rho_{xy} = \frac{[U_H(H+) - U_H(H-)] \cdot d}{2I}. \quad (2.2)$$

Напряжения с пар потенциальных и холловских контактов измерялись при помощи двух нановольметров Keithley 2182 (предельное разрешение по напряжению 1 нВ на шкале 10 мВ), величина тока через образец контролировалась при помощи мультиметра Keithley 2010 (разрешение по току 1 нА на шкале 10 мА). Постоянное значение измерительного тока задавалось прецизионным источником тока Keithley 6220 (диапазон мгновенных значений токов от 0,1 пА до 105 мА). Величина тока через образец подбиралась таким образом, чтобы исключить возможный перегрев образца при гелиевых и промежуточных температурах.

Для прецизионного измерения и стабилизации температуры образца в криогенной зоне использовался температурный контроллер КРИОТЭЛ ТС-1,5/300 (время отклика 1 мс, стабилизированное напряжение на термометре сопротивления 10–100 мВ, максимальная мощность в канале управления 30 Вт, максимальный управляющий ток 1 А). Точность стабилизации температуры при работе с термометром сопротивления CERNOX–1050 варьировалась от 1 мК в диапазоне температур 1,8–40 К до 0,03 К при температурах выше 150 К. Для измерения сигнала с датчика Холла использовался мультиметр Keithley 2000 (предельное разрешение по напряжению 0,1 мкВ на шкале 100 мВ), управляющий ток через датчик Холла (~3 мА) задавался при помощи стабилизированного источника тока. В работе использовался преобразователь Холла с магнитной чувствительностью 50 мкВ/Тл при токе 100 мА. Положение вала шагового двигателя на вставке с вращающимся столиком изменялось при помощи контроллера

шагового двигателя КРИОТЭЛ SM-01, обеспечивающего возможность ручного и компьютерного управления положением образца в магнитном поле. Для считывания показаний приборов и управление параметрами эксперимента коммутационное устройство, измерительные приборы и контроллеры были соединены с компьютером через последовательные интерфейсы RS-232. Уменьшение влияния внешних электромагнитных наводок достигалось за счет экранирования соединительных кабелей и проводов отдельных блоков и приборов модуля управления и регистрации данных. Собранный информация с приборов и блоков, используемых для регистрации сигналов и управления параметрами низкотемпературного эксперимента, поступала на персональный компьютер (PC), где обрабатывалась экспериментальной программой и записывалась в файл.

Уровень гелия измерялся с помощью уровнемера оригинальной конструкции. В качестве датчика применялся сверхпроводящий датчик уровня гелия фирмы American Magnetics. Описанная выше экспериментальная установка позволила выполнить измерения значений сопротивления исследуемых образцов с относительной погрешностью 0,01–0,1 %. Точность измерения магнитного поля составила $\pm 0,1$ мТл, температура ячейки с образцом измерялась с точностью до 1 мК в интервале температур 1,8–50 К и до 0,01 К в диапазоне выше 50 К. Абсолютная погрешность измерений величин удельного и холловского сопротивлений определялась конечным размером потенциальных и холловских контактов, варьировавшимся в пределах от 100 до 200 мкм. Таким образом, суммарная ошибка в определении абсолютной величины измеренных гальваномагнитных характеристик составила 1–5 % в зависимости от конкретного образца. Величина магнитного поля измерялась мультиметром Keithley 2010 по напряжению на датчике Холла при фиксированном токе $I_0 = 3,6$ мА.

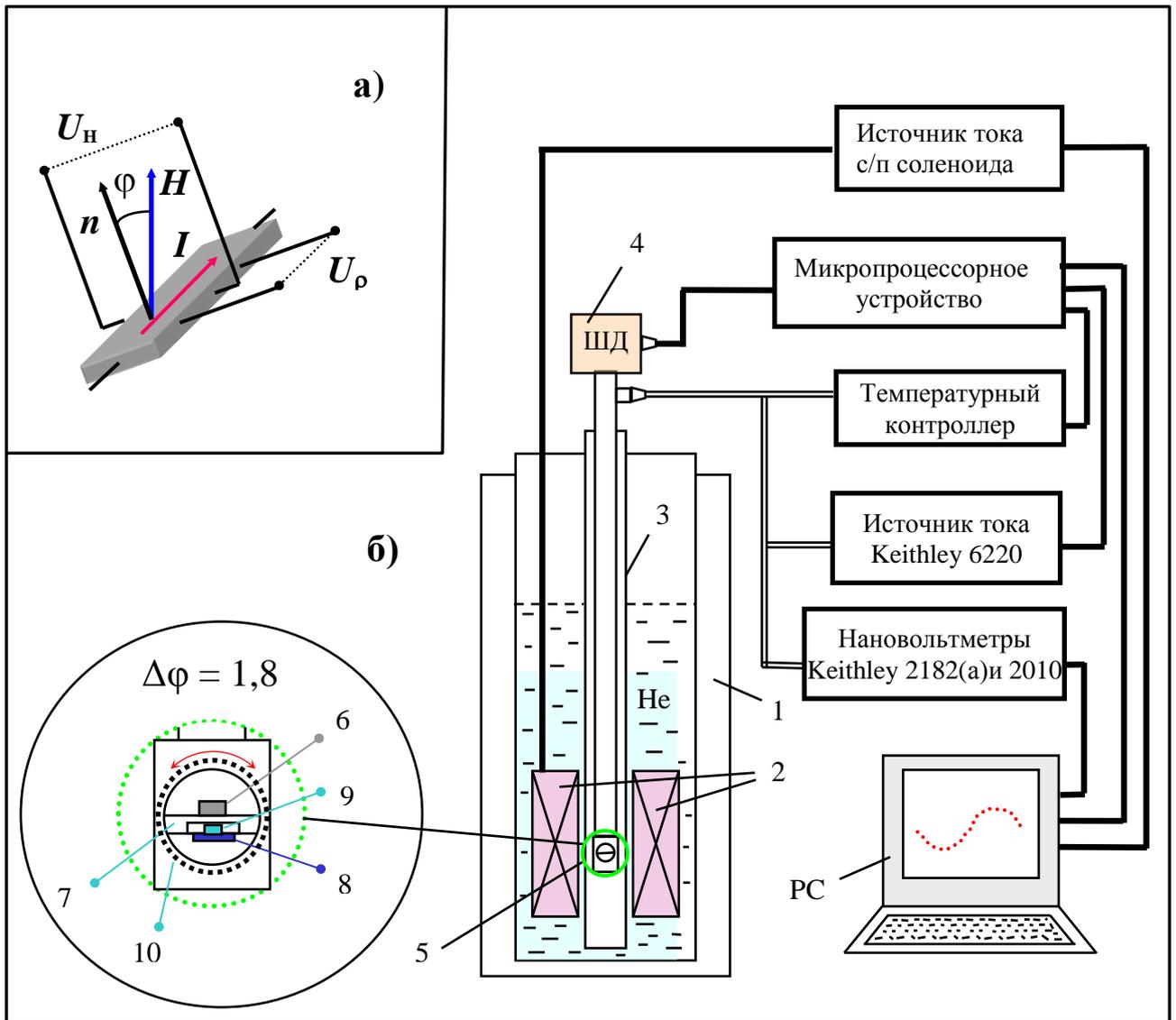


Рисунок 2.2. Блок-схема установки для измерений гальваномагнитных характеристик: 1 – криостат, 2 – сверхпроводящий магнит, 3 – двустенная ампула, 4 – шаговый двигатель, PC – персональный компьютер. Вставка *a* – схема эксперимента и геометрия расположения контактов к образцу: ось вращения направлена вдоль измерительного тока \mathbf{I} ; угол поворота $\angle\varphi = \angle(\mathbf{n}, \mathbf{H})$; \mathbf{H} – вектор напряженности магнитного поля; \mathbf{n} – вектор нормали к поверхности образца. Вставка *b* – низкотемпературная ячейка вращения (5) с образцом: 6 – образец, 7 – столик, 8 – датчик Холла, 9 – термометр сопротивления, 10 – нагреватель. В случае вставки со статичной измерительной ячейкой расположение 6-10 такое же, а столик 7 перпендикулярен оси измерительной вставки (случай $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ на вставке *a*).

§2.3 Особенности измерения гальваномагнитных свойств в ячейке с вращением образца в магнитном поле

Как упоминалось в предыдущем параграфе, для исключения магнеторезистивного вклада в эффект Холла, вызванного асимметричным расположением холловских контактов, требуется измерение холловского сопротивления для двух различных направлений магнитного поля. Такая схема измерений требует длительной стабилизации температуры, что вносит дополнительную ошибку при случайных отклонениях температуры от заданных значений. В частности, в работе [25] сообщалось о наличии гистерезиса на полевых зависимостях магнитосопротивления, однако прецизионные измерения показали, что гистерезис является экспериментальным артефактом и появляется при отклонении от заданной температуры уже на 3 мК. На рисунке 2.3 приведены полевые зависимости удельного сопротивления MnSi до и после корректировки ухода температуры. Как видно из рисунка 2.3а, точность измерений особенно видна в слабых магнитных полях, где, наряду с температурным фактором, дополнительную ошибку вносит малый сигнал с измерительных контактов. Проблема прецизионных измерений разрешается использованием второго типа измерительной вставки (с вращающейся измерительной ячейкой).

В схеме с вращением образца в магнитном поле измерение гальваномагнитных характеристик происходит при фиксированных значениях температуры и магнитного поля. Образец поворачивается на заданный угол в плоскости, перпендикулярной длинной оси образца, совпадающей с направлением измерительного тока, причем в каждом фиксированном положении проводится измерение ρ и ρ_{xy} . Временной интервал между поворотами и измерением сигналов достаточен для стабилизации температуры, поэтому измерения проводятся при стационарных условиях, что позволяет уменьшить погрешности, связанные с отклонением температуры вследствие изменения условий теплообмена при развертке магнитного поля. Геометрия эксперимента, в которой ось вращения совпадает с направлением тока, позволяет исключить паразитные вклады от продольного магнитосопротивления и планарного эффекта Холла. Зависимость холловского сопротивления от угла между направлением поля и нормалью к верхней грани φ описывается выражением:

$$\rho_{xy}(\varphi) = \rho_{xy}(0) + \rho_{xy} \cdot \cos(\varphi), \quad (2.3)$$

где $\rho_{xy}(0)$ – вклад магнитосопротивления, связанный с неэквипотенциальностью

холловских контактов. Одновременное измерение поперечного магнитосопротивления $\rho(\varphi)$ позволяет скорректировать угловые зависимости холловского сопротивления следующим образом:

$$\rho'_{xy}(\varphi) = \rho_{xy}(\varphi) - \frac{\rho_{xy}(0)}{\rho(0)} \rho(\varphi). \quad (2.4)$$

В качестве примера на рисунке 2.4 приведены экспериментальные данные $\rho_{xy}(\varphi, H_0, T_0)$ и $\rho(\varphi, H_0, T_0)$, полученные при измерении угловых зависимостей холловского и удельного сопротивления MnSi при $T = 31$ К в магнитном поле $\mu_0 H_0 = 0,31$ Тл, а также скорректированная зависимость $\rho'_{xy}(\varphi, H_0, T_0)$

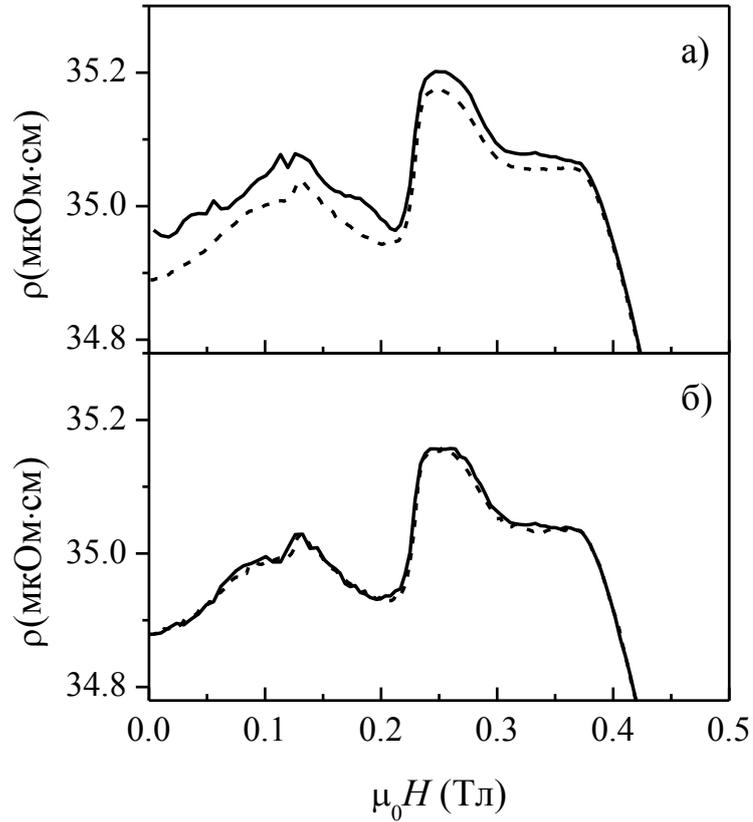


Рисунок 2.3 Полевые зависимости удельного сопротивления $\rho(H)$, измеренные при $T_0 = 28,7$ К при $\mathbf{H} \parallel [001]$. Сплошной линией показана зависимость, измеренная при вводе магнитного поля, пунктирной – при выводе. На панели (а) представлены экспериментальные данные. Отклонение от T_0 в слабом магнитном поле достигает 6 мК. На панели (б) представлены те же кривые, но с корректировкой отклонения температуры.

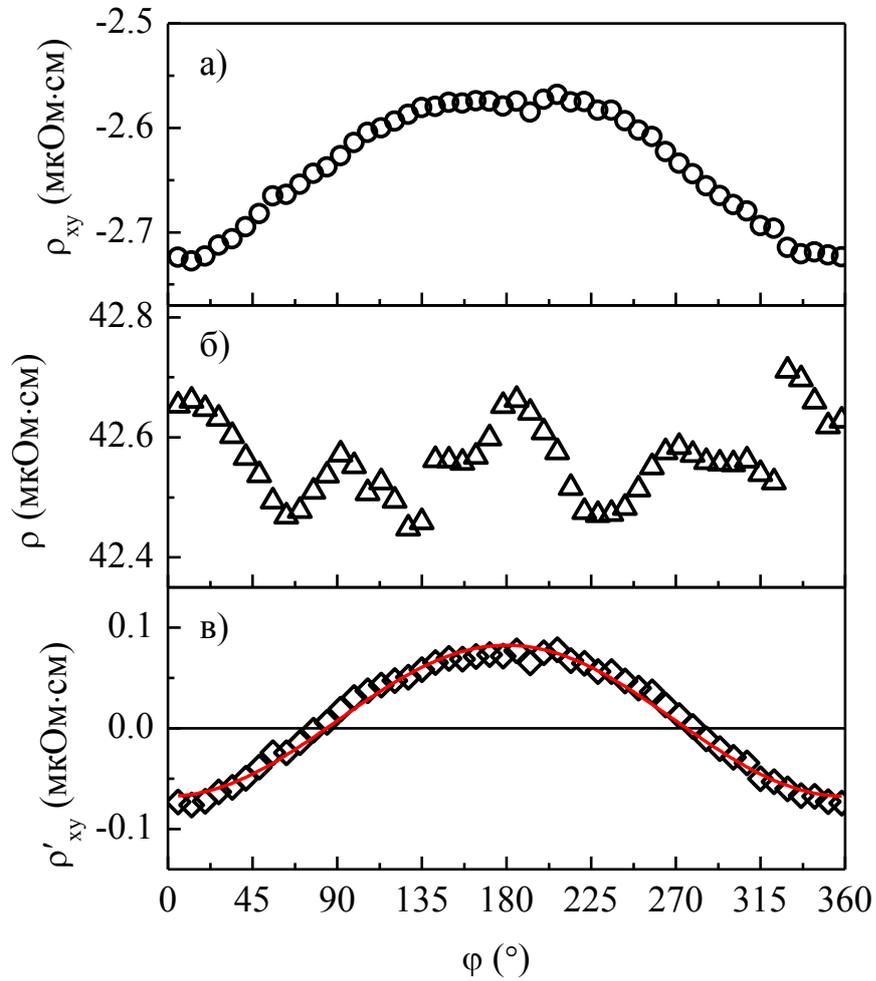


Рисунок 2.4 Угловые зависимости холловского ρ_{xy} (а) и удельного ρ (б) сопротивления, полученные при измерениях монокристаллического MnSi при $T = 31$ К в магнитном поле $\mu_0 H = 0,31$ Тл. На панели (в) представлена кривая $\rho'_{xy}(\phi)$, скорректированная в соответствие с выражением (2.4). Сплошной линией показан результат аппроксимации зависимостью (2.3) с параметрами $\rho'_{xy}(0) = 7,55 \cdot 10^{-9}$ Ом·см и $\rho'_{xy} = -(7,494 \pm 0,013) \cdot 10^{-8}$ Ом·см.

§2.4 Методики для измерения магнитных свойств

Измерения статической намагниченности проводились в отделе субмиллиметровой спектроскопии ИОФ РАН на установке СКВИД-магнитометр модели MPMS-5 производства фирмы “Quantum Design” (США). Установка позволяет измерять намагниченность образцов размером до 9 мм в широком интервале температур (1,9-400 К) и магнитных полей (до 5 Тл). Высокие значения чувствительности (10^{-8} мА·м²) и динамического диапазона измеряемой намагниченности (10^6) достигаются в магнитном поле высокой степени однородности (10^{-4} на длине 4 см). Стабильность температуры в области образца составляет $\pm 0,5$ %. Точность калибровки температуры в области образца $\pm 0,5$ %, а стабильность температуры $\pm 0,005$ К (1,9-4,2 К).

В качестве вспомогательной методики использовались измерения магнитной восприимчивости твердого раствора $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ с $x = 0,11$ в температурном диапазоне 0,4 – 4,2 К в магнитных полях $\mu_0 H = 20, 100$ и 150 мТл, проведенные на установке MPMS в Институте экспериментальной физики Словацкой академии наук (Кошице, Словакия).

Данные по малоугловому рассеянию поляризованных нейтронов (МУРН) для состава $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ с $x = 0,11$ в температурном диапазоне 1,8 – 15 К были любезно предоставлены сотрудниками отдела исследований конденсированного состояния ПИЯФ.

§2.5 Учет размагничивающего поля

В случае, когда образец в форме эллипсоида помещается во внешнее магнитное поле, однородное на бесконечности, магнитное поле внутри образца однородно, параллельно внешнему полю на бесконечности и равно

$$H_{\text{eff}} = H_0 - 4\pi NM. \quad (2.5)$$

Здесь H_0 – внешнее поле, M – намагниченность, а N ($0 \leq N \leq 1$) - размагничивающий множитель, зависящий от отношений полуосей эллипсоида и его ориентации относительно внешнего магнитного поля [72]. Магнитная индукция равна $B = H_{\text{eff}} + 4\pi M$, и именно B определяет среднее поле в образце. В реальной постановке опыта образец произвольной формы помещается в однородное магнитное поле, создаваемое внешними источниками тока. При этом поле в окрестности образца искажается. Стоит отметить, что размагничивающее поле в неэллиптических телах неравномерно и является функцией пространства в теле [73]. Авторами работы [73] было получено аналитическое выражение для расчета размагничивающего фактора в случае произвольного параллелепипеда.

В диссертационной работе приводятся экспериментальные полевые зависимости гальваномагнитных характеристик, скорректированные с учетом размагничивающего поля.

Глава 3. Зарядовый транспорт и магнитная фазовая B - T диаграмма MnSi

§3.1 Удельное сопротивление моносилцида марганца

Температурная зависимость удельного сопротивления монокристаллического образца MnSi, измеренная в диапазоне температур от 2 К до 290 К, представлена на рисунке 3.1. С понижением температуры удельное сопротивление монотонно убывает от значения $\rho(290 \text{ К}) \approx 170 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$ до величины $\rho(2 \text{ К}) \approx 3,1 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$. Отношение удельных сопротивлений $\rho(290 \text{ К})/\rho(2 \text{ К}) \approx 55$ хорошо согласуется с известными из литературы значениями $\rho(290 \text{ К})/\rho(2 \text{ К}) \approx 30\text{-}90$ [11, 27, 30] и свидетельствует о высоком качестве исследуемого монокристалла MnSi.

В непосредственной окрестности перехода в магнитоупорядоченную фазу удельное сопротивление MnSi резко уменьшается с понижением температуры и при $T_c \approx 29,15 \text{ К}$ (пик на производной $\partial\rho/\partial T$, рисунок 3.1) на кривой $\rho(T)$ наблюдается особенность в виде ступеньки амплитудой $\Delta\rho_0 \approx 0,7 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$, что составляет $\sim 2\%$ от значения $\rho(T_c)$ (вставка на рисунке 3.1). Сравнение с литературными данными (см. §1.1) показывает, что наблюдаемую особенность следует сопоставить с формированием состояния с геликоидальным магнитным порядком. Важно отметить, что малая амплитуда $\Delta\rho_0$ и узкий температурный интервал $\Delta T_c \leq 0,1 \text{ К}$, отвечающий наблюдаемой аномалии не позволили обнаружить переход в состояние с дальним магнитным порядком по прямым резистивным измерениям в предыдущих работах [22, 25, 27]. Ниже температуры магнитного упорядочения температурная зависимость $\rho(T)$ с хорошей точностью описывается законом $\rho = \rho(0) + A \cdot T^\alpha$, с показателем степени $\alpha \approx 2,1$ и значением остаточного сопротивления $\rho(0) = 3,02 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$. Отметим, что при $T < 26 \text{ К}$ точность аппроксимации экспериментальных данных для значений $\alpha \approx 2,1$ и $\alpha = 2$ практически одинакова. Для немагнитных металлов удельное сопротивление при низких температурах определяется вкладом электрон-электронного рассеяния, и зависимость вида $\rho \sim T^2$ принято связывать со свойствами Ферми-жидкости [72, 74]. В случае MnSi считается, что зависимость $\rho(T)$ также строго квадратичная и указывает на ферми-жидкостное поведение [45, 72]. На наш взгляд, такой вывод не вполне обоснован, так как зависимость $\rho \sim T^2$ в магнитной фазе может возникать вследствие электрон-магнонного рассеяния [29, 75-77].

Выше T_c температурную зависимость удельного сопротивления не удается описать единой степенной функцией во всем температурном диапазоне. Так, в интервале температур $32 \text{ К} < T < 100 \text{ К}$ кривая $\rho(T)$ с хорошей точностью аппроксимируется степенной зависимостью с показателем степени $\alpha \sim 0,77$. При приближении к комнатной

температуре выходит на корневую зависимость с показателем степени $\alpha = 0,5$, что не согласуется со значением $\alpha = 1$, предсказываемым для режима электрон-фононного рассеяния в металлах при высоких температурах [72].

На необычное поведение $\rho(T)$ указывает и немонотонная зависимость температурной производной $\partial\rho/\partial T$ в окрестности перехода в магнитоупорядоченную фазу (рисунок 3.1), которая имеет сложную структуру, состоящую из узкого пика В при $T = T_c$ и широкой особенности с максимумом T_p ($T_p > T_c$). Двухпиковая структура производной $\partial\rho/\partial T$ характерна для различных физических свойств, измеренных в окрестности магнитного фазового перехода [26], а значения T_c и T_p хорошо согласуются с литературными данными [19, 21, 25].

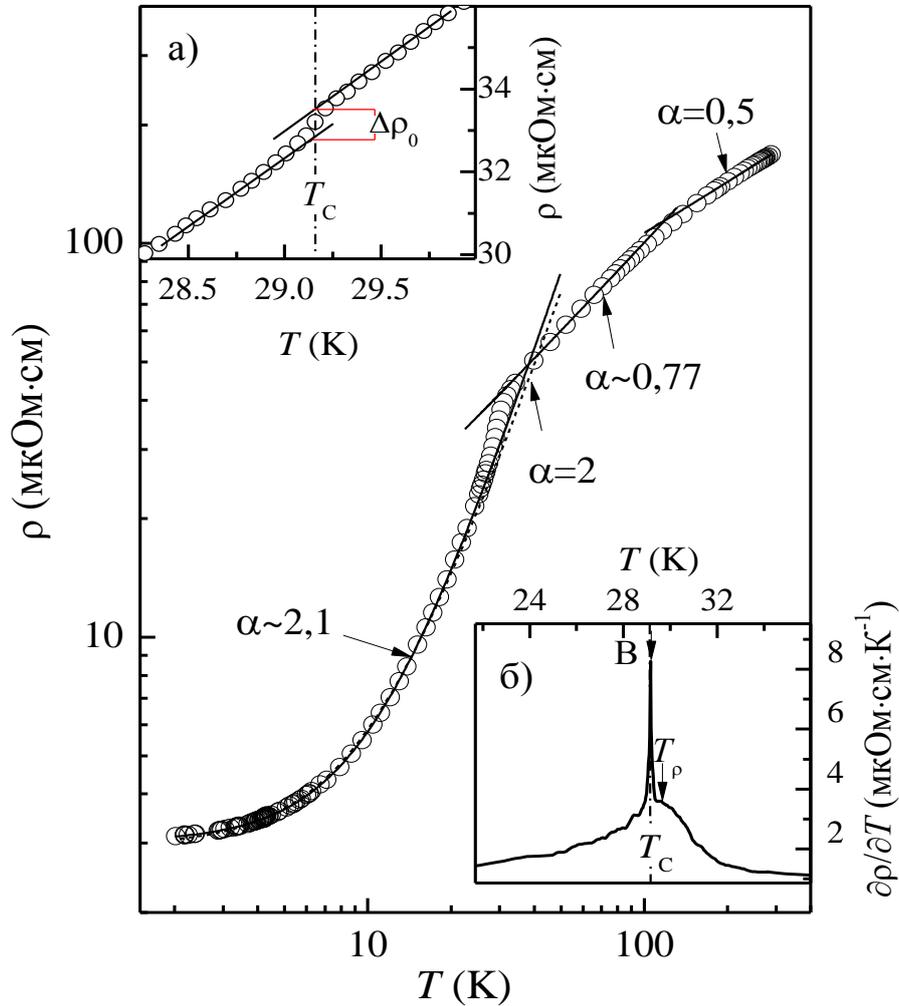


Рисунок 3.1. Температурная зависимость удельного сопротивления (символы) монокристалла MnSi, измеренная в диапазоне температур 2-300 К. Сплошными линиями показаны аппроксимации законом $\rho = \rho(0) + A \cdot T^\alpha$, пунктиром выделена зависимость с $\alpha = 2$. На вставке (а) в увеличенном масштабе показан скачок удельного сопротивления $\Delta\rho_0$ при $T = T_c$. На вставке (б) приведен график производной $\partial\rho/\partial T$ в непосредственной окрестности температуры перехода в магнитоупорядоченное состояние T_c . Пик В отвечает узкому максимуму на $\partial\rho/\partial T$, T_p – температура, соответствующая широкому особенностям на $\partial\rho/\partial T$.

§3.2 Магнитные свойства MnSi

Температурная зависимость молярной магнитной восприимчивости монокристаллического образца MnSi, рассчитанная из измерений намагниченности в постоянном магнитном поле $B = 21,9$ мТл в диапазоне температур 2-60 К, представлена на рисунке 3.2. В парамагнитной фазе поведение магнитной восприимчивости можно описать законом Кюри-Вейсса [18]

$$\chi = \frac{C}{T - \Theta}, \quad (1)$$

где $C = \frac{N_A \mu_{\text{eff}}^2}{3k_B} = 0,67 \frac{\text{ед.СГСМ}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ и $\Theta = 28,9$ К. Оценка эффективного магнитного момента

$\mu_{\text{eff}} \approx 2,3 \mu_B$ в расчете на ион Mn, хорошо согласуется с литературными данными [19, 26, 33]. Ниже T_c удельная магнитная восприимчивость выходит на близкую к линейной зависимость со слабой тенденцией к росту до значений $\chi(T \rightarrow 0) \approx 0,3$ ед.СГСМ/моль. Важно отметить, что положение максимума магнитной восприимчивости $\chi_{\text{max}} \approx 0,32$ ед.СГСМ/моль (рисунок 3.2) хорошо коррелирует с температурой Кюри $T_c = 29,15$ К, определенной по резистивному переходу (рисунок 3.1).

Полевые зависимости намагниченности в MnSi, измеренные в диапазоне 2-60 К в магнитных полях до 5 Тл (рисунок 3.3, а), качественно и количественно согласуются с известными литературными данными [3, 37, 40, 78]. При $T < T_c$ на кривых $M(H)$ наблюдается резкий излом, соответствующий переходу в спин-поляризованную фазу. При этом с понижением температуры точка перехода смещается в сторону сильных магнитных полей от $\mu_0 H_c(25 \text{ К}) = 0,46$ Тл до $\mu_0 H_c(4,2 \text{ К}) = 0,62$ Тл. В свою очередь, значения намагниченности в точке перехода $M_0(T, H_c)$ растут от $M_0(25 \text{ К}) = 0,29 \mu_B/\text{Mn}$ до $M_0(4,2 \text{ К}) = 0,4 \mu_B/\text{Mn}$. Важно отметить, что в исследуемом диапазоне магнитных полей ($\mu_0 H < 5$ Тл) намагниченность не выходит на насыщение. Для оценки спонтанной намагниченности линейный участок $M(H > H_c)$ при $T = 4,2$ К в сильном магнитном поле экстраполировался к значению $\mu_0 H = 0$ Тл. Полученная величина $M_s \approx 0,4 \mu_B/\text{Mn}$ хорошо согласуется со значениями спонтанной намагниченности, представленными в литературе [3, 19, 37, 78].

Высокая точность магнитных измерений позволила рассчитать температурные зависимости дифференциальной восприимчивости $\partial M / \partial H (H = \text{const})$ для различных магнитных полей. Данные рисунка 3.3, б показывают, что кривые $\partial M / \partial H$ имеют максимум

при T_M , который с увеличением магнитного поля уширяется и смещается в сторону высоких температур (стрелки на рисунке 3.3, б). Отмеченная тенденция наглядно представлена на рисунке 3.3, в, где точки $T_M(H)$, определенные для различных магнитных полей, ложатся на близкую к линейной зависимость с положительным наклоном 0,24 Тл/К. Указанное поведение ранее связывалось с наличием границы на магнитной фазовой H - T диаграмме, разделяющей парамагнитную и спин-поляризованную фазы [5, 41], и будет подробно обсуждаться в §3.4.

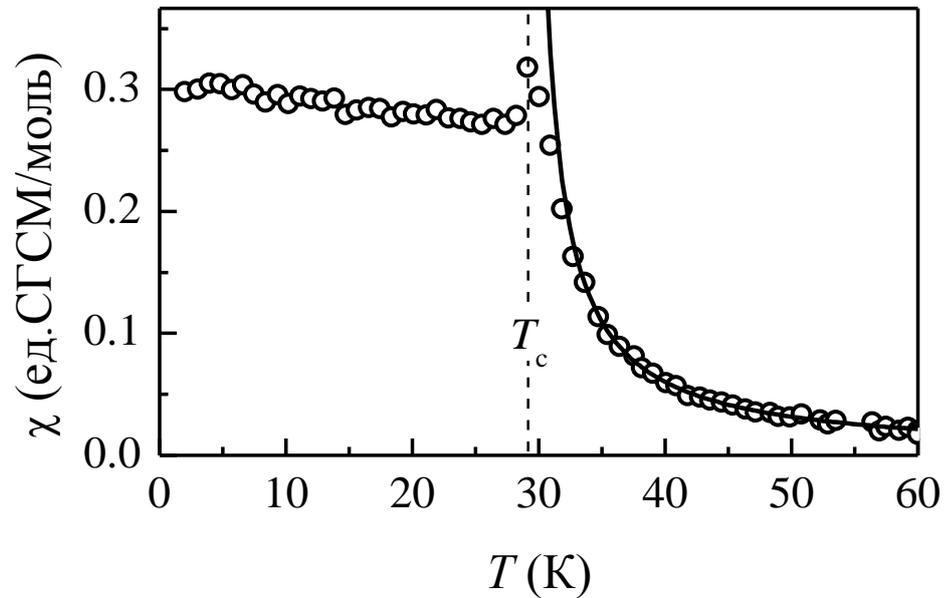


Рисунок 3.2 - Температурная зависимость магнитной восприимчивости MnSi, измеренной в постоянном магнитном поле $\mu_0 H = 21$ мТл. Сплошной линией представлен результат аппроксимации законом Кюри-Вейсса $\chi = \frac{C}{T - \Theta}$ с постоянной Кюри $C = 0,67 \frac{\text{ед.СГСМ}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ и $\Theta = 28,9$ К. Вертикальная линия указывает на положение температуры Кюри $T_c = 29,15$ К, определенной по результатам резистивных измерений.

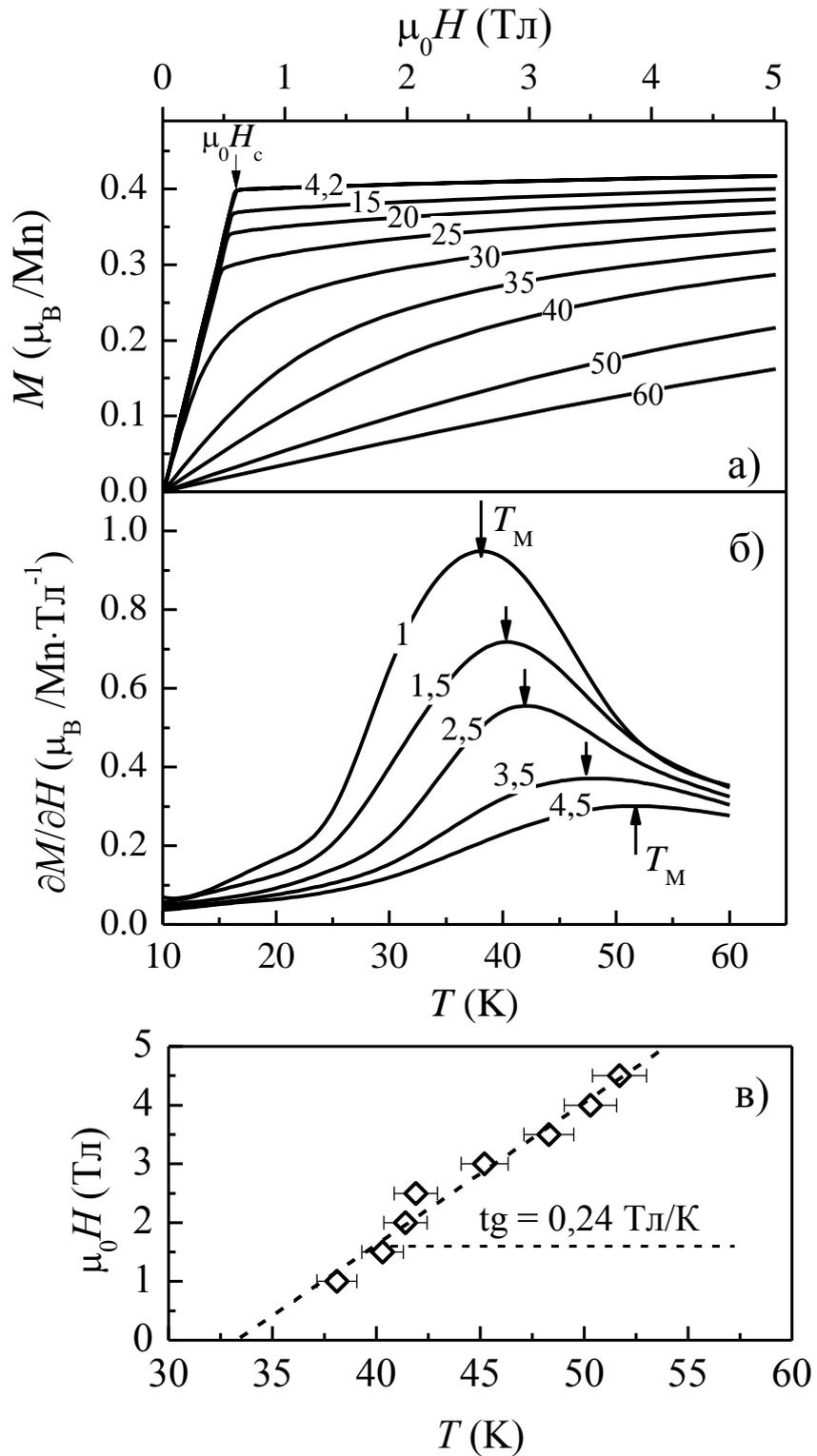


Рисунок 3.3. Полевые зависимости намагниченности M (а) и температурные зависимости производной $\partial M/\partial H$ (б). Стрелками показано значение магнитного поля, отвечающее переходу в спин-поляризованную фазу (а) и температура T_M , соответствующая максимуму на дифференциальной восприимчивости $\partial M/\partial H$ (б). Цифрами на кривых обозначены соответствующие температуры в К (а) и магнитные поля в Тл (б); на панели (в) представлена фазовая граница $T_M(H)$.

§3.3 Магнитосопротивление MnSi

Дополнительную информацию о структуре магнитной фазовой H - T диаграммы можно получить из анализа данных по магнитосопротивлению MnSi. В работе были исследованы температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T, H_0)$ при фиксированных магнитных полях $\mu_0 H \leq 3$ Тл. Измерения кривых $\rho(T, H_0)$ были выполнены в температурном диапазоне 4,2-70 К (рисунок 3.4, а). Для всех исследованных в работе магнитных полей удельное сопротивление монотонно убывает с понижением температуры. В то же время, сравнение с $\rho(T, H=0)$ показывает, что в широкой окрестности перехода в магнитоупорядоченную фазу абсолютная величина удельного сопротивления уменьшается с увеличением магнитного поля, при этом зависимость $\rho(T, H_0)$ с ростом магнитного поля становится более пологой. Важно отметить различное поведение особенности $\rho(T)$ вблизи T_c и точки перегиба, отвечающей широкому максимуму на $\partial\rho/\partial T$ с ростом магнитного поля (см. рисунок 3.1).

Анализ температурных производных $\partial\rho(H_0, T)/\partial T$ (рисунок 3.4, б) показывает, что с увеличением магнитного поля узкий пик В, отвечающий T_c , смещается примерно на 1,5 К в сторону низких температур и в магнитном поле $\mu_0 H > 0,5$ Тл полностью исчезает. Напротив, широкая особенность с максимумом в T_p сохраняется вплоть до 3 Тл и значительно смещается в сторону высоких температур. При этом T_p (амплитуда максимума на $\partial\rho/\partial T$) падает в 2,5 раза при увеличении поля от 0 до 3 Тл. Зависимость T_p от магнитного поля представлена на рисунке 3.4, в. Важно отметить, что коэффициент наклона зависимости $T_p(H)$ равен 0,37 Тл/К и более чем в 1,5 раза отличается от коэффициента 0,24 Тл/К, определенного по данным магнитных измерений (рисунок 3.3, в). Указанное различие ранее отмечалось в работе [38], но до настоящего времени не анализировалось.

Полевые зависимости удельного сопротивления $\rho(H, T_0)$ моносицида марганца MnSi, измеренные при фиксированных температурах от 2 до 290 К в магнитных полях до 8 Тл приведены на рисунке 3.5, а,б. Магнитосопротивление MnSi, рассчитанное по формуле $\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho(H) - \rho(H=0)}{\rho(H=0)}$ отрицательно во всем исследованном диапазоне магнитных полей вплоть до 8 Тл, причем максимальная амплитуда магнитосопротивления достигается в окрестности T_c (рисунок 3.5, а,б). При $T < T_c$ на полевых зависимостях $\Delta\rho/\rho(\mu_0 H)$ наблюдается излом, соответствующий переходу из конической однодоменной в спин-поляризованную фазу. Излом, который отвечает переходу в однодоменное состояние [Ishikawa76, Narozhny15], практически неразличим на рисунке 3.5 а ввиду своей малости.

Значения критических полей, определенные по данным магнитосопротивления, будут использованы при анализе магнитной фазовой H - T диаграммы моносилицида марганца MnSi (§3.4).

Анализ температурных зависимостей магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho(T)$, восстановленных по данным рисунка 3.5 а,б, показывает, что полученные кривые характеризуются широким минимумом в окрестности при $T_{\Delta} \approx T_c$ (рисунок 3.5, в), амплитуда которого меняется от $-\left.\frac{\Delta\rho}{\rho}\right|_{\min} (\mu_0 H = 1 \text{ Тл}) = 15\%$ до $-\left.\frac{\Delta\rho}{\rho}\right|_{\min} (\mu_0 H = 8 \text{ Тл}) = 45\%$.

Отметим, что температура T_{Δ} , отвечающая положению минимума $\Delta\rho/\rho(T)$, лишь незначительно зависит от магнитного поля и растет примерно на ~ 1 К с увеличением магнитного поля до 8 Тл (рисунок 3.5, в). Насколько нам известно, температурные зависимости магнитосопротивления упоминались авторами [37], но подробно не анализировались.

В заключение отметим дополнительную особенность магнитосопротивления, связанную с возникновением плеча на температурной зависимости $\Delta\rho/\rho = f(T)$, наблюдаемое при $T_L \sim 15$ К (рисунок 3.5, в). Положение особенности магнитосопротивления хорошо коррелирует с аномальным поведением параметров электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), отмеченных в работе [1]. Исследование ЭПР в MnSi показали, что при $T < T_L$ на температурных зависимостях g -фактора и ширины линии наблюдается резкое отклонение от теоретического описания [1]. Однако, выяснение природы аномалий физических свойств MnSi при $T_L \sim 15$ К требует проведения дополнительных исследований.

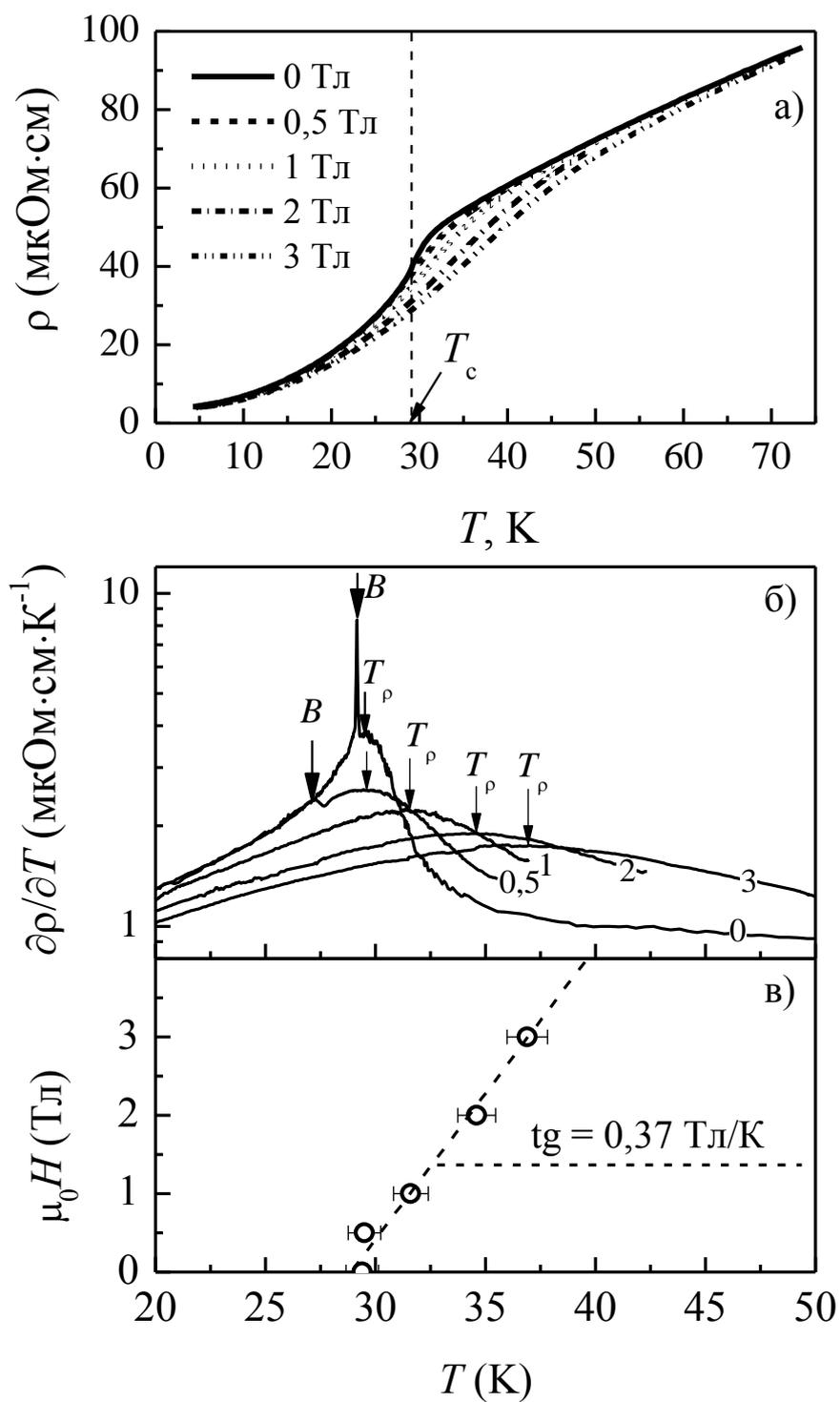


Рисунок 3.4. Температурные зависимости удельного сопротивления (а) и производной $\partial\rho/\partial T$ (б), измеренные в магнитных полях до 3 Тл. На панели (в) представлена зависимость температуры T_p от внешнего магнитного поля. Штриховой линией на панели (в) обозначена линейная зависимость с коэффициентом наклона 0,37 Тл/К.

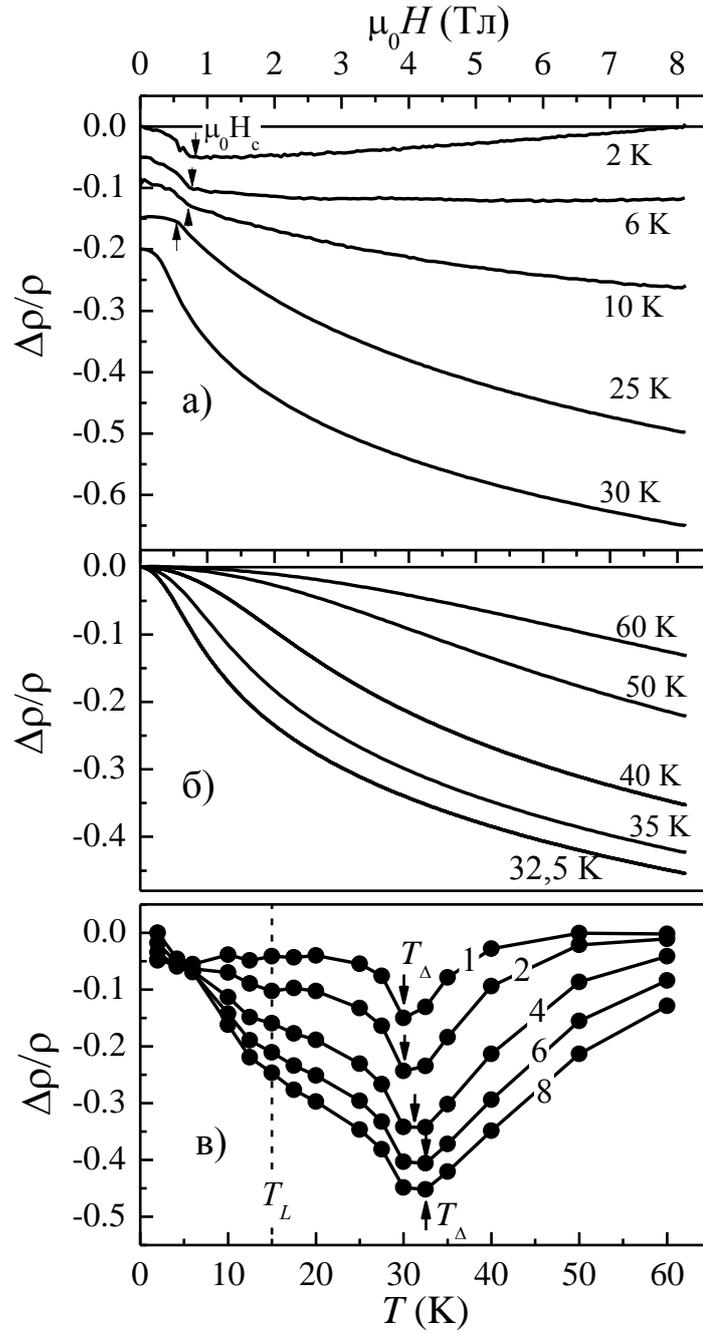


Рисунок 3.5. Магнитосопротивление в MnSi: полевые зависимости для $T \leq 30$ К (а) и $T > 30$ К (б) и температурные зависимости в фиксированных магнитных полях (в). Стрелки на панели (а) указывают значение магнитного поля, отвечающего переходу в спин-поляризованную фазу. На панели (в) числа кривых соответствуют магнитным полям в Тл; стрелки обозначают положение минимума T_Δ , а пунктирная линия – положение низкотемпературной аномалии T_L [1].

§3.4 Скейлинг магнитосопротивления и магнитная фазовая H - T диаграмма MnSi

По результатам анализа магнитных и транспортных характеристик (§§3.1 – 3.3) была восстановлена магнитная фазовая H - T диаграмма MnSi (рисунок 3.6). Экспериментальные данные (символы, рисунок 3.6), определяющие границы между однодоменной конической и спин-поляризованной фазами ниже T_c полностью соответствуют литературным данным (линии на рисунке 3.6), что свидетельствует о высоком качестве исследованного монокристалла. Однако, сравнение положений экстремумов для $\partial\rho/\partial T$, $\partial M/\partial H$ и $\Delta\rho/\rho$, связываемых в различных работах с границей между спин-поляризованной и парамагнитной фазами, показывает, что фазовые зависимости $T_p(T)$, $T_M(T)$ и $T_\Delta(T)$ не согласуются между собой. Например, разница между T_M и T_Δ достигает ~ 10 К при 2 Тл и ~ 20 К при 5 Тл (рисунок 3.6). Следовательно, нет оснований ассоциировать переход между спин-поляризованной и парамагнитной фазами только с максимумом $\partial M/\partial H$, как предполагалось ранее в работах [5, 41] и проблема надежного определения положения этой фазовой границы является нетривиальной.

Качественное сходство в поведении температурных зависимостей $\partial M/\partial H$ и $\partial\rho/\partial T$ с изменением магнитного поля (рисунки 3.3 и 3.4) может быть следствием определенной связи между сопротивлением и намагниченностью в MnSi. Отрицательный знак магнитосопротивления также указывает на определяющий вклад магнитного рассеяния носителей заряда. Однако в рамках зонного магнетизма не удастся объяснить наблюдаемую в MnSi температурную зависимость отрицательного магнитосопротивления [3]. С другой стороны, в работе [1] показано, что физическую картину магнитного резонанса в MnSi удастся численно описать магнитными осцилляциями локализованных магнитных моментов гейзенберговского типа. Вывод работы [1] согласуется с результатами LDA расчетов [33], согласно которым спиновая плотность в MnSi скорее локализована на ионах Mn, чем распределена в элементарной ячейке. В таком случае отрицательное магнитосопротивление для среды, содержащей магнитные ионы, на которых рассеиваются зонные электроны, можно описать в рамках s-d обменной модели [79]. Для системы с s-d обменным взаимодействием в работе [79] было получено универсальное соотношение между $\Delta\rho/\rho$ и M :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -a_0(S, y) \left(\frac{M}{M_\infty} \right)^2 \quad (3.2)$$

где M_∞ обозначает величину намагниченности насыщения. Коэффициент пропорциональности a_0 зависит от спина магнитного иона S , а параметр y соответствует отношению амплитуд обменной энергии J_0 и электростатического потенциала рассеяния V_0 : $y \sim (J_0/V_0)^2$. В простейшем случае $S = 1/2$, коэффициент a_0 приводится к выражению

$$a_0 = y \frac{[1 + 2/(1 + 3y/4)]}{2(1 + 3y/4)} \quad (3.3)$$

В рамках s-d обменной модели с учетом значений спонтанного магнитного момента $\mu_s = 0,4 \mu_B$ рассчитана величина отношения амплитуд эффективной обменной энергии и потенциала рассеяния $J_0/V_0 \approx 0,7$.

Если предполагать, что свободные электроны рассеиваются на локализованных магнитных моментах, то процесс рассеяния может быть разделен на два канала, один из которых соответствует параллельной ориентации электронов и спинов локализованных магнитных моментов, а другой канал отвечает антипараллельной ориентации. Вероятность рассеяния в последнем случае будет убывать с ростом магнитного поля и понижением температуры, делая центры рассеяния более прозрачными и приводя к росту отрицательного магнитосопротивления. Кроме того, каждый локализованный магнитный момент ведет себя как индивидуальный рассеиватель, поэтому не возникают эффекты интерференции. Таким образом, естественно ожидать, что магнитосопротивление будет зависеть от средней спиновой поляризации M/M_∞ , а поскольку магнитосопротивление должно быть четной функцией магнитного поля отношение $-\Delta\rho/\rho \sim (M/M_\infty)^2$ будет выполняться в согласии с результатами точного расчета. Поскольку в магнитоупорядоченной фазе все магнитные моменты поляризованы, универсальный скейлинг (3.2) должен нарушаться, а зависящие от спина вклады в магнитосопротивление вызваны температурными флуктуациями, разрушающими «идеальное» поляризованное состояние и, следовательно, $\Delta\rho/\rho \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$. Таким образом, в парамагнитной фазе амплитуда отрицательного магнитосопротивления в фиксированном магнитном поле сначала возрастает с понижением температуры (при условии возрастающей намагниченности), достигает максимальной абсолютной величины при переходе из парамагнитной в спин-поляризованную фазу и далее убывает в магнитоупорядоченной фазе. Следует отметить, что модель Йосиды [79] применима в только случае

парамагнитной фазы, поэтому в этой фазе связь между $\Delta\rho/\rho$ и M^2 должна быть линейной и универсальной.

Сопоставление магнитосопротивления и намагниченности для MnSi показывает, что зависимость $-\Delta\rho/\rho$ является линейной функцией M^2 (рисунок 3.7) и соответствует поведению, предсказываемому уравнением (3.2) во всем температурном интервале $T > 30$ К. Напротив, при низких температурах линейная связь между $\Delta\rho/\rho$ и M^2 нарушается во всем диапазоне магнитных полей $\mu_0 H < 8$ Тл (рисунок 3.7). Следует отметить, что в диапазоне $T > 30$ К зависимость $-\Delta\rho/\rho \sim M^2$ сохраняется в диапазоне изменения магнитосопротивления более чем на два порядка по абсолютной величине (рисунок 3.7). Таким образом, различное поведение магнитосопротивления с универсальным скейлингом, выполняющимся выше $T_\Delta \sim 30$ К, и нелинейной зависимостью $\Delta\rho/\rho = f(M^2)$ ниже данной температуры свидетельствует о том, что граница, соответствующая минимуму магнитосопротивления, является истинной границей между спин-поляризованной и парамагнитной фазами T_c .

Универсальная связь между магнитосопротивлением и намагниченностью $\Delta\rho/\rho = -aM^2$ позволяет найти положение максимума $\partial\rho/\partial T$, используя производные удельного сопротивления и намагниченности. Действительно, поскольку

$$\frac{\rho(H, T)}{\rho(H = 0, T)} - 1 = -aM^2$$

прямое дифференцирование по температуре дает выражение

$$\frac{\frac{\partial\rho(H, T)}{\partial T} \cdot \rho(H = 0, T) - \rho(H, T) \cdot \frac{\partial\rho(H = 0, T)}{\partial T}}{\rho^2(H = 0, T)} = -2aM \frac{\partial M}{\partial T},$$

которое после несложных преобразований приводится к виду:

$$\frac{\partial\rho(H, T)}{\partial T} = a \left[\frac{\partial\rho(H = 0, T)}{\partial T} \left(\frac{1}{a} - M(H, T)^2 \right) - 2\rho(H = 0, T) M(H, T) \frac{\partial M(H, T)}{\partial T} \right]. \quad (3.4)$$

Выражение (3.4) справедливо до тех пор, пока данные сопротивления и намагниченности соответствуют диапазону $T > 30$ К (рисунок 3.7). Если взять экспериментальные зависимости $\rho(H=0, T)$, $M(H, T)$ и их производные, а также коэффициент

$a=2,79\pm 0,02$ (μ_B/Mn)⁻², который определяет универсальный скейлинг $-\Delta\rho/\rho \sim M^2$ (рисунок 3.7), то положение максимума $\partial\rho/\partial T$ ($T_\rho(H)$) может быть рассчитано для различных магнитных полей. Рисунок 3.6 показывает, что экспериментальные данные (пустые окружности) и рассчитанные значения (черные ромбы) $T_\rho(H)$ совпадают с хорошей точностью.

Аналогичным образом можно рассчитать положения максимумов $(\partial M/\partial H)_{\max}$, пользуясь выражением

$$\frac{\partial M}{\partial H} = -\frac{1}{2aM(H,T) \cdot \rho(H=0,T)} \cdot \frac{\partial \rho(H,T)}{\partial H}. \quad (3.5)$$

Рассчитанные по (3.5) значения $T_M(H)$ представлены на рисунке 3.6 (звезды – экспериментальные данные $T_M(H)$, черные треугольники – рассчитанные значения $T_M(H)$). Следовательно, имеются все основания полагать, что обе линии $T_\rho(H)$ и $T_M(H)$ на магнитной фазовой H - T диаграмме MnSi, которые получены из положений максимумов $(\partial\rho/\partial T)_{\max}$ и $(\partial M/\partial B)_{\max}$, соответственно, по существу отражают одну и ту же особенность вследствие универсальной связи между магнитосопротивлением и намагниченностью и значительно отличаются от T_c . Хорошее согласие расчета с экспериментом подтверждает выдвинутое предположение о том, что истинная фазовая граница между спин-поляризованной и парамагнитной фазами в MnSi почти вертикальна и не связана с максимумами $\partial M/\partial H$ или $\partial\rho/\partial T$. При этом переход из спин-поляризованной и парамагнитную фазу в MnSi нужно сопоставить с четко определенной температурой T_c , а не рассматривать его как явление с широкой переходной областью, в соответствии с ранними работами [38].

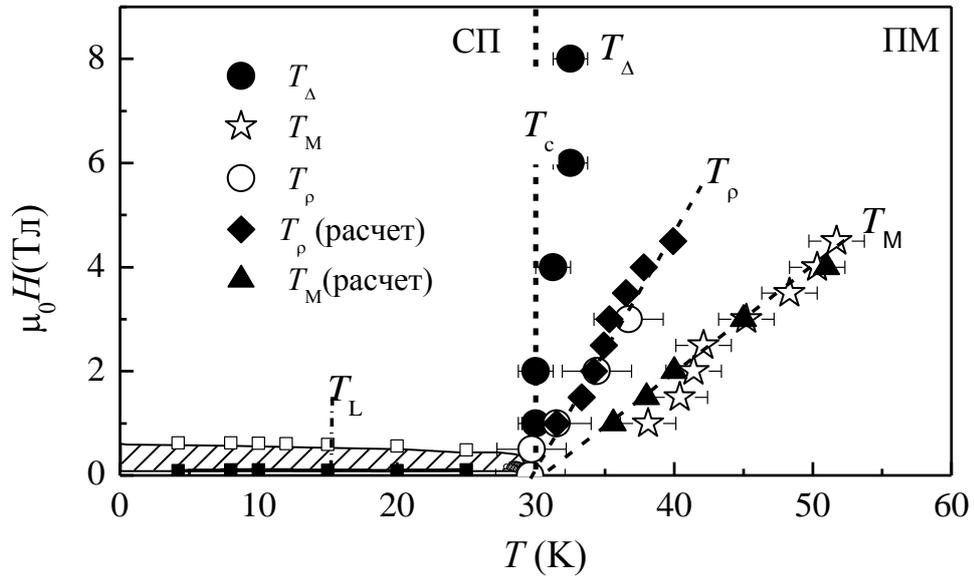


Рисунок 3.6. Магнитная фазовая диаграмма MnSi, восстановленная по данным транспортных и магнитных измерений. Заштрихованная область отвечает конической фазе с дальним магнитным порядком. Сплошные линии соответствуют литературным данным [41, 68]. Точки с обозначенными ошибками измерений показывают положения T_ρ , T_M и T_Δ ; ромбы и треугольники - результат расчета с использованием экспериментальных данных намагниченности и удельного сопротивления. Штрих-пунктирная линия обозначает положение низкотемпературной аномалии в окрестности T_L [1]. СП и ПМ обозначают спин-поляризованную и парамагнитную фазы, соответственно.

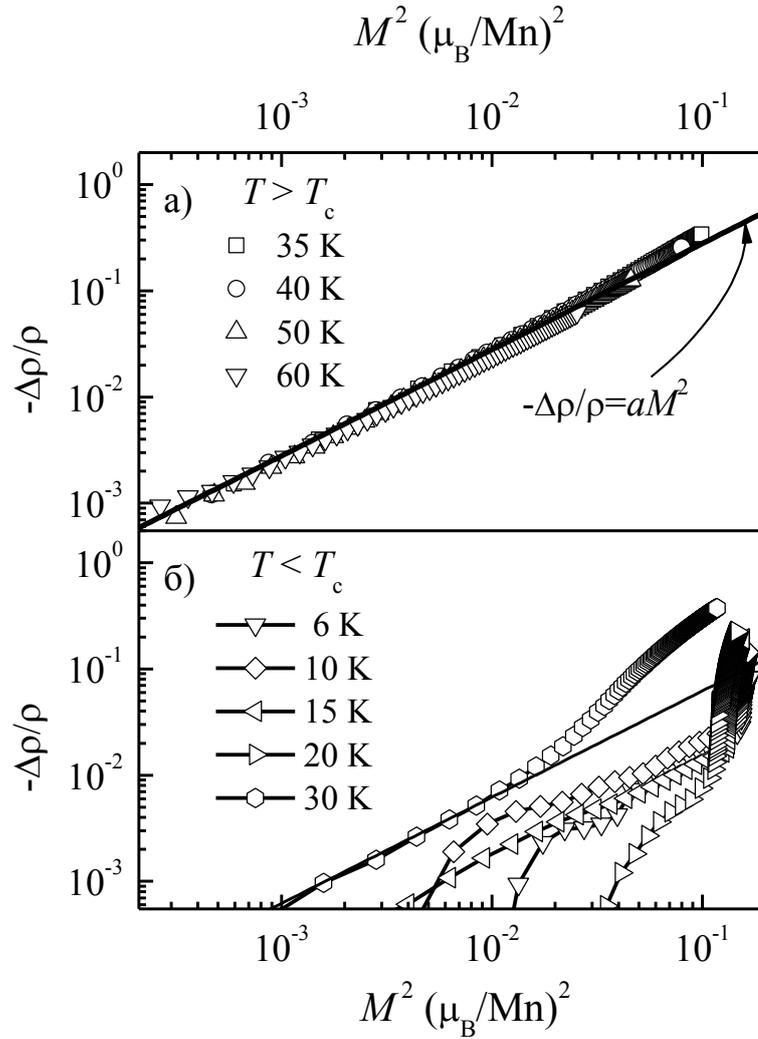


Рисунок 3.7 Магнитосопротивление MnSi в координатах $-\Delta\rho/\rho=f(M^2)$ в парамагнитной фазе ($T > T_c$, панель (а)) и в магнитоупорядоченной фазе ($T < T_c$, панель (б)). Прямая линия на панели (а) соответствует зависимости $\Delta\rho/\rho = -aM^2$ с $a = 2,79 \mu_B^{-2}$. Линейная зависимость для $T = 30$ К на панели (б) соответствует параметру $a = 0,62 \mu_B^{-2}$.

§3.5 Рассеяние носителей заряда в магнитоупорядоченных фазах MnSi.

Наличие вертикальной границы между спин-поляризованной и парамагнитной фазами в MnSi требует отдельного анализа процессов рассеяния носителей заряда в магнитоупорядоченных фазах при $T < T_c$. Как видно из анализа литературных данных (§1.1), ниже температуры упорядочения $T_c = 29,15$ К в магнитном поле $B \sim 0,1$ Тл наблюдается переход из многодоменной в однодоменную коническую фазу [24, 40], а выше 0,6-0,7 Тл спины выстраиваются параллельно магнитному полю, и фаза становится спин-поляризованной [19, 24, 26, 40]. При этом, согласно [37] в конической фазе следует ожидать гистерезиса магнитосопротивления, который, в свою очередь, ставит под вопрос стабильность А-фазы в трехмерном случае [32, 80-84]. Однако исследования анизотропии магнитосопротивления в магнитоупорядоченных фазах MnSi, включая А-фазу, до настоящего времени не были выполнены.

На рисунке 3.8 приведены полевые зависимости магнитосопротивления MnSi в области температур и магнитных полей вблизи А-фазы (26-30 К, $\mu_0 H < 0,3$ Тл) для трех направлений магнитного поля: $\mathbf{B} \parallel \langle 001 \rangle$, $\mathbf{B} \parallel \langle 110 \rangle$ и $\mathbf{B} \parallel \langle 111 \rangle$. Из рисунка 3.8 видно, что магнитосопротивление в MnSi анизотропно и сильно зависит от направления магнитного поля, причем форма кривой $\Delta\rho/\rho(B)$ изменяется даже при относительно небольшом изменении температуры ($\sim 0,05$ -0,1 К) (рисунок 3.8, в,г). Выше температуры $T_c = 29,15$ слабополевые особенности на кривой пропадают, и она становится гладкой убывающей функцией магнитного поля, близкой к квадратичной зависимости в слабых магнитных полях (рисунок 3.8, $T = 30$ К). Такое поведение $\Delta\rho/\rho$ хорошо согласуется со скейлингом магнитосопротивления в парамагнитной фазе (рисунок 3.7, а).

Сопоставление с магнитными данными и анализ литературы показывает, что наиболее выраженные аномалии на рисунке 3.8 соответствуют магнитным переходам из конической в спин-поляризованную фазу (стрелки 1 на рисунке 3.8) и границам А-фазы (стрелки 2 а,б на рисунке 3.8). Напротив, переход между многодоменным и однодоменным состояниями конической фазы достоверно можно определить только по положению экстремума на производной $\partial\rho/\partial T$.

Особенности полевых зависимостей $\rho(B, T)$ позволили восстановить подробную магнитную фазовую B - T диаграмму в окрестности А-фазы (рисунок 3.9). Важно отметить, что А-фаза имеет самую протяженную по температуре область существования для магнитного поля, направленного вдоль кристаллографических осей семейства $\langle 001 \rangle$. Напротив, для $\mathbf{B} \parallel \langle 111 \rangle$ область А-фазы ограничена узким интервалом 28,1-29 К. Полученные результаты достаточно хорошо согласуются с известными магнитными

фазовыми B - T диаграммами моносилицида марганца, полученными из магнитных и транспортных измерений [5, 25, 32, 68] (см. также Главу 1). Вместе с тем, следует особо отметить, что в области температур $28,7 \div 29$ К на полевых зависимостях $\Delta\rho/\rho(B)$ появляется узкий диапазон магнитных полей вблизи $B = 0,2$ Тл, в котором значение магнитосопротивления в пределах экспериментальной точности совпадает для всех трех основных кристаллографических направлений (рисунок 3.8, в-д). Этот интервал соответствует области А-фазы на магнитной фазовой B - T диаграмме, которая является общей для трех направлений магнитного поля. При этом вне данного интервала магнитосопротивление $\Delta\rho/\rho(B)$ сильно анизотропно (рисунок 3.8, а-д).

Для анализа анизотропии магнитосопротивления в MnSi в окрестности области существования А-фазы, были исследованы угловые зависимости магнитосопротивления $\rho(\varphi)$ при фиксированных температурах $T_0 = 26,9$ К, $T_0 = 27,7$ К, $T_0 = 28,7$ К, отвечающих качественно различным областям на фазовой диаграмме, и в магнитном поле $B = 0,194$ Тл, соответствующем наибольшей протяженности А-фазы по температуре на магнитной фазовой B - T диаграмме (рисунок 3.9, пунктирные линии а-в и г, соответственно). На рисунке 3.10 представлены данные магнитосопротивления $\rho(\varphi)/\rho(\varphi=0)$, нормированные на значение сопротивления $\rho(\varphi=0)=\rho(T_0, B_0)$ при $\mathbf{B}_0 \parallel \langle 001 \rangle$ и сдвинутые для ясности восприятия вдоль вертикальной оси. Изотерма $T = 26,9$ К, проходящая вне А-фазы (рисунок 3.10, а), представляет последовательность магнитных фазовых переходов многодоменная коническая \rightarrow однодоменная коническая \rightarrow спин-поляризованная фаза. Видно, что наиболее сильное рассеяние носителей заряда наблюдается для $\mathbf{B}_0 \parallel \langle 001 \rangle$ во всех перечисленных магнитных фазах (рисунок 3.10, а), однако форма кривых $\rho(\varphi)$ качественно не изменяется. Важно отметить, что направление $\mathbf{B}_0 \parallel [001]$, отвечающее максимальной амплитуде магнитного рассеяния, не изменяется для спин-поляризованной и парамагнитной фаз (рисунок 3.10, а, г).

С другой стороны, разрезы при $T_0 = 28,7$ К и $B_0 = 0,194$ Тл, которые пересекают А-фазу (рисунок 3.9), демонстрируют качественно отличное поведение магнитосопротивления внутри ядра А-фазы. В данной области магнитной фазовой диаграммы магнитосопротивление не только совпадает для всех кристаллографических направлений, но становится полностью изотропным так, что $\rho(\varphi) = \text{const}$ не зависит от ориентации магнитного поля (рисунок 3.10, в, г). Такое поведение магнитосопротивления не зависит от типа сечения ($T_0 = \text{const}$, рисунок 3.10, в или $B_0 = \text{const}$, рисунок 3.10, г), что позволяет сделать вывод о том, что внутри ядра А-фазы пропадает связь рассеяния носителей заряда с ориентацией кристаллической решетки.

Участки $\rho(\varphi) = \text{const}$ на экспериментальных зависимостях $\rho(\varphi)$ также позволяют идентифицировать на магнитной фазовой B - T диаграмме области стабильности скирмионной решетки, из которой состоит ядро A -фазы. Таким образом, по данным рисунка 3.10 можно проанализировать переход между ядром A -фазы и окружающими ее магнитными фазами. На наш взгляд, наиболее необычен переход в A -фазу для $\mathbf{B}_0 \parallel \langle 001 \rangle$. Из данных рисунка 3.10, б, в видно, что на разрезе, который не проходит через ядро A -фазы, участок $\rho(\varphi) = \text{const}$ существует только для узкого диапазона углов $\Delta\varphi(B) < 20^\circ$ в окрестности направлений $[001]$ или $[00\bar{1}]$ (пунктирные линии на рисунке 3.10, б). Вне указанного интервала угловые зависимости магнитосопротивления сохраняют такое же поведение, что и в конической фазе. Таким образом, анализ экспериментальных данных позволяет сделать вывод о том, что решетка скирмионов связана с выбранным кристаллографическим направлением ($\mathbf{B}_0 \parallel [001]$ в рассматриваемом случае) и существует, когда отклонение от него не превышает некоего критического значения $\Delta\varphi(B)$ (рисунок 3.10, б). По характеру $\rho(\varphi)$ в области перехода от конической однодоменной фазы (КО) к A -фазе (А) видно, что форма кривой $\rho(\varphi)$ в этой области является результатом суперпозиции магнитного рассеяния в A -фазе внутри интервала $(\varphi_0 - \Delta\varphi; \varphi_0 + \Delta\varphi)$ и конической фазы вне этого интервала углов (кривые, обозначенные А+КО на рисунке 3.10, б). Наблюдаемый характер зависимости $\Delta\rho/\rho(\varphi)$, на наш взгляд, указывает на существование границы между ядром A -фазы и периферией A -фазы в направлении $\mathbf{B} \parallel \langle 001 \rangle$.

Для проверки последнего предположения были измерены температурные зависимости магнитосопротивления при $B_0 = 0,194$ Тл (сечение z на рисунке 3.9) и $B_0 = 0,3$ Тл, которое отвечает конической фазе чуть выше границы A -фазы для магнитного поля, направленного вдоль $\langle 001 \rangle$. Полученная разность удельных сопротивлений представлена на рисунке 3.11. Видно, что при пересечении границ областей существования конической фазы и ядра A -фазы, на результирующей кривой $\rho_{\text{sub}}(T) = \rho(T, 0,3 \text{ Тл}) - \rho(T, 0,194 \text{ Тл})$ наблюдаются изломы, что полностью коррелирует с известной магнитной фазовой B - T диаграммой (рисунок 3.9). С другой стороны, изменение режима рассеяния носителей заряда, регистрируемое по излому на зависимости $\rho_{\text{sub}}(T)$ при переходе в ядро A -фазы, указывает на изменение структуры решетки скирмионов внутри границ A -фазы. Поскольку область ядра A -фазы отвечает плотной решетке скирмионов, которая не привязана к конкретной оси в кристалле, а единственными выделенным направлением является направление магнитного поля, наблюдаемое изменение режима рассеяния носителей заряда для магнитного поля

$\mathbf{B} \parallel \langle 001 \rangle$ может отражать «плавление» решетки и переход в структуру, состоящую из отдельных вихрей [85]. В этом случае прямая аналогия с вихревым состоянием сверхпроводника 2-го рода (отрицательная энергия границы магнитного вихря) может быть обоснована математически [81], что и объясняет отсутствие связи вихревой структуры с кристаллографическими направлениями. В то же время, решетка скирмионов вне ядра А-фазы оказывается сильно привязанной к конкретному кристаллографическому направлению ($\mathbf{B} \parallel [001]$, (рисунок 3.10, б)). Такое поведение можно ожидать в моделях, основанных на $3-k$ конфигурации в том случае, если учесть эффекты анизотропии границ А-фазы для различных ориентаций магнитного поля относительно кристаллографических направлений. Разница между состояниями скирмионной решетки внутри А-фазы, на наш взгляд, естественным образом объясняет особенности магнитного рассеяния носителей заряда, наблюдаемые на границе А-фазы и ее ядра для $\mathbf{B} \parallel [001]$ (рисунок 3.11), также как и качественное изменение угловых зависимостей магнитосопротивления (рисунок 3.10).

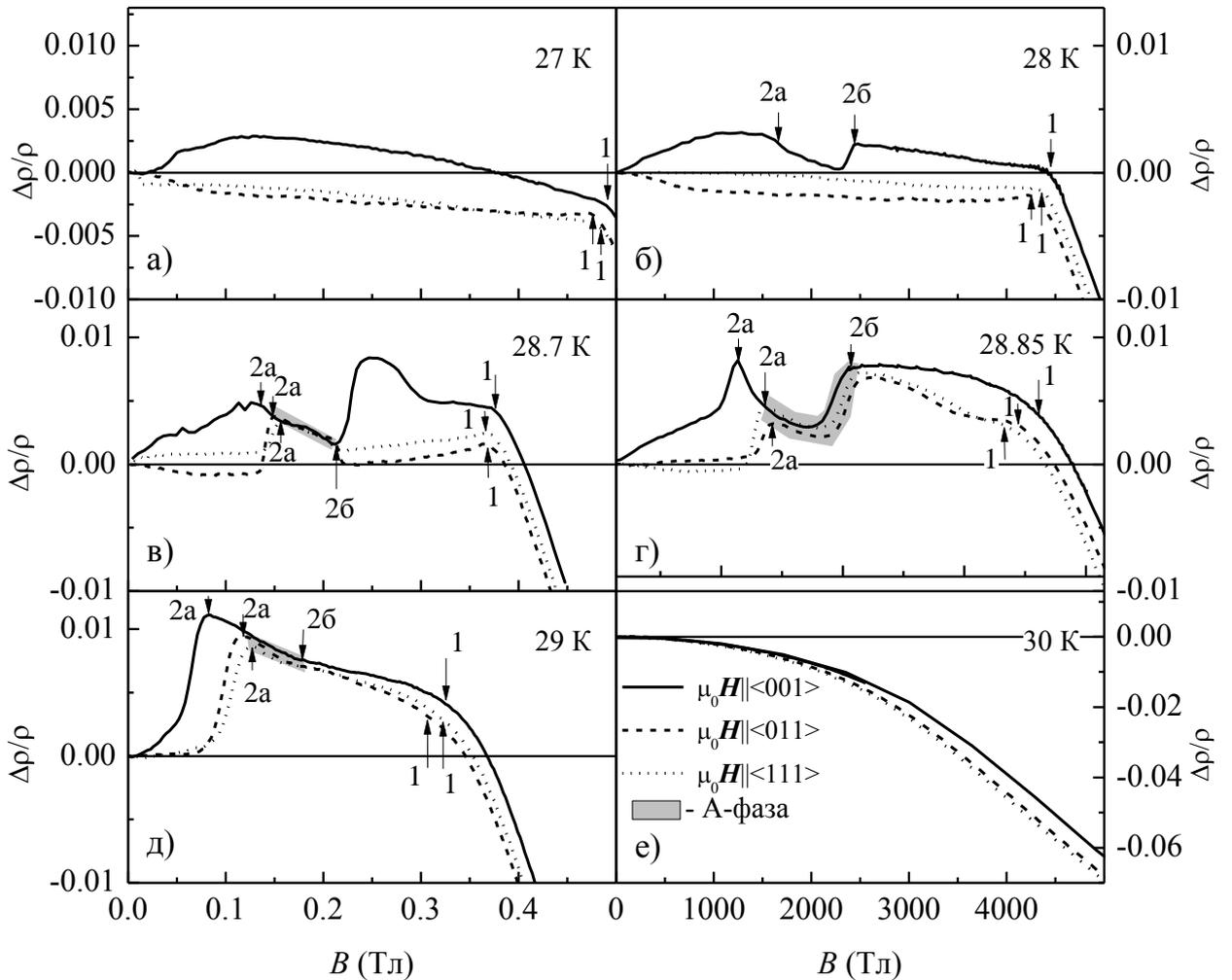


Рисунок 3.8 Полевые зависимости магнитосопротивления в MnSi в непосредственной окрестности точки Кюри $T_c = 29,15$ К. Основные кристаллографические направления, отвечающие ориентации магнитного поля для каждой зависимости $\rho(B)$ представлены на подписях к рисунку. Серым цветом выделены области, соответствующие ядру А-фазы (см. текст). Магнитные фазовые переходы, указанные стрелками 1-3, поясняются в §3.5.

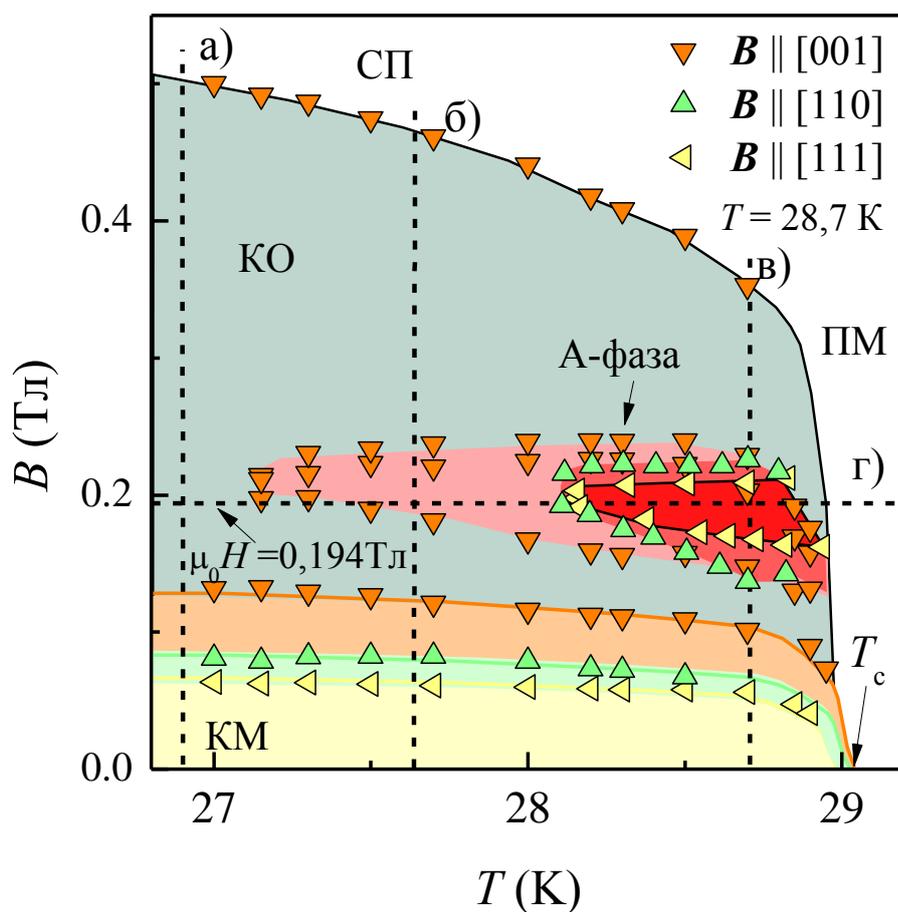


Рисунок 3.9 Магнитная фазовая диаграмма MnSi в слабом магнитном поле вблизи T_c , восстановленная по результатам измерения магнитосопротивления (рисунок 3.8). Цветами выделены соответствующие фазы. Пунктирные линии соответствуют изотермическим сечениям (а-в) и разрезу по постоянному магнитному полю $B = 0,194$ Тл (г), при которых исследовались угловые зависимости (см. §3.7). В подписях использованы следующие сокращения: СП – спин-поляризованная, ПМ – парамагнитная, КМ – коническая многодоменная, КО – коническая однодоменная.

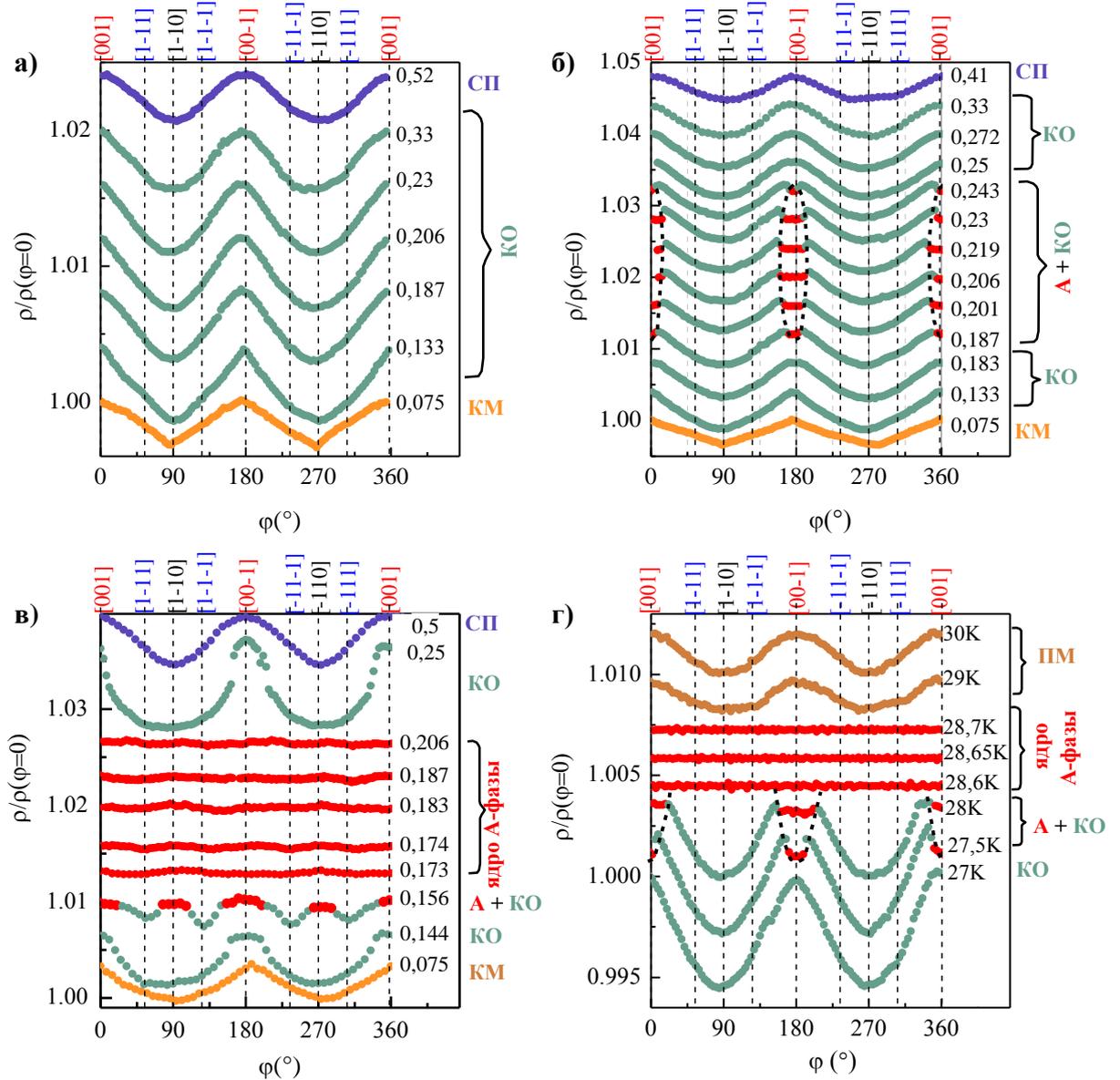


Рисунок 3.10 Угловые зависимости магнитосопротивления для разрезов магнитной фазовой B - T диаграммы, снятых при $T_0 = 26,9$ К (вне А-фазы, панель (а)), $T_0 = 27,7$ К (небольшие участки А-фазы около направления $\mathbf{B} \parallel \langle 001 \rangle$, панель (б)), $T_0 = 28,7$ К (пересечение ядра А-фазы, панель (в)) и $B_0 = 0,194$ Тл (Пересечение ядра А-фазы, панель (г)). Пунктирные линии на панелях (б) и (г) обозначают область, в которой наблюдаются включения А-фазы, возникающие вдоль направления магнитного поля $\mathbf{B} \parallel [001]$. Зависимости $\rho(\varphi)$, отвечающие различным фазам, окрашены в соответствующие цвета; названия фаз даны тем же цветом. Цифры рядом с кривыми на панелях (а)-(в) соответствуют магнитному полю в теслах. В подписях использованы следующие сокращения: А – А-фаза, КМ – коническая многодоменная, КО – коническая однодоменная, ПМ - парамагнитная, СП - спин-поляризованная.

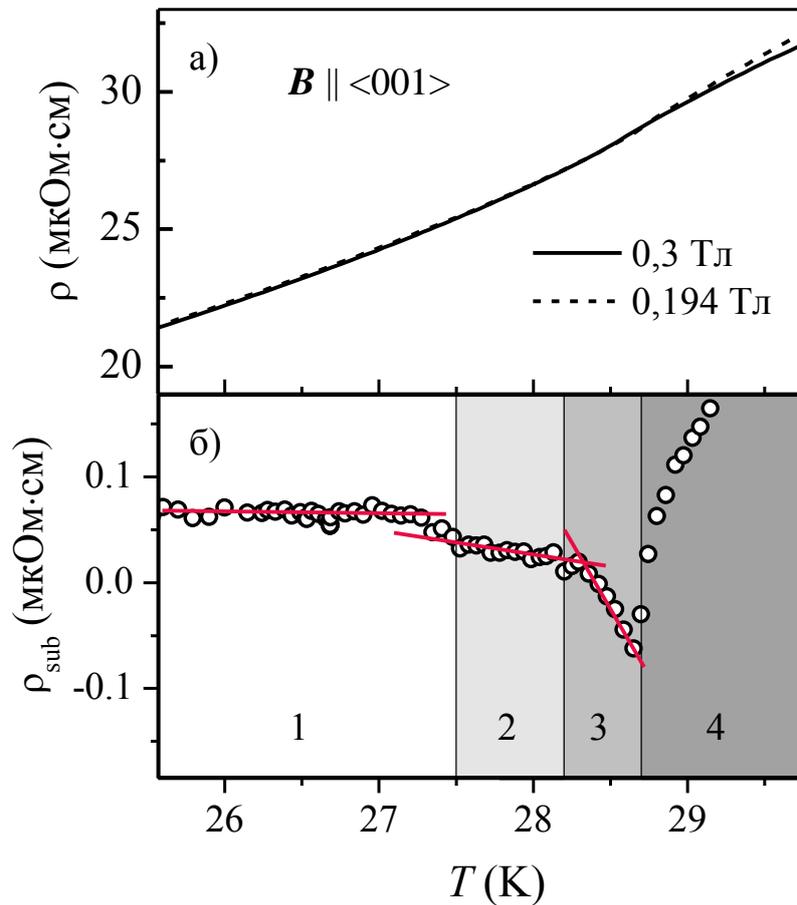


Рисунок 3.11 Температурные зависимости удельного сопротивления (а) в магнитных полях $B_0 = 0,3 \text{ Тл}$ (сплошная линия) и $B_0 = 0,194 \text{ Тл}$ (пунктирная линия). На панели (б) представлен результат вычитания $\rho_{\text{sub}}(T)$ (см. §3.5). На панели (б) сплошными линиями показаны асимптотики $\rho_{\text{sub}}(T)$ при переходе границы А-фазы и ядра А-фазы ($T_0 = 28,2 \text{ К}$). Цифры на панели (б) обозначают следующие фазы: 1 – коническая однодоменная, 2 - А-фаза, 3 – ядро А-фазы, 4 – парамагнитная.

§3.6 Выводы по главе

Выполненное в исследовании магнитных и транспортных свойств монокристаллических образцов MnSi в диапазоне температур 1,8-60 К в магнитных полях до 8 Тл позволяет сделать следующие выводы:

1. В парамагнитной фазе MnSi ($T > T_c = 29,15$ К) впервые обнаружена универсальная линейная связь между амплитудой отрицательного магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ и квадратом намагниченности M^2 : $\Delta\rho/\rho = -aM^2$ с коэффициентом $a = 2,79 \mu_B^{-2}$, не зависящим от температуры.

2. По результатам измерений измерения магнитных и транспортных свойств восстановлена магнитная фазовая H - T диаграмма MnSi. Показано, что переходу из парамагнитной фазы в спин-поляризованную соответствует вертикальная фазовая граница при $T_c = 29,15$ К.

3. По результатам исследования магнитосопротивления MnSi в температурном диапазоне 26-30 К в магнитных полях до 0,5 Тл для различных ориентаций магнитного поля восстановлена магнитная фазовая B - T диаграмма в окрестности А-фазы. Определены границы А-фазы для различных направлений внешнего магнитного $\mathbf{B} \parallel [100]$, $[110]$ и $[111]$.

4. На основе анализа угловых зависимостей магнитосопротивления обнаружено, что в узкой области магнитных полей и температур, в которой А-фаза существует для всех ориентаций магнитного поля (ядро А-фазы), магнитосопротивление становится изотропным, при этом в области вне ядра А-фазы скирмионная решетка устойчива в относительно узком диапазоне направлений, отклоняющихся от $\mathbf{B} \parallel \langle 001 \rangle$ на $\Delta\varphi \sim \pm 20^\circ$.

5. Внутри А-фазы идентифицирован переход между различными типами скирмионных решеток свидетельствующий в пользу того, что скирмионная решетка построена из отдельных вихрей по аналогии с решеткой сверхпроводящих вихрей Абрикосова.

Глава 4. Квантовое критическое поведение в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$

§4.1 Магнитные свойства $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$

Анализ структуры магнитной фазовой T - x диаграммы твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x < 0,3$) удобно начать с обсуждения их магнитных свойств. Полевые зависимости намагниченности $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x < 0,3$), измеренные в магнитных полях до 5 Тл в температурном диапазоне 4,2-60 К, представлены на рисунке 4.1, а. Видно, что с увеличением концентрации железа величина магнитного момента в расчете на ион марганца при $T = 4,2$ К в магнитном поле $\mu_0 H = 5$ Тл уменьшается от $M \approx 0,4$ μ_B/Mn для MnSi до $M \approx 0,11$ μ_B/Mn для $x = 0,29$ (см. также рисунок 4.2). Уменьшение намагниченности в ряду $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ качественно согласуется с немагнитным состоянием иона Fe в матрице моносилицидов переходных металлов, ранее отмеченное при исследовании FeSi [16]. Следует подчеркнуть, что особенность в виде излома, которая отвечает переходу из конической (К) в спин-поляризованную (СП) фазу (вертикальные стрелки на рисунке 4.2), с ростом концентрации растворенного железа смещается в сторону меньших магнитных полей и полностью исчезает при $x > x^* \approx 0,12$ (рисунки 4.1 и 4.2). Наблюдаемое поведение хорошо согласуется с результатами исследования малоуглового рассеяния нейтронов в $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ [59], указавшими на полное подавление фазы с дальним магнитным порядком и формирование квантовой критической точки $T_c(y) = 0$ К при $y \approx 0,13$.

Сравнение полевых зависимостей намагниченности, измеренных при фиксированной температуре $T = 4,2$ К (рисунок 4.2), показывает, что величина спонтанной намагниченности, оцененная из линейной аппроксимации данных $M(H)$ ($H > H_c$) к магнитным полям $H = 0$, уменьшается от значений $\mu_s \sim 0,4$ μ_B/Mn , наблюдаемых для чистого MnSi , до величины $\mu_s \sim 0,17$ μ_B/Mn для $x = 0,11$. Для составов вблизи квантовой критической точки $x^* \approx 0,12$ ($x=0,09$ и $x=0,12$) начальный наклон кривых намагниченности $M(H)$ при $T = 4,2$ К не зависит от содержания железа. Отметим также необычное поведение намагниченности для составов $x = 0,16$ и $0,19$, для которых в слабом магнитном поле намагниченность практически одинакова, а в полях $\mu_0 H > 1$ Тл значения $M(H)$ для состава с $x = 0,19$ на 10-15 % превышают намагниченность твердого раствора замещения с $x = 0,16$ (рисунок 4.2). С увеличением концентрации железа в интервале $x > 0,19$ величина намагниченности при гелиевых температурах монотонно убывает, а зависимость $M(H)$ приобретает почти линейный характер (рисунок 4.2). Важно отметить, что для всех

составов намагниченность не достигает насыщения в исследованном диапазоне температур ($T \geq 2$ К) и магнитных полей ($\mu_0 H \leq 5$ Тл).

Для оценки критической температуры перехода в фазу с дальним магнитным порядком $T^*(x)$ полевые зависимости намагниченности $M(H)$ для твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ анализировались в рамках стандартного уравнения Белова-Аррота [86]:

$$\frac{H}{M} = A + BM^2. \quad (4.1)$$

Экстраполяция линейной зависимостью данных $H/M = f(M^2)$ в магнитных полях выше критического поля перехода в спин-поляризованное состояние H_c позволяет определить спонтанную намагниченность $\mu_s(T, x)$ для составов с $x < 0,11$ (рисунок 4.4, а), которая зависит от температуры как $\mu^2(T) = \mu_s^2(0) \left(1 - \frac{T^2}{T^{*2}}\right)$. В окрестности T^* зависимость $\mu_s(T)$ приводится к виду $\mu_s(T) \approx \mu_s(0) \sqrt{\frac{2(T^* - T)}{T^*}} \sim (T^* - T)^{1/2}$, что хорошо согласуется с приближением среднего поля для ферромагнетика со спином $S = 1/2$ [87]. Экстраполяция данных $\mu_s^2(T^2)$ линейной зависимостью позволяет определить значения критической температуры $T^*(x)$ и спонтанного магнитного момента $\mu_s(0, x)$ для составов с $x < x_c$ (рисунок 4.4, б). Видно, что значение критической температуры $T^*(x)$ монотонно уменьшается с ростом концентрации железа x (рисунок 4.4, б). Важно отметить, что величина $T^*(x)$ примерно на 10 К превосходит температуру Кюри T_c для чистого MnSi (см. §3.2), в то время как при $x > 0,05$ значения $T^*(x)$ практически совпадают с концентрационной зависимостью $T^*(x)$, восстановленной по данным магнитного рассеяния нейтронов [10] (рисунок 4.4, б). Величина спонтанного магнитного момента $\mu_s(0, x)$ также убывает с увеличением x (рисунок 4.4, б, правая ось), при этом абсолютные значения $\mu_s(0)$ и $M_s(0, T = 4,2 \text{ К})$ (см. рисунок 4.2) хорошо согласуются для всех составов с $x < x^*$.

Дополнительную информацию о магнитных свойствах твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ дают измерения температурных зависимостей статической намагниченности в фиксированном магнитном поле $\mu_0 H_0 = 100$ мТл в температурном диапазоне 2–60 К. Высокая точность измерений $M(T, H_0)$ позволила рассчитать температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T) = M(T)/H_0$ (рисунок 4.5) и производной $\partial\chi/\partial T = f(T)$ (рисунок 4.6) для всех исследованных составов. Из данных

рисунка 4.5, а видно, что исследуемый диапазон концентраций можно разделить на три области, отвечающие различному поведению магнитной восприимчивости $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. Для составов с содержанием железа $x < x^* \approx 0,12$ экспериментальные данные с хорошей точностью описываются законом Кюри-Вейсса (3.1) в области температур выше температуры перехода в состояние с дальним магнитным порядком (рисунок 4.5, а). Оценки парамагнитной температуры Кюри $\Theta(x)$ и эффективного магнитного момента $\mu_{\text{eff}}(x)$ (рисунок 4.5, б) показывают, что значение Θ , уменьшается с ростом концентрации железа от $\Theta(0) = 29,2$ К до $\Theta(0,12) = 5,3$ К, а величина эффективного магнитного момента, приходящегося на один ион марганца, остается постоянной в пределах экспериментальной погрешности и составляет $\mu_{\text{eff}} \sim 2,2 \mu_{\text{B}}/\text{Mn}$. Для соединений с концентрацией железа $x \geq x_c \approx 0,24$ магнитная восприимчивость изменяется по степенному закону $\chi \sim 1/T^\xi$ с показателем степени $\xi < 1$, величина которого уменьшается с ростом x от $\xi = 0,62$ для $x = 0,24$ до $\xi = 0,47$ для $x = 0,29$ (рисунок 4.5, а). Расходимость $\chi \sim 1/T^\xi$, наблюдаемая для твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ с $x \geq 0,24$, характерна для квантового критического режима [88], что указывает на возможное возникновение второй квантовой критической точки при $x_c \approx 0,24$. В промежуточном диапазоне $x^* < x < x_c$ температурная зависимость магнитной восприимчивости $\chi(T)$ имеет сложный вид и не поддается удовлетворительному описанию в рамках какой-либо из рассмотренных выше зависимостей (рисунок 4.5, а).

С другой стороны, как было показано ранее из анализа параметров магнитной структуры $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ [59], особенности $\partial\chi/\partial T(x, T)$ позволяют идентифицировать положения границ на магнитной фазовой T - x диаграмме. Действительно, на полученных нами температурных зависимостях $\partial\chi/\partial T$ (рисунок 4.6) можно выделить два типа особенностей. Согласно выводам работы [59], широкий минимум А на кривых $\partial\chi/\partial T$ (рисунок 4.6) связан с переходом в фазу с промежуточным магнитным порядком, в то время как узкий пик В возникает в точке образования спиральной фазы с дальним (спиральным) магнитным порядком. Важно отметить, что для составов с $x > x^* \approx 0,12$ пик В исчезает, в то время как минимум А существует вплоть до концентраций $x < x_c \approx 0,24$ (рисунок 4.5, б). Для $x > x_c \approx 0,24$ минимум А не наблюдается во всем исследованном диапазоне температур (рисунок 4.6). В дальнейшем обсуждении температуру, отвечающую минимуму А на зависимостях $\partial\chi/\partial T$ обозначим как T_s . Полученные данные будут использованы при обсуждении структуры магнитной фазовой T - x диаграммы $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ (§4.5).

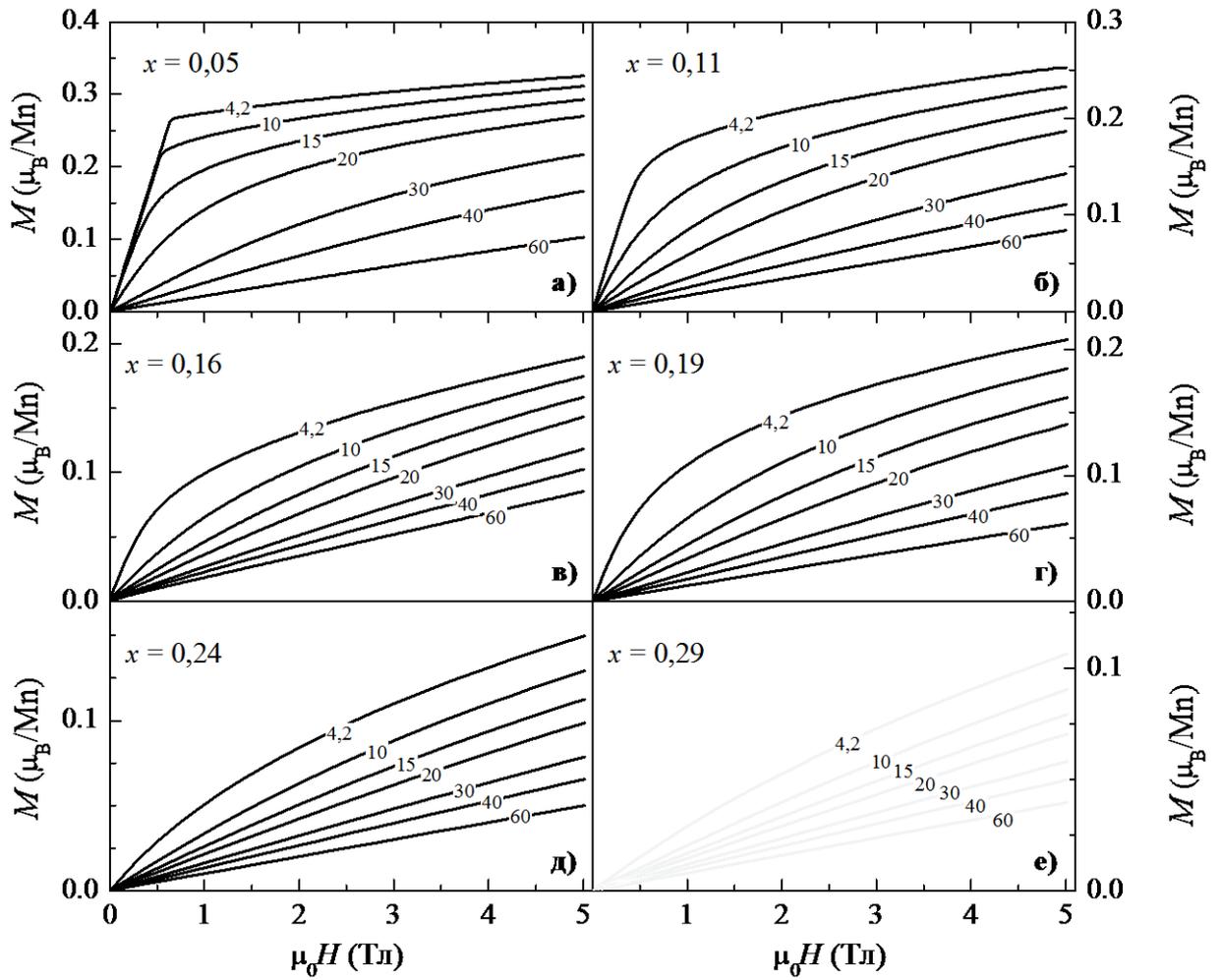


Рисунок 4.1 Полевые зависимости намагниченности твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x < 0,3$). Цифры вверху панели обозначают содержание железа x . Цифры на кривых обозначают температуру в градусах Кельвина.

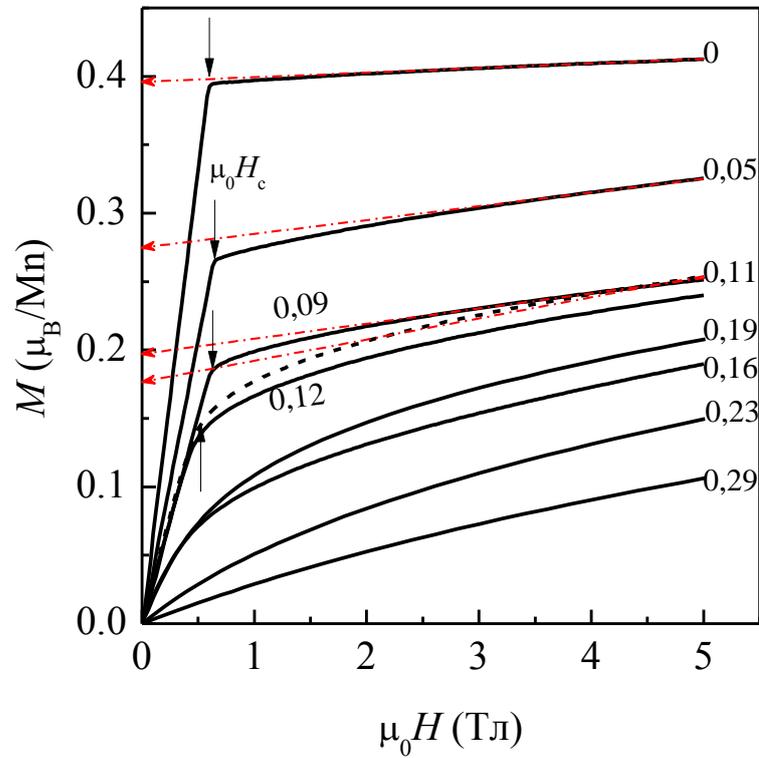


Рисунок 4.2 Полевые зависимости намагниченности $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, измеренные для всех концентраций при $T = 4,2$ К. Цифры рядом с кривыми соответствуют концентрации железа x . Пунктиром показана зависимость $M(H)$ для $x = 0,11$. Штрих-пунктирными стрелками проиллюстрирован метод оценки магнитного момента насыщения. Вертикальные стрелки обозначают положение критического поля перехода в СП фазу для составов с $x < 0,12$.

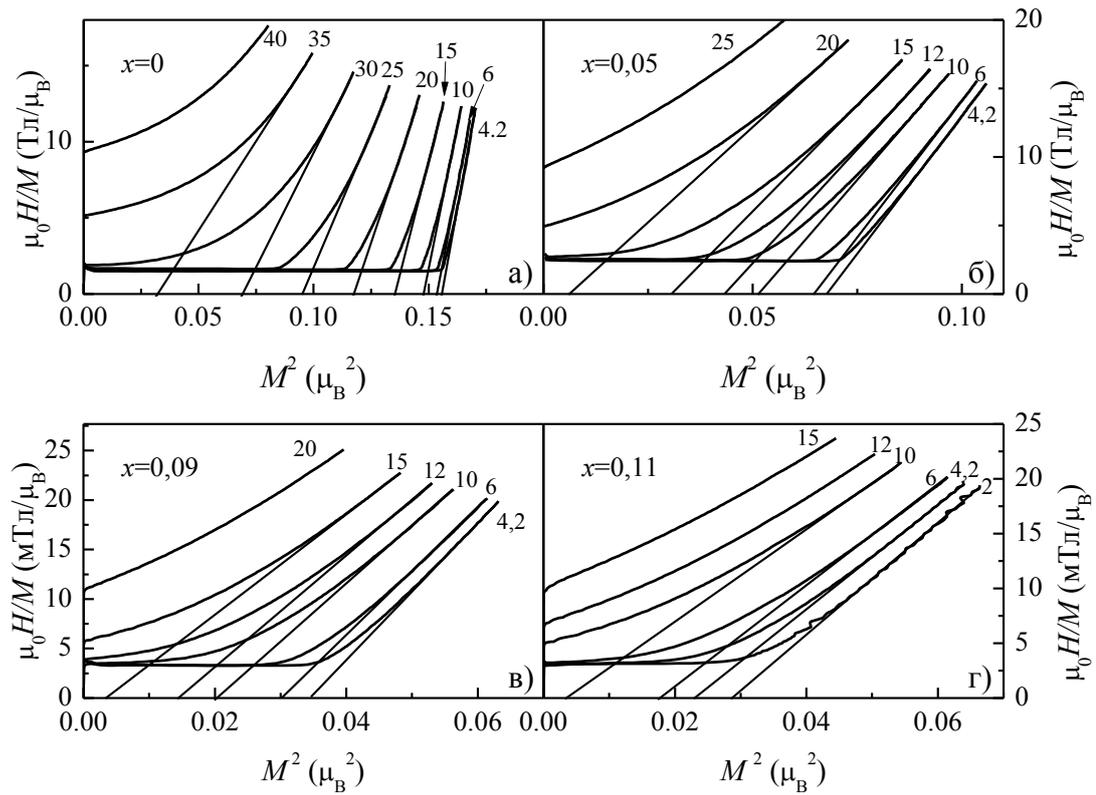


Рисунок 4.3 Намагниченность твердых растворов замещения в координатах Белова-Аррота. Тонкие линии показывают линейную экстраполяцию к $H = 0$. Цифры на кривых обозначают температуру в градусах Кельвина. Точка пересечения прямых $A+H \cdot M^2$ с осью абсцисс определяет значение квадрата спонтанной намагниченности при данной температуре. Концентрация железа x указана сверху панели.

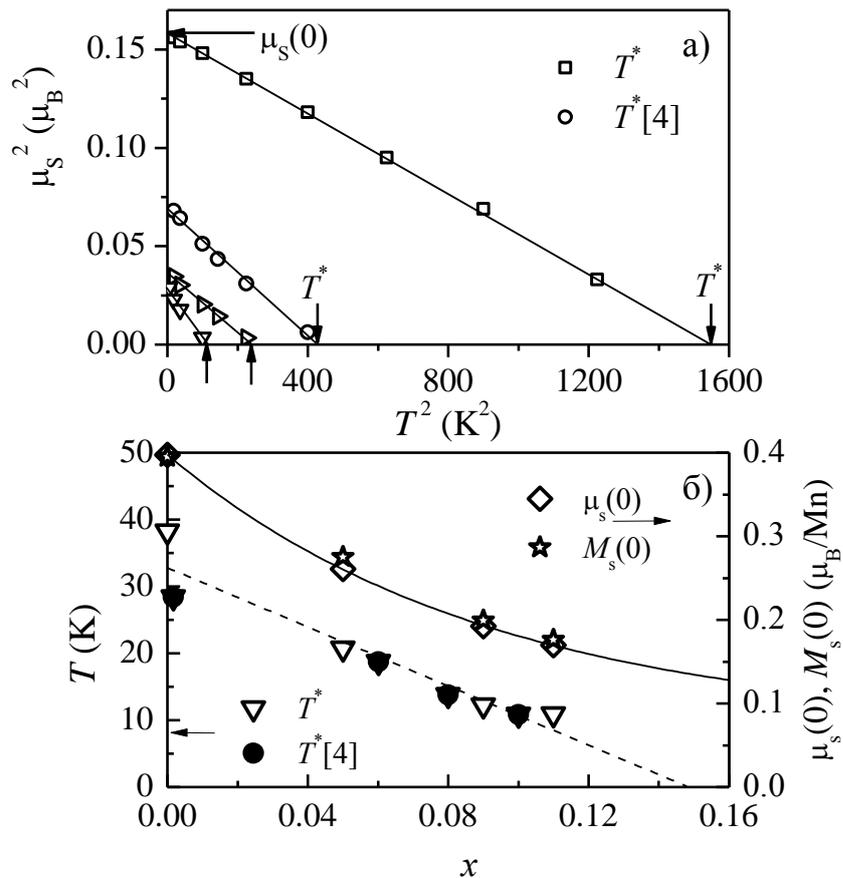


Рисунок 4.4 (а) – Температурные зависимости спонтанной намагниченности $\mu_s(T,x)$, полученной из анализа в координатах Белова-Арротта (рисунок 4.3). Линиями показаны линейные аппроксимации данных $\mu_s^2(T^2)$ методом наименьших квадратов; (б) – концентрационная зависимость критической температуры T^* и спонтанной намагниченности $\mu_s(0)$, полученных в (а); для сравнения приведена зависимость $T^*(x)$, определенная из нейтронных данных [10] и спонтанной намагниченности $M_s(0, 4,2K)$, определенной по данным рисунка 4.2. Линии проведены для наглядности.

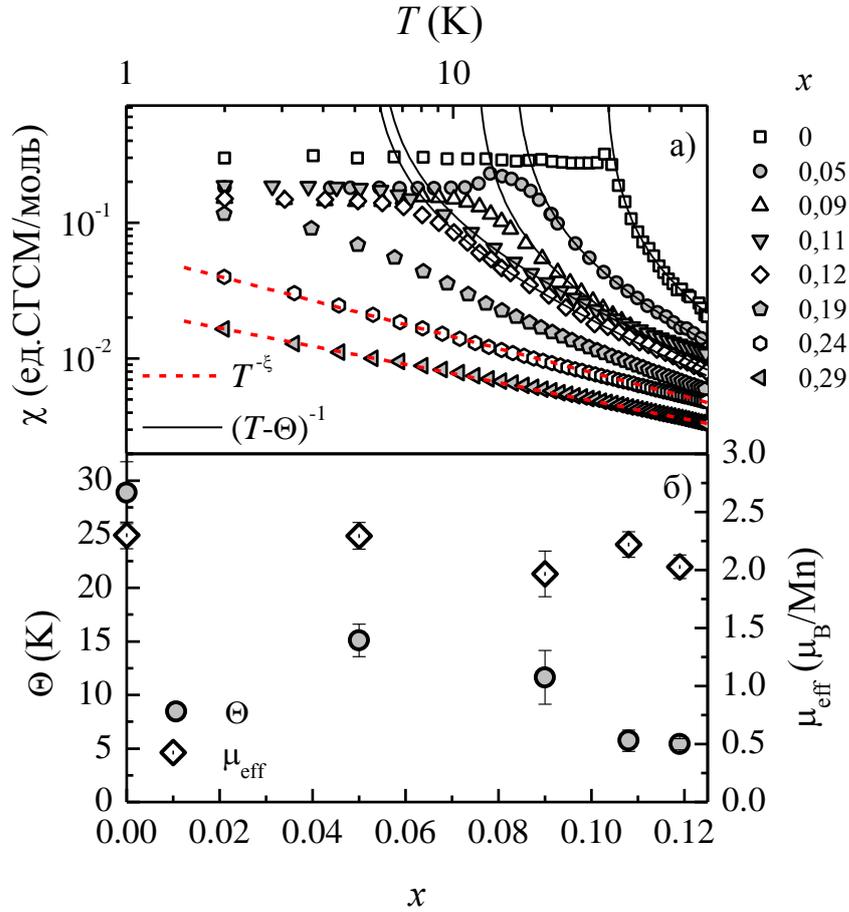


Рисунок 4.5 Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ (а). Сплошными линиями показана аппроксимация экспериментальных данных законом Кюри-Вейсса (3.1), пунктирными линиями показаны степенные зависимости $\chi \sim 1/T^\xi$ с $\xi = 0,62$ и $\xi = 0,47$ для $x = 0,24$ и $x = 0,29$, соответственно. Цифрами обозначена концентрация железа x . На панели (б) приведены концентрационные зависимости парамагнитной температуры Кюри Θ и приведенного эффективного магнитного момента μ_{eff} , оцененных из закона Кюри-Вейсса для составов с $x < 0,12$.

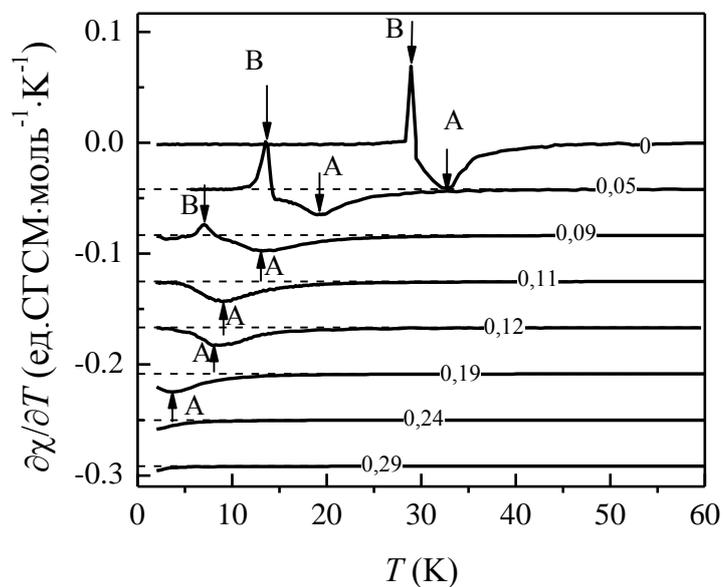


Рисунок 4.6 Температурные зависимости производной магнитной восприимчивости $\partial\chi/\partial T$. Стрелками указаны положение минимумов А и максимумов В на кривых $\partial\chi/\partial T$. Для наглядности кривые сдвинуты на величину $0,041 \text{ ед. СГСМ} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$. Горизонтальные пунктирные линии отвечают положению нуля для каждой кривой $\partial\chi/\partial T$. Числа на кривых соответствуют концентрации железа x .

§4.2 Удельное сопротивление в ряду $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$

Температурные зависимости удельного сопротивления твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x < 0,3$), измеренные в диапазоне температур 2-290 К, представлены на рисунке 4.7. Для всех исследованных составов значения $\rho(T)$ монотонно убывают с понижением температуры, при этом характер температурной зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ в ряду $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ качественно не меняется с ростом x . В целом, увеличение содержания железа приводит к усилению примесного рассеяния носителей заряда, что проявляется в росте значений остаточного сопротивления, полученных экстраполяцией к $T = 0$ К (см. §3.1), от значений $\rho(0) = 3,1$ мкОм·см для нелегированного MnSi до $\rho(0) = 115$ мкОм·см для состава с $x = 0,29$.

По аналогии с анализом магнитной восприимчивости, данные $\rho(T)$ позволяют выделить три концентрационных интервала в ряду $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. В диапазоне $x < x^* \approx 0,12$ на кривых $\rho(T)$ наблюдается особенность в виде перегиба, положение которой соответствует переходу в магнитоупорядоченную фазу T_c (стрелки на вставке, рисунок 4.7, а). С ростом концентрации железа T_c убывает и обращается в ноль при $x = x^* \approx 0,12$. В области концентраций $x \sim 0,12-0,19$ значения ρ и температурно зависимый вклад в удельное сопротивление сложным образом зависят от концентрации x (рисунок 4.7, б). Для составов с $x \geq x_c \approx 0,24$ абсолютные значения ρ монотонно увеличиваются с ростом концентрации железа x во всем диапазоне температур (рисунок 4.7, б). Таким образом, как и в случае магнитной восприимчивости, поведение удельного сопротивления качественно изменяется при пересечении границ интервалов, отвечающих критическим концентрациям $x^* \approx 0,12$ и $x_c \approx 0,24$. Детальное сравнение полученных результатов с данными анализа производной магнитной восприимчивости $\partial\chi/\partial T$ представлено в §4.4 при обсуждении магнитной фазовой T - x диаграммы $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$.

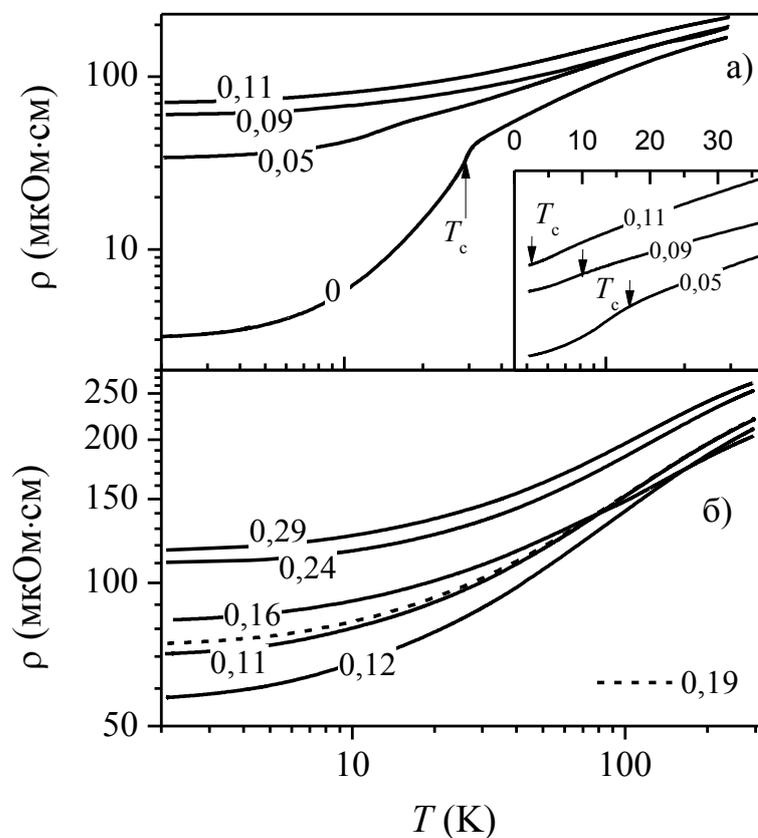


Рисунок 4.7 - Температурные зависимости удельного сопротивления твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ для составов с $x \leq 0,11$ (а) и $x \geq 0,11$ (б)). Цифры на кривых соответствуют концентрации железа x . На вставке панели (а) в увеличенном масштабе показана область перехода в магнитоупорядоченное состояние. Стрелками указано положение T_c

§4.3 Магнитосопротивление в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$

Для получения информации о характеристиках магнитного рассеяния носителей заряда в работе были измерены изотермические полевые зависимости удельного сопротивления $\rho(H, T_0)$ твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x < 0,3$) в температурном диапазоне 2-250 К в магнитных полях до 8 Тл. Рассчитанные зависимости амплитуды магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0(H, T_0)$ представлены на рисунках 4.8-4.9. Во всем исследованном диапазоне температур и магнитных полей магнитосопротивление твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ отрицательно для всех концентраций железа, причем амплитуда эффекта монотонно увеличивается с ростом магнитного поля. Подчеркнем, что в отличие от нелегированного MnSi (рисунок 3.5), магнитосопротивление легированных железом составов $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ не показывает тенденции к положительному эффекту при 2-4,2 К (рисунок 4.8-4.9).

Полевые зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0(H)$ для состава с содержанием железа $x = 0,05$ (рисунок 4.8) оказываются качественно схожими с поведением $\Delta\rho/\rho$, наблюдаемом в чистом MnSi (рисунок 3.5). На зависимостях $\Delta\rho/\rho_0(H, T_0)$ при температурах $T < T_c(x = 0,05) \approx 15$ К наблюдаются характерные изломы, отвечающие переходу в спин-поляризованную фазу (рисунок 4.8, а). В парамагнитной фазе ($T > T_c$) амплитуда магнитосопротивления для состава $x = 0,05$ монотонно уменьшается с ростом температуры от максимальной величины $|\Delta\rho/\rho_0| \sim 21\%$ до значений $|\Delta\rho/\rho_0| < 0,03\%$, регистрируемых при $T = 250$ К в магнитном поле $\mu_0 H = 8$ Тл.

Рост концентрации железа в интервале $0,11 \leq x \leq 0,19$ подавляет температурную зависимость амплитуды $\Delta\rho/\rho_0(H, T_0)$ при $T < 10$ К (рисунок 4.9, а-г). Для составов с $x \geq x_c \approx 0,24$ амплитуда эффекта отрицательного магнитосопротивления монотонно растет с понижением температуры (рисунок 4.11, д-е), причем для соединения с $x = 0,29$ магнитосопротивление квадратично зависит от магнитного поля (рисунок 4.11, е). В целом, легирование железом приводит к снижению амплитуды отрицательного магнитосопротивления в ряду $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$: в максимальном магнитном поле $\mu_0 H = 8$ Тл максимальная величина $|\Delta\rho/\rho_0|$ с увеличением концентрации x уменьшается от значений $|\Delta\rho/\rho_0(x = 0,05)| = 21\%$ до $|\Delta\rho/\rho_0(x = 0,29)| = 1,2\%$.

Учитывая немонотонную зависимость амплитуды магнитосопротивления от температуры, для большинства составов ряда $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ (рисунок 4.9) удобнее анализировать температурные зависимости $\Delta\rho/\rho_0(T, H_0)$ для различных значений магнитного поля. Перестроенные в таком виде экспериментальные данные приведены на

рисунке 4.10. Для состава с $x = 0,05$ минимум отрицательного магнитосопротивления наблюдается во всем диапазоне магнитных полей (от 0,5 Тл до 8 Тл), причем, как и в случае MnSi, положение особенности T_{Δ} практически не зависит от магнитного поля (рисунок 4.10,а). Напротив, для составов с $x = 0,11$, 0,16 и 0,19 минимум на кривых $\Delta\rho/\rho_0(T, H_0)$ появляется только в магнитных полях $\mu_0 H > 1,5$ Тл, $\mu_0 H > 3$ Тл и $\mu_0 H > 4$ Тл, соответственно (рисунок 4.10, б-г). Положение минимума магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0(T, H_0)$ зависит от приложенного магнитного поля, причем с увеличением магнитного поля особенность при T_{Δ} сдвигается в область более высоких температур (рисунок 4.10, б-г). Для состава с $x = x_c \approx 0,24$ минимум магнитосопротивления отсутствует, а амплитуда отрицательного магнитосопротивления монотонно увеличивается при понижении температуры до 2 К во всем исследуемом диапазоне магнитных полей (рисунок 4.10, д). С ростом концентрации растворенного железа до $x = 0,29$ минимум отрицательного магнитосопротивления наблюдается при $T_{\Delta} \sim 10$ К, причем его положение не зависит от магнитного поля (рисунок 4.10, е). Последний случай отличают малые значения амплитуды магнитосопротивления ($|\Delta\rho/\rho| \leq 1,2\%$), которые становятся сравнимы с точностью эксперимента ($\sim 0,1-0,01\%$) в магнитных полях $\mu_0 H < 2$ Тл.

Поскольку, в случае MnSi минимум отрицательного магнитосопротивления соответствует переходу из парамагнитной в спин-поляризованную фазу (§3.4), температуры $T_{\Delta}(x)$, отвечающие положению минимума магнитосопротивления в легированных системах, будут использованы при анализе магнитной фазовой T - x диаграммы в ряду $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$.

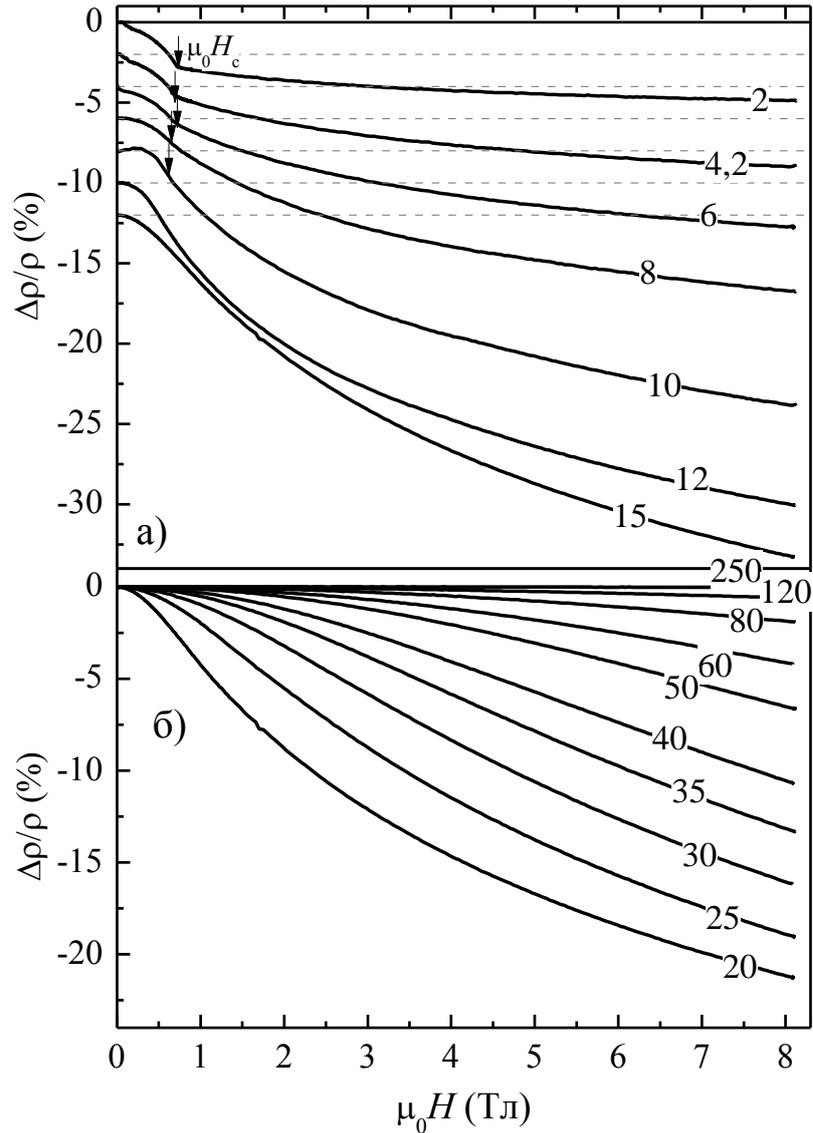


Рисунок 4.8 – Полевые зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho(H)$ для $x = 0,05$, измеренные в диапазоне температур 2-250 К. а) $T \leq 15$ К; б) $T > 15$ К. На панели (а) кривые сдвинуты на 2%, пунктиром показано положение нуля для каждой кривой. Цифры на кривых соответствуют температуре в градусах Кельвина. Стрелками обозначено положение критического поля H_c , отвечающего переходу в спин-поляризованную фазу.

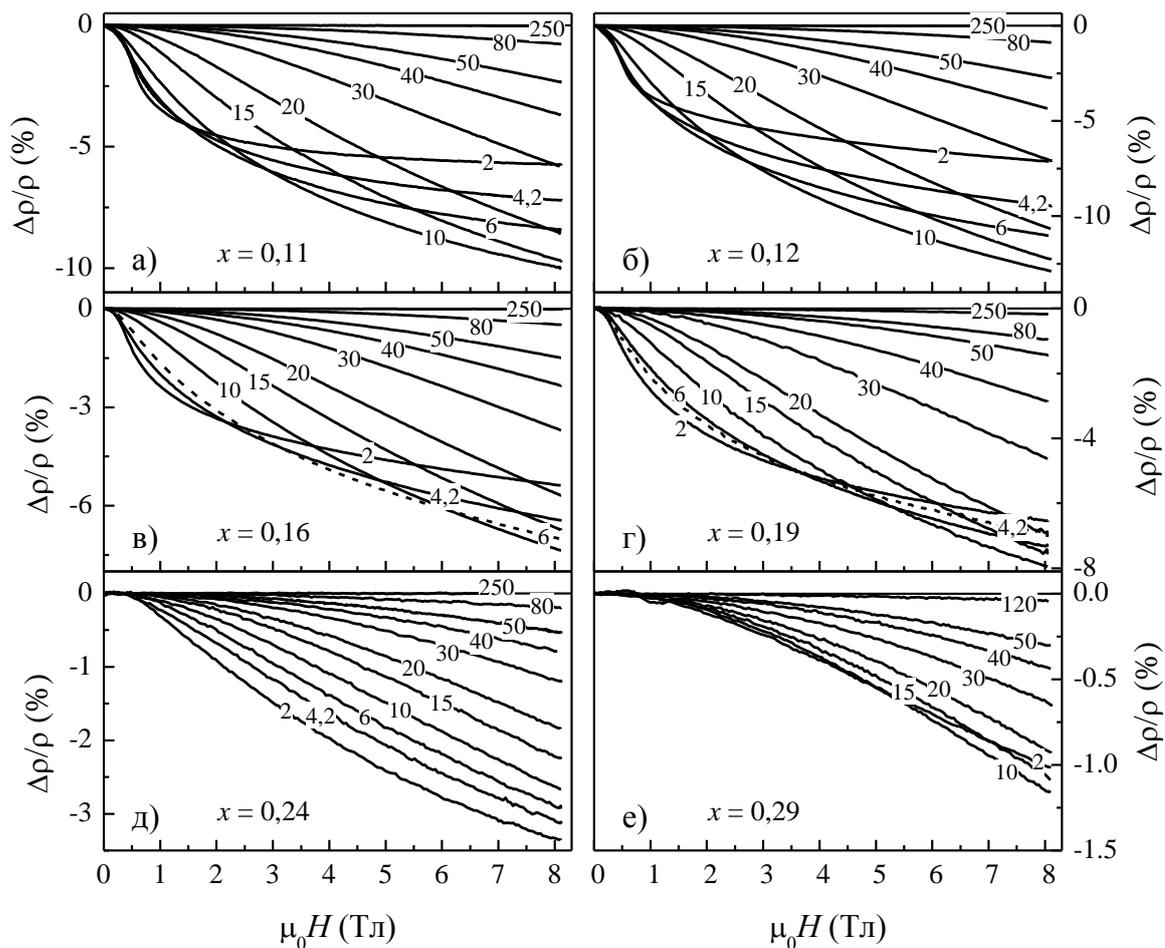


Рисунок 4.9 Полевые зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho(H)$ твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, измеренные в диапазоне температур 2-250 К в магнитных полях до 8 Тл. Концентрации железа x приведены внизу каждой панели. Цифры на кривых соответствуют температуре в градусах Кельвина. Для удобства восприятия данных несколько кривых приведены пунктиром.

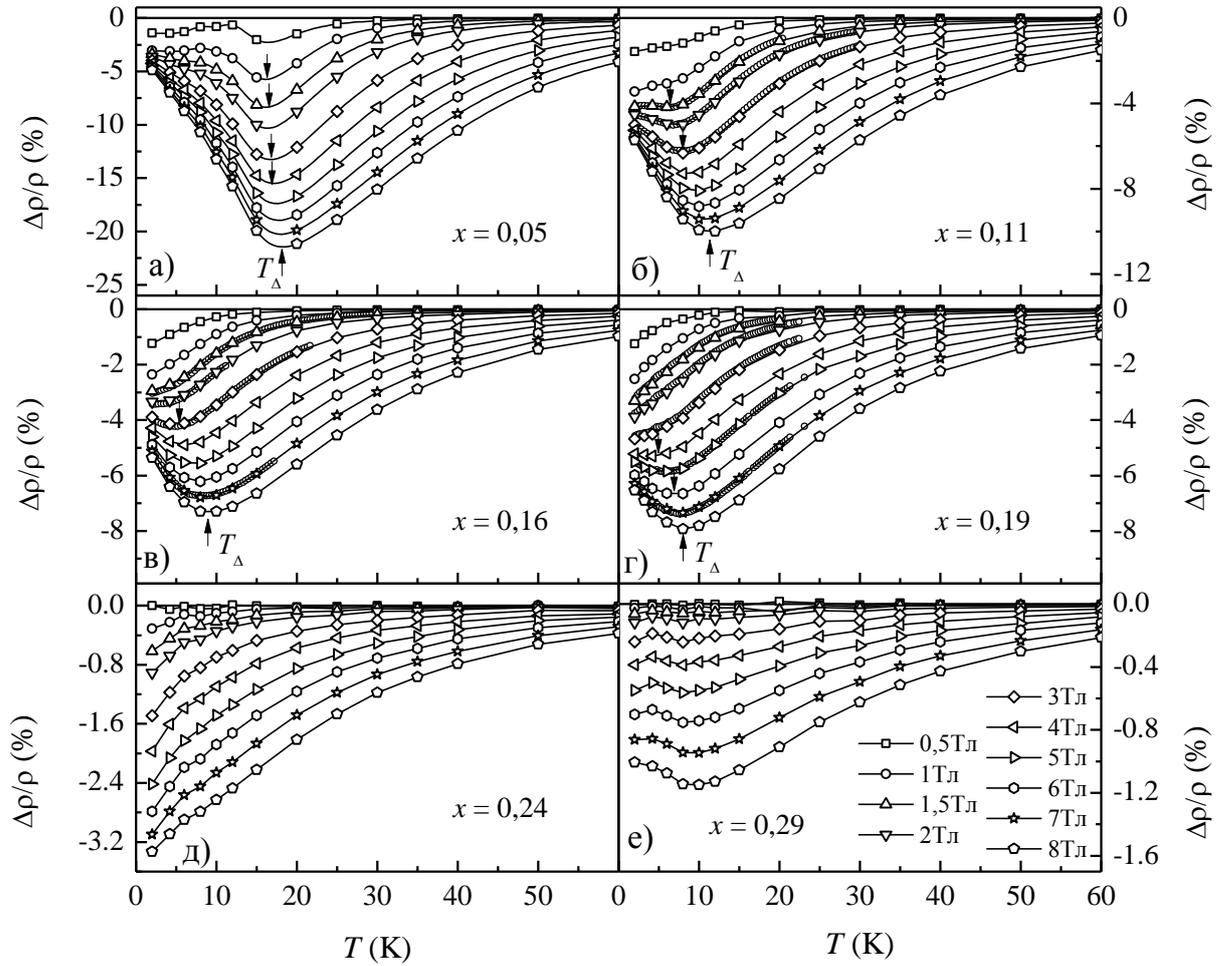


Рисунок 4.10 Температурные зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho(T, H_0)$ твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, в диапазоне температур 2-60 К в магнитных полях до 8 Тл. Стрелками показано положение температуры минимума T_Δ . Концентрации железа x приведены внизу каждой панели. Значения магнитных полей приведены в легенде на панели (е).

§4.4 Параметры s-d обменной модели в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$

Универсальный скейлинг магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho \sim M^2$, обнаруженный в парамагнитной фазе MnSi (см. §3.4), обосновывает необходимость проверки применимости s-d обменной модели [79] в случае твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. Параметрические зависимости $-\Delta\rho/\rho = f(M^2)$ для составов ряда $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ с $0 \leq x < 0,3$ приведены на рисунке 4.11. Наблюдаемая линейная зависимость $\Delta\rho/\rho = -aM^2$ указывает на однозначное соответствие между амплитудой отрицательного магнитосопротивления и квадратом намагниченности для составов ряда $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ (рисунок 4.11) при температурах $T > T_\Delta(x, H)$. Таким образом, как и в случае нелегированного MnSi , для твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ характерную температуру $T_\Delta(x, H)$ следует сопоставить с переходом между парамагнитной ($T > T_\Delta(x, H)$) и магнитоупорядоченной фазами ($T < T_\Delta(x, H)$).

С другой стороны, универсальное соотношение $\Delta\rho/\rho = -aM^2$ позволяет оценить концентрационную зависимость коэффициента пропорциональности $a(x)$ (рисунок 4.12, а). С добавлением железа параметр a уменьшается от значений $a(x=0) = 2,7 \mu\text{B}^{-2}$ до $a(x=0,09) = 1,2 \mu\text{B}^{-2}$, затем проходит через максимум $a \approx 2,2 \mu\text{B}^{-2}$ при $x^* \approx 0,12$ и плавно уменьшается до значений $a(x \geq 0,24) \approx 1,0 \mu\text{B}^{-2}$ (рисунок 4.12, а). Предполагая, что $S = 1/2$ (см. §3.1), по данным $a(x)$ с учетом значений спонтанной намагниченности $\mu_s(x)$, определенной из анализа Белова-Арротта для составов с $x < x^*$, можно оценить концентрационную зависимость отношения амплитуды обменного взаимодействия J_0 к потенциалу рассеяния V_0 . Результаты расчета параметра J_0/V_0 представлены на рисунке 4.12, б. Видно, что линейное уменьшение отношения J_0/V_0 с ростом концентрации при $x < 0,09$ сменяется ростом параметра до значения $J_0/V_0 \approx 0,21$, регистрируемого для $x = 0,11$ (рисунок 4.12, б). С учетом значений обменной энергии $J(x)$, полученной по данным малоуглового рассеяния нейтронов [10] (правая ось на рисунке 4.12, б), можно оценить величину потенциала $V_0 = J/(J_0/V_0)$ в диапазоне $x < x^* \approx 0,12$. Как видно из рисунка 4.12, б, потенциал рассеяния V_0 резко возрастает при приближении к $x^* \approx 0,12$, что можно связать с усилением спиновых флуктуаций вблизи квантовой критической точки.

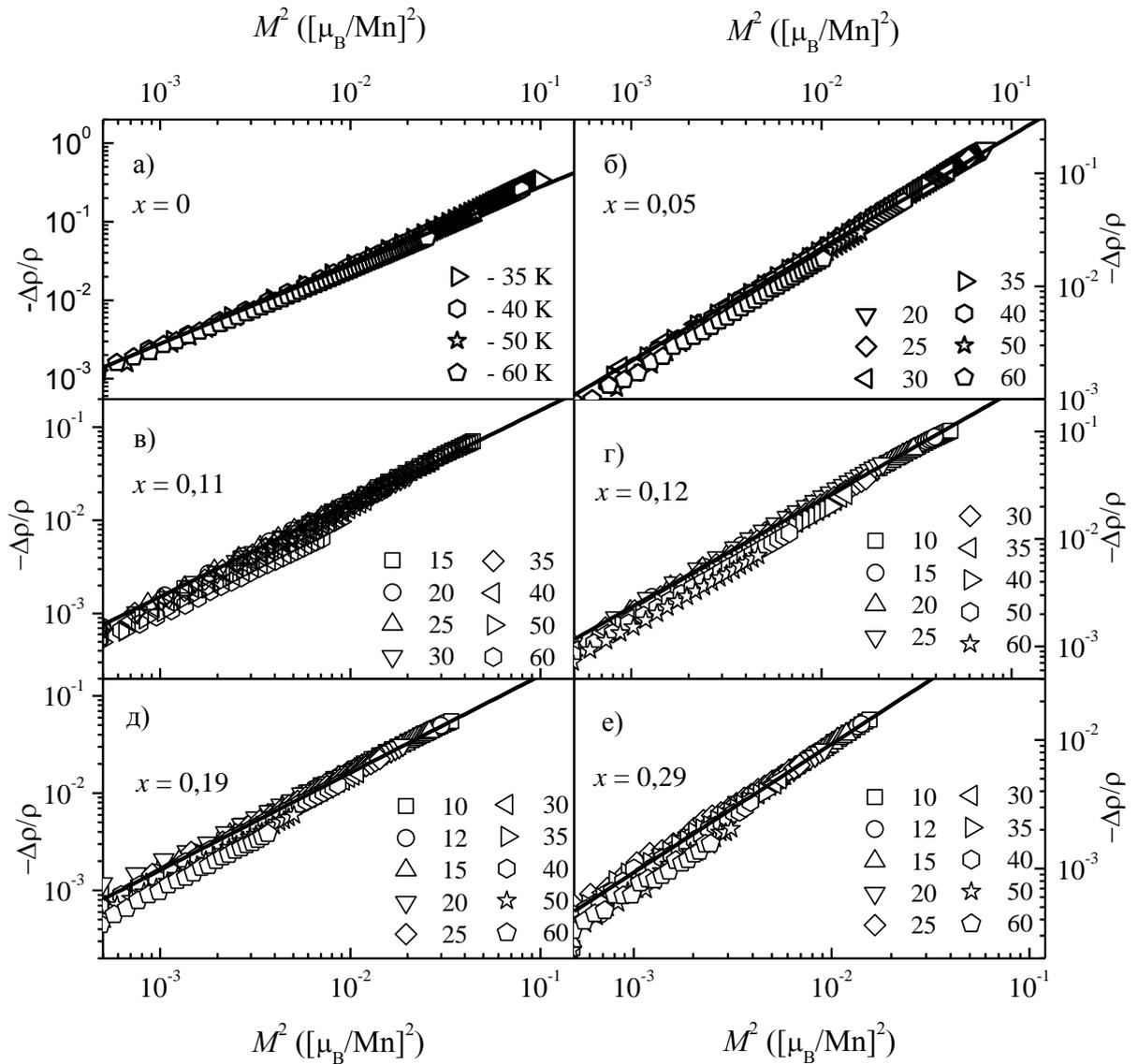


Рисунок 4.11. Скейлинг магнитосопротивления в парамагнитной фазе $T > T_{\Delta}(H)$ твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. Цифры в легенде соответствуют температуре в градусах Кельвина.

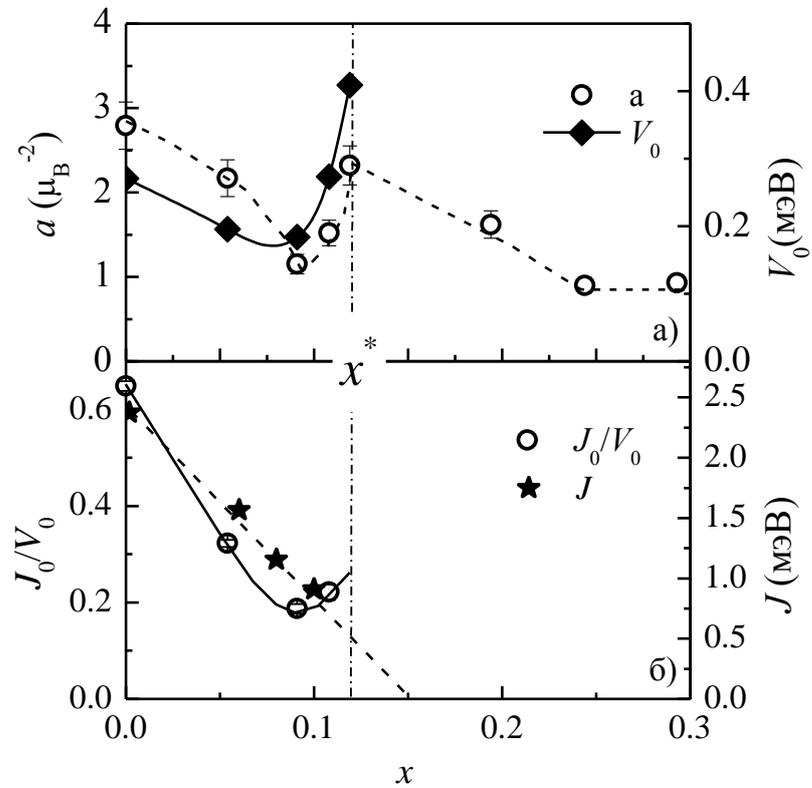


Рисунок 4.12 Концентрационные зависимости коэффициента пропорциональности $a(x)$, полученная из универсального скейлинга магнитосопротивления (рисунок 4.12) (панель (а), левая ось), электростатического потенциала рассеяния $V_0(x)$, рассчитанного по данным панели (б) (панель (а), правая ось), отношения амплитуды обменного взаимодействия J_0 к электростатическому потенциалу рассеяния V_0 (панель (б), левая ось) и обменной энергии по данным малоуглового рассеяния нейтронов (панель (б), правая ось) [Grigoriev09] в твердых растворах замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$. Линии проведены для наглядности.

§4.5 Магнитная фазовая T - x диаграмма $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$

Результаты измерения магнитных и транспортных свойств позволяют восстановить магнитную фазовую T - x диаграмму твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ (рисунок 4.13). Действительно, температуры, отвечающие особенностям на температурных зависимостях магнитной восприимчивости и удельного сопротивления (данные x и y на рисунке 4.13), хорошо согласуются с точкой Кюри, определяющей переход в состояние с дальним магнитным порядком по нейтронным данным для $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ [10]. С другой стороны, температуры $T^*(x)$ и $T_s(x)$, отвечающие появлению спонтанного магнитного момента по анализу Белова-Аррота и минимуму $\partial\chi/\partial T$, соответственно, определяют границу состояния с ближним магнитным порядком. Стоит отметить, что в сильном магнитном поле ($\mu_0 H = 8$ Тл) положение перехода в спин-поляризованное состояние $T_\Delta(x)$, определяемого по минимуму на зависимостях $\Delta\rho/\rho(T, H_0)$, практически совпадает с границей $T_s(x)$, что свидетельствует о расширении области дальнего магнитного порядка, индуцированного магнитным полем, и возможной «кристаллизации» спиновой жидкости. Подробнее это явление обсуждается в §4.7.

Таким образом, анализ фазовой T - x диаграммы $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ позволяет идентифицировать две особые концентрации $x^* = 0,12$ и $x_c = 0,24$, что указывает на реализацию принципиально нового сценария возникновения квантовой критичности в данной системе. При $T \rightarrow 0$ в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ существуют два квантовых критических перехода, первый из которых соответствует подавлению фазы с дальним магнитным порядком и переходу в фазу с промежуточным магнитным порядком ($x^* \approx 0,12$), в то время как второй квантовый фазовый переход происходит при $x_c \approx 0,24$ и отделяет фазу с промежуточным магнитным порядком от фазы Гриффитса с магнитной восприимчивостью $\chi \sim T^{-\xi}$, температурная зависимость которой расходуется по степенному закону (рисунок 4.5). Таким образом, истинные квантовые критические аномалии могут наблюдаться при конечных температурах только при $x > x_c$, когда оба типа магнитного упорядочения (и дальний, и ближний) оказываются подавленными. В то же время в окрестности x^* квантовое критическое поведение маскируется эффектами промежуточного магнитного порядка (рисунок 4.13), что затрудняет однозначное определение положения квантовой критической точки по данным магнитной восприимчивости.

Следуя принятому в физике квантовых критических явлений подходу [47], можно рассмотреть показатель степени температурной зависимости удельного сопротивления $\alpha(x, T)$. Предполагая, что удельное сопротивление описывается законом $\rho(T) = \rho(0) + A \cdot T^a$

с $A = const$, оценим концентрационную зависимость $\alpha(x)$, аппроксимируя участок $T_s < T < 60$ К линейной зависимостью в двойных логарифмических координатах $\ln[\rho - \rho(0)] = \ln A + \alpha \ln T$. Поскольку в указанном диапазоне показатель степени α практически не зависит от температуры, прямой расчет значения A позволяет выразить параметр α следующим образом

$$\alpha = \frac{\ln\left(\frac{\rho - \rho(0)}{A}\right)}{\ln T}. \quad (4.2)$$

Рассчитанный показатель степени температурной зависимости удельного сопротивления $\alpha(T, x)$ представлен на рисунке 4.14, б. Важно отметить, что данные при $T < T_s$ не отображают реальные значения $\alpha(T, x)$ ввиду сильной температурной зависимости параметра α и являются лишь результатом расчета с параметрами, определенными в парамагнитной фазе. Области с различным поведением $\alpha(T, x)$ удобно сопоставить с контурной картой, построенной по данным производной магнитной восприимчивости $\partial\chi/\partial T$ (рисунок 4.14, а). Отметим, что положение особенностей на карте $\partial\chi/\partial T = f(T, x)$ (рисунок 4.14, а), хорошо коррелирует с границами на магнитной фазовой T - x диаграмме системы $Mn_{1-x}Fe_xSi$ (рисунок 4.13). С другой стороны, на рельефе распределения показателя степени $\alpha(x, T)$ в дополнение к особенностям, связанным с резким изменением показателя степени α в окрестности квантовых критических точек x^* и x , четко видна переходная область в парамагнитной фазе в интервале концентраций $x = 0,05-0,11$ (рисунок 4.14, б), которая не идентифицируется по магнитным измерениям. Феноменологическая модель, позволяющая объяснить необычную структуру магнитной фазовой T - x диаграммы $Mn_{1-x}Fe_xSi$, обсуждается в следующем параграфе.

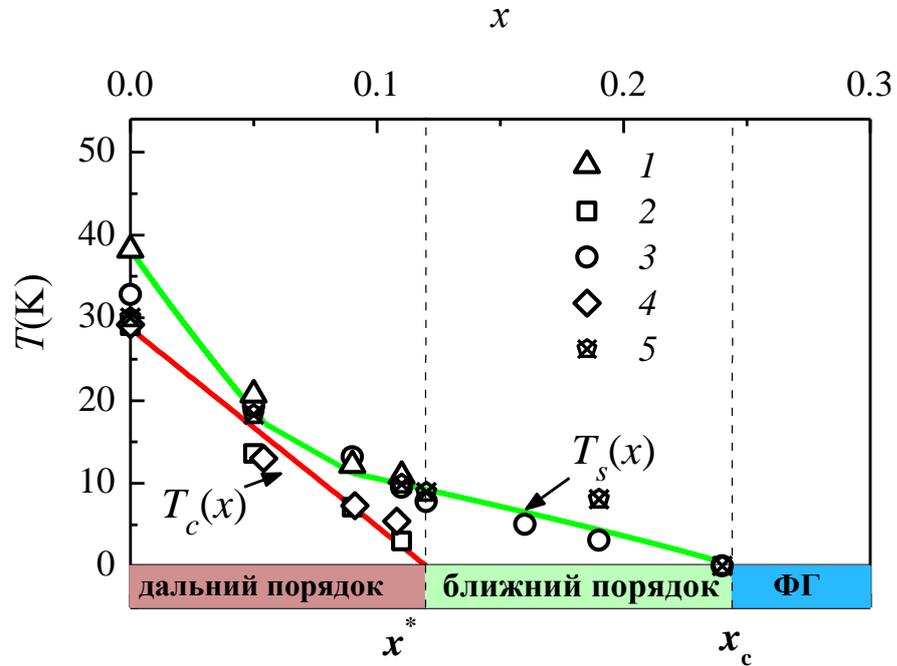


Рисунок 4.13 Магнитная фазовая T - x диаграмма твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, восстановленная по результатам магнитных и резистивных измерений. 1 – критическая температура T^* , полученная из анализа намагниченности в координатах Белова-Арротта. 2 и 3 – Температуры T_c и T_s , соответственно, полученные из анализа $\partial\chi/\partial T$. 4 - Температура T_c , отвечающая узкому пику на $\partial\rho/\partial T$. 5 – температура T_Δ , соответствующая минимуму на $\Delta\rho/\rho(T, 8 \text{ Тл})$. Вертикальными линиями показано положение критических точек x^* и x_c . ФГ – фаза Гриффитса

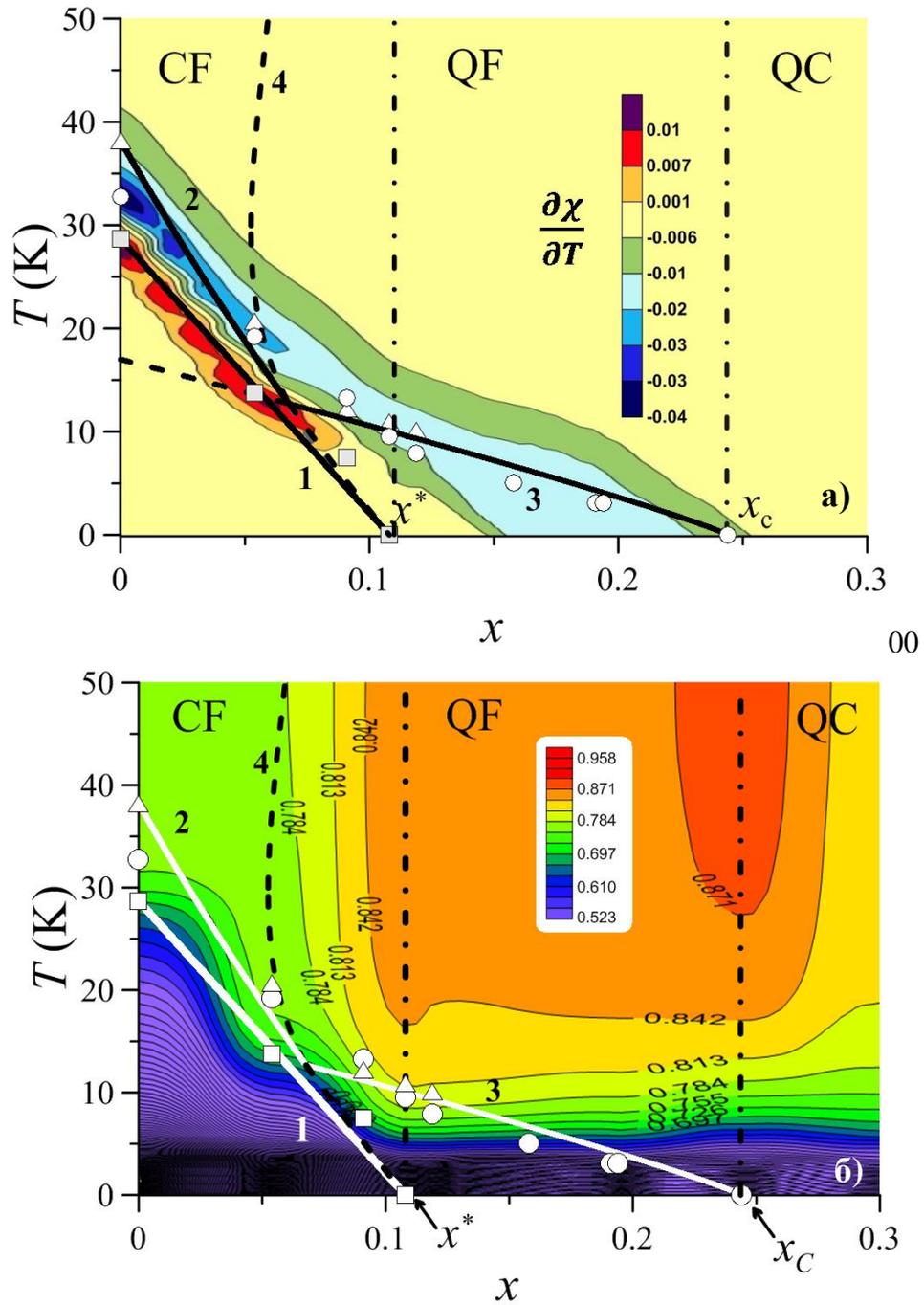


Рисунок 4.14 (а): Контурная карта производной магнитной восприимчивости $\partial\chi/\partial T$. (б) – контурная карта показателя степени температурной зависимости удельного сопротивления $\alpha(x, T)$. Квадраты обозначают положение T_c , определенное по пику на $\partial\chi/\partial T$, круги – положение T_s , соответствующее минимуму на $\partial\chi/\partial T$, треугольники – положение T^* , полученное из анализа Белова-Аррота. Буквами обозначены области доминирования классических (CF) и квантовых (QF) флуктуаций и фаза Гриффитса (QC). Линии 1- $T_c(x)$, 2-3 $T_s(x)$, 4- $T_{eq}(x)$ (см. §4.5).

§4.6 Сценарий квантового критического поведения в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$

Необычную структуру магнитной фазовой T - x диаграммы $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ с двумя квантовыми критическими точками, одна из которых ($x^* \approx 0,12$) оказывается скрытой фазой с ближним магнитным порядком (рисунок 4.13), можно качественно объяснить в рамках феноменологического подхода, учитывающего различные пространственные масштабы классических и квантовых флуктуаций. Идея сравнения масштабов различных корреляционных длин была ранее предложена в работе [46] для описания магнитных фазовых переходов в MnSi . С другой стороны, возможность появления квантовой критической точки, «скрытой» внутри промежуточной фазы с ближним магнитным порядком, была убедительно продемонстрирована в работе [57]. В частности, для MnSi был предсказан переход в фазу с ближним магнитным порядком (киральная жидкость) в области давлений, превышающих критическое ($p > p_c$) [57].

В случае $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ естественно предположить, что фаза с промежуточным магнитным порядком (аналог киральной жидкости [57]) образуется в момент «замерзания» флуктуаций параметра порядка в парамагнитной фазе (аналог кирального газа [57]) по мере понижения температуры. В такой ситуации промежуточный магнитный порядок для $x > x^*$ возникнет, когда радиус классических флуктуаций R_{f1} , растущий при $T \rightarrow T_c(x)$, достигнет критического значения $R_{f1} = R_s$. В силу того, что температура перехода в фазу с дальним магнитным порядком для $x > x^*$ обращается в ноль ($T_c(x > x^*) = 0$), аналогичное предположение может быть сделано для случая квантовых флуктуаций, характеризующихся радиусом R_{f2} [47]. Таким образом, условие формирования фазы с промежуточным магнитным порядком в общем виде можно выразить как $R_{f1,2} = R_s$, где $R_{f1}(R_{f2})$ – пространственный масштаб классических (квантовых) флуктуаций, а R_s – характерный размер области с ближним магнитным порядком в конденсированной фазе. Предполагая, что магнитные фазовые переходы в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ контролируются эффектами беспорядка в магнитной подрешетке [56], параметр R_s можно связать с корреляционной длиной R_c бесконечного перколяционного кластера [89]

$$R_s = R_c(x) = \frac{l}{(1 - x/x_c)^v} . \quad (4.3)$$

В формуле (4.3) параметр l обозначает минимальную длину порядка размера элементарной ячейки, x_c – порог протекания и $v = 0,9$ [89].

В стандартных выражениях для радиусов классических и квантовых флуктуаций [47]

$$R_{f1} = \frac{a_1}{(T/T_c - 1)^\delta}; R_{f2} = a_2 \frac{T_0}{T}, \quad (4.4)$$

где параметры $a_{1,2}$ имеют размерность длины, а T_0 играет роль энергетического масштаба квантовых флуктуаций [47]. Используя уравнения (4.3)-(4.4) и условие $R_{f1,2} = R_s$, находим температуры перехода в фазу с промежуточным магнитным порядком в классическом и квантовом случаях

$$T_1(x) = T_c(x) \left[1 + \frac{\Delta T(0)}{T_c(0)} \left(1 - \frac{x}{x_c} \right)^{\nu/\delta} \right], \quad T_2(x) = T_2(0) \left(1 - \frac{x}{x_c} \right)^\nu. \quad (4.5)$$

Как и ранее, индексы 1 и 2 обозначают классический и квантовый случаи соответственно, а $T_c(0)$ отвечает концентрации $x = 0$, В уравнении (4.4) $\Delta T(0) = T_1(0) - T_c(0) = (a_1/l)^{1/\delta} T_c(0) = 9 \text{ К}$ определяет температурный диапазон существования промежуточной фазы при $x=0$, предшествующей фазе с дальним магнитным порядком. Кроме того в выражении (4.5) введено обозначение $T_2(0) = (a_2/l)T_0$.

В стандартной теории квантовых критических явлений характерные концентрации x^* и x_c совпадают [47], и учет двух типов флуктуаций проявляется лишь в возможной перенормировке флуктуационной области вокруг T_c . Новый тип магнитной фазовой диаграммы возникает в рассматриваемом случае с двумя квантовыми критическими точками, когда значения концентраций существенно различаются, то есть $x^* \neq x_c$ и $x^* < x_c$. При этом температура $T_2(x)$ ограничивает область существования фазы с промежуточным магнитным порядком при $x > x^* \approx 0,12$, который исчезает во второй квантовой критической точке $x_c \approx 0,24$. Такое поведение качественно соответствует эксперименту (рисунок 4.13).

Расчеты по формулам (4.3-4.5) предполагают использование линейной зависимости температуры перехода в фазу с дальним магнитным порядком (киральное твердое тело [57]) $T_c(x) = T_c(0)(1 - x/x^*)$, параметры которой известны из эксперимента: $T_c(0) = 29,15 \text{ К}$, $x^* = 0,12$ (рисунок 4.13, см. также линию 1 на рисунке 4.14). С учетом значения показателя степени в выражении для корреляционного радиуса классических флуктуаций в модели среднего поля $\delta = 1/2$ [47, 87], аппроксимация экспериментальных данных формулами (4.5) сводится к подгонке с единственным свободным параметром $T_2(0)$.

Наилучшее приближение для данных рисунка 4.14 дает значения $T_2(0) = 17$ К. Полученные границы фаз с промежуточным магнитным порядком, образующихся при «замерзании» классических и квантовых флуктуаций, показаны на рисунке 4.14, где линии 2 и 3 представляют зависимости $T_1(x)$ и $T_2(x)$, соответственно. Из данных рисунка 4.14 видно, что предложенная модель (4.3-4.5) с хорошей точностью описывает структуру магнитной фазовой T - x диаграммы $Mn_{1-x}Fe_xSi$, что подтверждает предложенный сценарий квантового критического поведения в этой системе.

Важно отметить дополнительные аргументы, свидетельствующие в пользу предложенной модели. Во-первых, найденное значение $T_2(0) \approx 17$ К в пределах погрешности совпадает с температурой $T_L \sim 15$ К, отвечающей особенности на температурной зависимости ширины линии электронного парамагнитного резонанса и «плечу» на температурных зависимостях магнитосопротивления (рисунок 3.5, б) в $MnSi$ [1]. В рамках предложенной модели данную особенность можно связать с квантовыми флуктуационными эффектами, проявляющимися внутри фазы с дальним магнитным порядком ($T_2(0) < T_c(0)$). Во-вторых, предложенная модель подразумевает возможность сосуществования классических и квантовых флуктуаций в области $x < x^*$, предполагающего наличие новой границы в парамагнитной фазе. Действительно, условие $R_{f1}(T, x) = R_{f2}(T)$ определяет линию $T_{eq}(x)$, которая для $\delta = 1/2$ может быть рассчитана без введения каких-либо дополнительных подгоночных параметров из уравнения

$$A = \frac{z^2}{z-1}, \quad (4.6)$$

где $z = T_{eq}(x)/T_c(x)$ и $A = T_2(0)^2 / \Delta T(0)T_c(x)$. Результат расчета показан пунктирной линией 4 на рисунке 4.14. Слева от $T_{eq}(x)$ доминируют классические флуктуации (область CF на рисунке 4.14), справа от $T_{eq}(x)$ и до $x = x^*$ находится переходная область, в которой сосуществуют классические и квантовые флуктуации, а в диапазоне $x^* < x < x_c$ в парамагнитной фазе существуют только квантовые флуктуации (рисунок 4.14, б).

Интересно отметить, что на контурной карте $\partial\chi/\partial T = f(x, T)$ отсутствуют какие-либо признаки линии $T_{eq}(x)$ (рисунок 4.14, а). Отсутствие особенностей, связанных с переходом между режимами классических и квантовых флуктуаций можно объяснить тем, что поведение $\partial\chi/\partial T$ определяется усредненной по объему намагниченности образцов, которая не зависит от флуктуаций, если только они не «замерзли» и не привели к образованию фаз с промежуточным магнитным порядком. В случае же удельного

сопротивления ситуация прямо противоположна. Поскольку зарядовый транспорт в MnSi и $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ определяется магнитным рассеянием носителей заряда (§3.4 и §4.4), магнитные флуктуации (как квантовые, так и классические) модифицируют форму кривых $\rho(T)$. Таким образом, визуализация линии, разделяющей классические и квантовые критические флуктуации возможна лишь с помощью $\alpha(x, T)$ (рисунок 4.14, б).

С другой стороны, перколяционный подход к описанию магнитной фазовой в окрестности второй квантовой критической точки предполагает, что связность магнитной подсистемы $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ изменяется на пороге протекания, и для $x > x_c$ магнитная подсистема состоит из отдельных спиновых кластеров. В этом случае имеются все основания полагать, что фаза, наблюдаемая при $x > x_c$, является фазой Гриффитса [90, 91]. Экспериментальные значения показателя степени температурной зависимости магнитной восприимчивости $\xi \sim 0,5-0,6$ (рисунок 4.5) близки к значениям, полученным теоретически в приближении среднего поля [92], и, следовательно, такая интерпретация не противоречит экспериментальным данным.

Таким образом, анализ данных магнитной восприимчивости и удельного сопротивления в рамках предложенной модели T - x магнитной фазовой диаграммы $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ подтверждает реализацию квантового бикритического сценария в данной системе. Существование «скрытой» квантовой критической точки $x^* \approx 0,11$, хотя и маскируется фазой с промежуточным магнитным порядком, проявляется в виде кроссовера между классическими и квантовыми флуктуациями в парамагнитной фазе. Вторая квантовая критическая точка $x_c \approx 0,24$, по-видимому, имеет перколяционную природу и соответствует порогу протекания в магнитной подсистеме $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. Увеличение содержания железа выше x_c подавляет переход в фазу с промежуточным магнитным порядком, и магнитная подсистема разделяется на спиновые кластеры, о чем свидетельствует степенная зависимость магнитной восприимчивости вида $\chi(T) \sim 1/T^\xi$, типичная для индуцированной беспорядком фазы Гриффитса.

§4.7 Влияние магнитного поля на фазу с промежуточным магнитным порядком в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$

Поскольку квантовая критическая точка $x^* \approx 0,12$ оказывается «скрытой» промежуточной магнитной фазой (см. рисунок 4.13), интересно исследовать влияние магнитного поля на положение фазовых границ в монокристалле $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, для концентрации $x = 0,11$, близкой к «скрытой» квантовой критической точке $x^* \approx 0,12$. Для данной концентрации переход в фазу с дальним магнитным порядком практически подавлен, а фаза с промежуточным магнитным порядком формируется ниже $T_s \approx 9,1$ К в отсутствие магнитного поля. Таким образом, квантовый фазовый переход, отвечающий исчезновению дальнего магнитного порядка, становится скрытым внутри промежуточной фазы, причем для данной концентрации диапазон $T_c - T_s$ является максимальным.

Анализ зависимостей магнитосопротивления в координатах $\Delta\rho/\rho = f(M^2)$ в фиксированных магнитных полях представлен на рисунке 4.15. Как и в случае фиксированных температур (рисунок 4.11), в парамагнитной фазе выполняется универсальное соотношение $\Delta\rho/\rho = -aM(B,T)^2$. Понижение температуры приводит к росту намагниченности (рисунок 4.15, б) и отклонению от универсального скейлинга, что, в свою очередь, свидетельствует о переходе из парамагнитной фазы в магнитоупорядоченную (рисунок 4.15, а). Тогда, следуя методике, описанной в §3.4, для построения магнитной фазовой H - T диаграммы в сильном магнитном поле положение фазовых границ следует определять по положению минимума на температурных зависимостях магнитосопротивления $\rho(H_0, T)/\rho(0, T)$. Кривые $\rho(H_0, T)/\rho(0, T)$, рассчитанные по результатам измерения удельного сопротивления в отсутствие магнитного поля и в фиксированных магнитных полях до 7 Тл в температурном диапазоне 1,8 – 15 К, приведены на рисунке 4.15, а. Для сравнения приведены температурные зависимости намагниченности $M(H_0, T)$ (рисунок 4.15, б). Следует отметить, что максимум абсолютной величины магнитосопротивления в сильном магнитном поле становится более выраженным (пик С на рисунке 4.15, а), а при $\mu_0 H < 3,5$ Тл демонстрирует определенную структуру, состоящую из нескольких пиков (А и В, рисунке 4.15, а). В то же время, соответствующие аномалии отсутствуют на температурных зависимостях намагниченности $M(H=\text{const}, T)$ (рисунок 4.15, б), что согласуется со случаем MnSi (см. §3.4).

Анализ температурных зависимостей отношения $\rho(H, T)/\rho(0, T)$ (рисунок 4.16) в исследованном образце показывает, что тонкая структура кривых магнитосопротивления в магнитных полях $\mu_0 H < 3,5$ Тл определяется суперпозицией двух минимумов А и В

(вставка на рисунке 4.16). Из рисунка 4.16 видно, что положение минимума В слабо меняется с ростом магнитного поля, в то время как особенность А сдвигается в сторону высоких температур вплоть до $\mu_0 H \sim 3,5$ Тл. В сильном магнитном поле $\mu_0 H > 3,5$ Тл положения А и В становятся неразличимы, и на экспериментальных кривых наблюдается единый минимум С (рисунки 4.15-4.16). Важно отметить, что минимумы А и С четко выражены, в то время как минимум В представляет собой слабую особенность на фоне резкого изменения магнитосопротивления (вставка на рисунке 4.16).

Для построения участка магнитной фазовой H - T диаграммы в слабом магнитном поле исследованы температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ и ее производной по температуре $\partial\chi/\partial T$ вплоть до температур 0,4 К (рисунок 4.17 а). При температуре $T_c \approx 0,65$ К в магнитном поле 20 мТл наблюдается пик на $\partial\chi/\partial T$, который пропадает уже при величине магнитного поля 100 мТл. Различная структура магнитоупорядоченных фаз подтверждается данными малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов при температурах $T = 15$ К (ПМ фаза), 8,7 К (промежуточная IP фаза, вблизи T_s) и 2 К (промежуточная IP фаза чуть выше T_c). Действительно, анализ малоуглового рассеяния нейтронов, выполненный сотрудниками ПИЯФ, показал, что при понижении температуры в окрестности T_s угловое распределение интенсивности качественно меняется с изотропного диффузного рассеяния, характерного для ПМ фазы, на анизотропное рассеяние в форме полумесяца, характерное для спирального ближнего магнитного порядка [59]. С понижением температуры область полумесяца становится более отчетливой, но четких брегговских пиков, свидетельствующих о формировании дальнего порядка, не появляется вплоть до самой низкой температуры исследования ($T = 1,8$ К). В свою очередь, период спирали L_0 в промежуточной IP фазе не изменяется, а корреляционная длина L_c выходит на насыщение (рисунок 4.17, б), что говорит о том, что в данной фазе дальний порядок не достигается.

По результатам измерений восстановлена магнитная фазовая H - T диаграмма $Mn_{0,89}Fe_{0,11}Si$ (рисунке 4.17). Диапазон слабых магнитных полей ($\mu_0 H < 0,1-0,15$ Тл) характеризуется наличием широкой области существования промежуточной фазы, а при сверхнизких температурах наблюдается переход в фазу спирального магнетика (СМ). Наблюдаемая эволюция магнитной структуры качественно схожа с переходом от изотропной фазы в фазу с частичным порядком в жидких кристаллах [93]. Тогда, следуя аналогии, развитой в [57], парамагнитную, промежуточную и спиральную магнитную фазы можно рассматривать как магнитные аналоги газа, жидкости и твердого тела.

При анализе магнитной фазовой H - T диаграммы $Mn_{0,89}Fe_{0,11}Si$ необходимо иметь в виду, что в сильных магнитных полях $\mu_0 H > 3,5$ Тл положение единственного минимума С

обозначает фазовую границу между парамагнитной и спин-поляризованной фазами, то есть переход из состояния с температурно разупорядоченными спинами в состояние с их параллельной ориентацией. Важно отметить, что в стандартной теории ферромагнетизма [94] реального перехода между парамагнитной и ферромагнитной фазами не существует при конечных значениях магнитного поля, и экспериментальная фазовая граница, определенная о положению минимума C должна соответствовать линии кроссовера. Однако, в случае $Mn_{1-x}Fe_xSi$, при переходе из парамагнитной в спин-поляризованную фазу в окрестности магнитных моментов марганца формируются спин-поляроны, что подтверждается результатами экспериментов по исследованию электронного парамагнитного резонанса в данной системе [1]. Такие спиновые поляроны можно рассматривать как квазисвязанные состояния зонных электронов и локализованных магнитных моментов марганца с противоположной ориентацией спинов [95]. В этом случае, в рамках модели спинового полярона снимаются ограничения на ферромагнитный фазовый переход [94], и граница между спин-поляризованной и парамагнитной фазами может быть резкой.

Интересно отметить и различие амплитуд минимумов магнитосопротивления A и B , наблюдаемых в диапазоне магнитных полей $0,15 < \mu_0 H < 3,5$ Тл (рисунок 4.16). Разница в амплитудах связана с изменением магнитной структуры при соответствующем фазовом переходе. Минимум A соответствует положению границы между промежуточной и спин-поляризованной фазами, а менее выраженный минимум B отвечает переходу из промежуточной в парамагнитную фазу (рисунок 4.17). Данный вывод подтверждается корреляцией значений температуры, отвечающей минимуму B , с положением T_s для данного состава. Важно, что в диапазоне магнитных полей $0,1 < \mu_0 H < 3,5$ Тл «запрещенная» в классической теории фазовая граница между парамагнитной и спин-поляризованной фазами отсутствует и формированию спин-поляризованной фазы при понижении температуры предшествует переход в промежуточную фазу (рисунок 4.17).

Таким образом, анализ структуры магнитной фазовой H - T диаграммы $Mn_{0,89}Fe_{0,11}Si$ позволяет сделать вывод о том, что IP фаза имеет структуру киральной спиновой жидкости, а спин-поляризованная фаза с дальним магнитным порядком, индуцированным магнитным полем, является аналогом некирального твердого тела. «Плавление» спин-поляризованной фазы при конечных значениях магнитного поля сопровождается структурными изменениями, также присущими многим реальным твердым телам [96]. Результаты анализа предполагают, что кривая «плавления» спин-поляризованная-промежуточная фаза встречается с границей газ-жидкость в особой точке, находящейся при $T \sim 8,5$ К и $\mu_0 H \sim 3,5$ Тл (звезда на рисунке 4.18), которую можно рассматривать как

тройную точку. Интересно, что кривая, отвечающая переходу в СП фазу T_{SP} , следует логарифмическому закону $T_{SP} \approx T_0 \log(H/H_0)$, где $T_0 \approx 2,7$ К и $\mu_0 H_0 \approx 0,17$ Тл (пунктирная линия на рисунке 4.17)

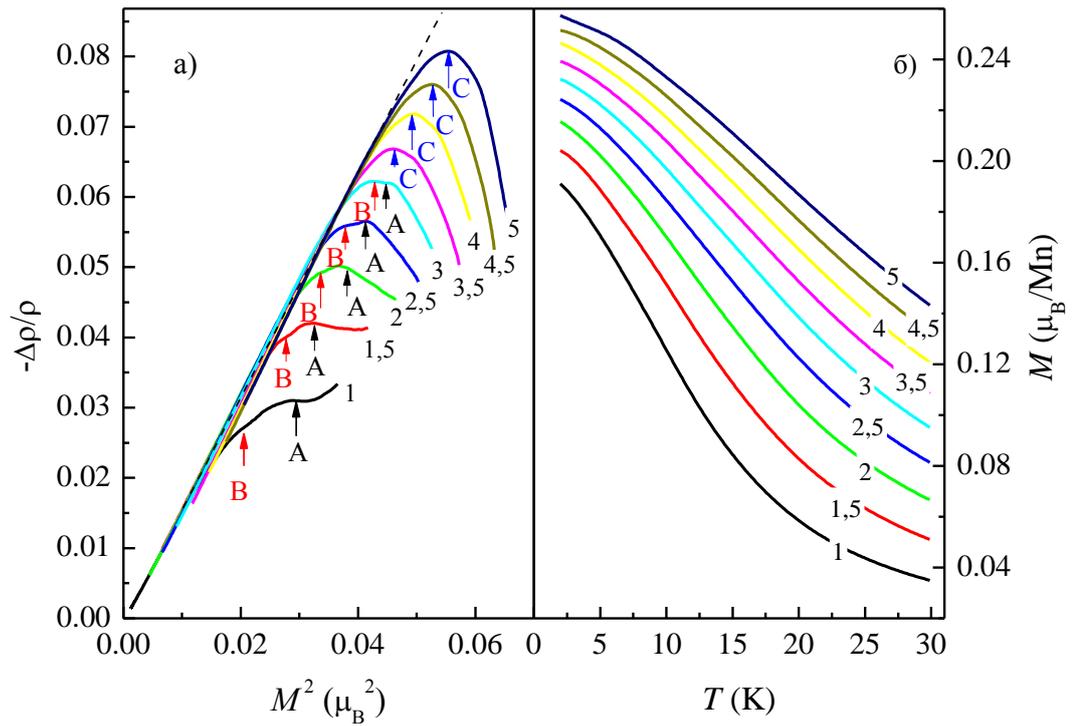


Рисунок 4.15 Скейлинг магнитосопротивления в координатах $\Delta\rho/\rho \sim M^2$ (а) и температурные зависимости намагниченности при фиксированных магнитных полях (б) для $\text{Mn}_{0.89}\text{Fe}_{0.11}\text{Si}$. Цифры рядом с кривыми соответствуют магнитному полю в Тл. Особенности на кривых магнитосопротивления (А, В, С) отвечают минимумам на кривых $\Delta\rho/\rho(T)$ на рисунке 4.16.

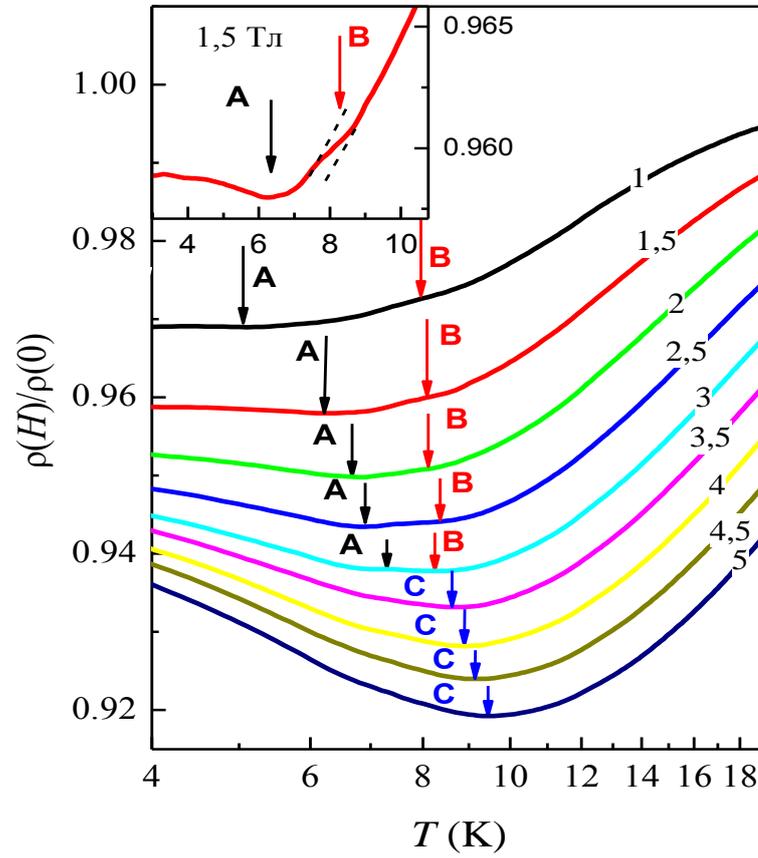


Рисунок 4.16 Магнитосопротивление в области фазовых переходов у образца $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ с $x = 0,11$.

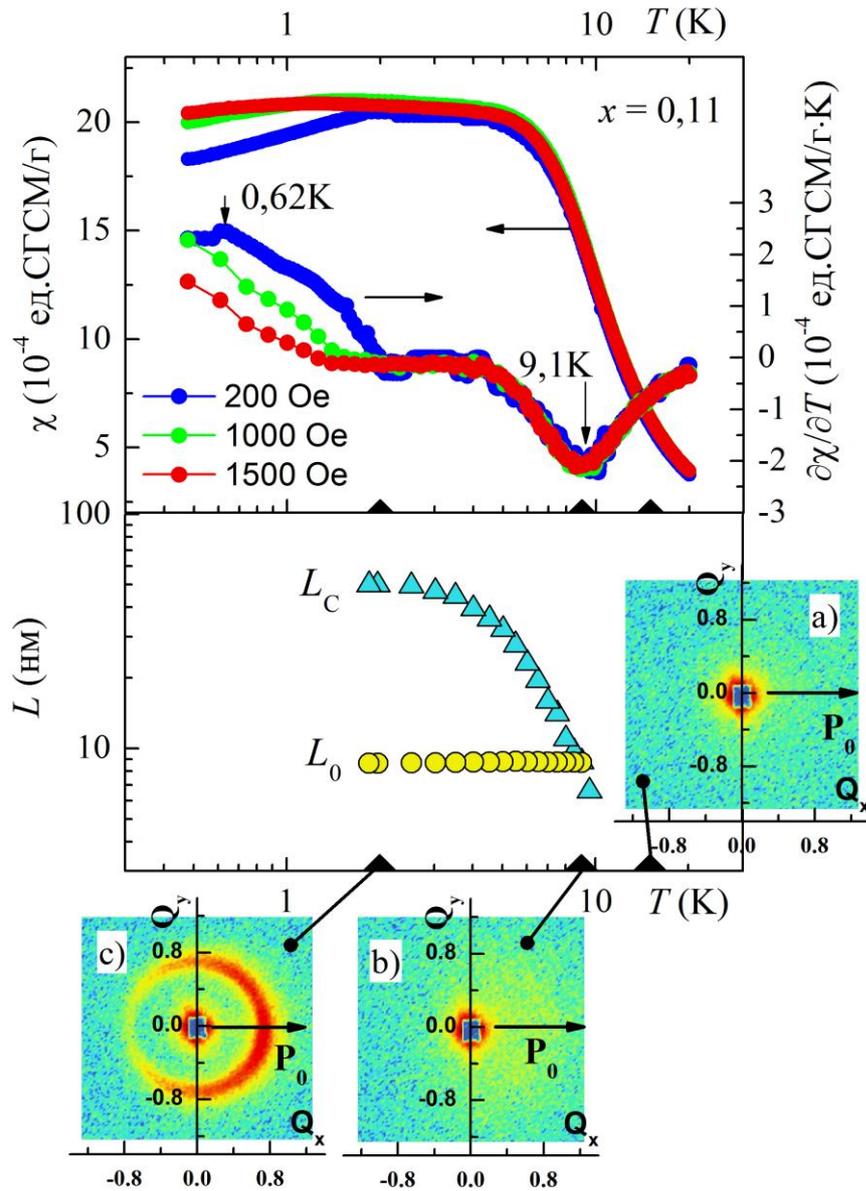


Рисунок 4.17 Температурные зависимости магнитной восприимчивости χ и ее производной по температуре $d\chi/dT$ в различных магнитных полях (верхняя панель) для $\text{Mn}_{0.89}\text{Fe}_{0.11}\text{Si}$. Измерения при сверхнизких температурах ($T < 1,8$ К) проводились в ИЭФ САН, Кошице, Словакия. На нижней панели приведены температурные зависимости периода спирали L_0 и длины когерентности L_c в промежуточной фазе. Черные треугольники на температурных осях отвечают точкам, для которых проводилось исследование малоуглового рассеяние нейтронов. Измерения и расчеты проводились в ПИЯФ, Гатчина, Россия. \mathbf{P}_0 – вектор нейтронной поляризации. Масштаб проекций вектора рассеяния Q_x и Q_y приведен в нм^{-1} .

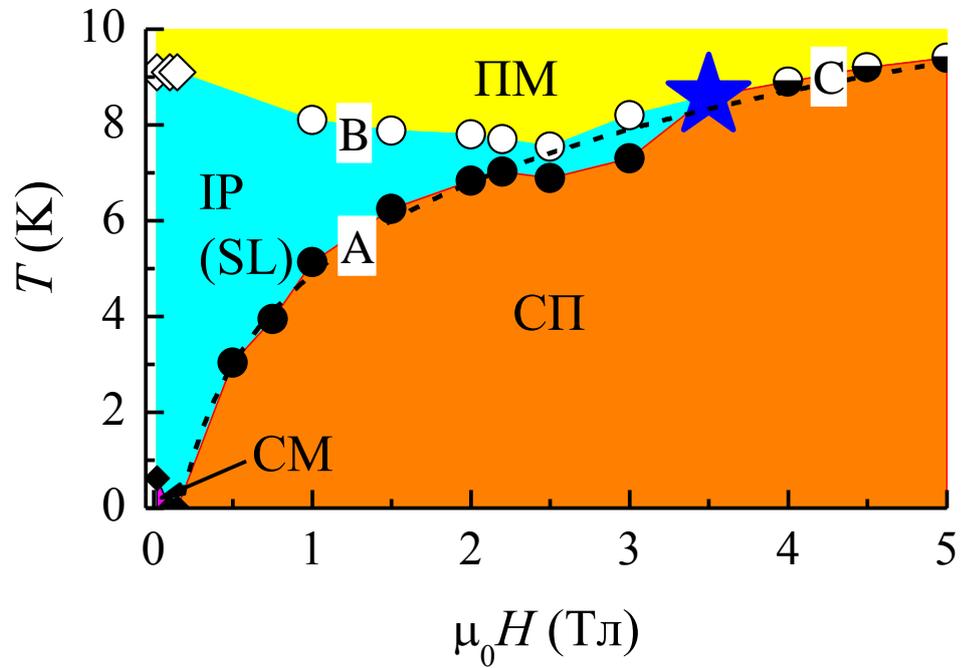


Рисунок 4.18. Магнитная фазовая диаграмма образца $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ с $x=0,11$. Используются обозначения: ПМ - парамагнитная фаза, IP - фаза киральной спиновой жидкости, СП- спин-поляризованная, CM – спиральный магнетик. Линии А, В и С соответствуют особенностям магнитосопротивления на рисунке 4.16. Ромбами показаны особенности на производной $d\chi/dT$ (рисунок 4.17). Звездой обозначена трикритическая точка.

§4.8 Выводы по главе

1. По результатам магнитных данных восстановлена магнитная фазовая T - x диаграмма твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, характеризующаяся двумя квантовыми фазовыми переходами при $x^* \approx 0,12$ и $x_c \approx 0,24$.

2. Показано, что первая квантовая критическая точка $x^* \approx 0,12$ отвечает исчезновению дальнего магнитного порядка и скрыта внутри фазы с промежуточным магнитным порядком. Вторая квантовая критическая точка $x_c \approx 0,24$ соответствует полному подавлению магнитного порядка, сопровождающегося распадом магнитной подсистемы на спиновые кластеры с формированием фазы Гриффитса со степенной расходимостью магнитной восприимчивости $\chi(T) \sim 1/T^\xi$ ($\xi \sim 0,5-0,6$).

3. Предложена феноменологическая модель, позволяющая описать структуру магнитной фазовой T - x диаграммы $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ с учетом различного температурного поведения корреляционных радиусов классических и квантовых флуктуаций.

4. В результате исследования влияния магнитного поля на фазу с промежуточным магнитным порядком в $\text{Mn}_{0,89}\text{Fe}_{0,11}\text{Si}$ установлено, что данная фаза имеет спиральную структуру и ее следует рассматривать как аналог киральной спиновой «жидкости», которая с приложением магнитного поля «кристаллизуется» и переходит в спиновое «твердое тело» с потерей киральности.

5. Показано, что температура перехода в спин-поляризованное состояние в $\text{Mn}_{0,89}\text{Fe}_{0,11}\text{Si}$ смещается с ростом магнитного поля в сторону высоких температур как $T_{\text{SP}} \approx T_0 \lg(H/H_0)$, где $T_0 \approx 2,7$ К и $\mu_0 H_0 \approx 0,17$ Тл.

Глава 5. Параметры носителей заряда и обменные взаимодействия в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$

§5.1 Холловское сопротивление твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$.

В литературном обзоре отмечалась (§1.5) актуальность проблемы разделения нормального и аномального вкладов в эффект Холла в парамагнитной фазе твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. С другой стороны, анализ нормального эффекта Холла в режиме квантовой критичности крайне важен для выбора между различными сценариями нефермижидкостного поведения в сильно коррелированных электронных системах [60, 97-100]. Для изучения влияния замещения марганца железом на параметры электронной подсистемы и характеристики обменных взаимодействий в твердых растворах замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ в работе были выполнены исследования эффекта Холла для составов с содержанием железа до 15 ат. % ($x \leq 0,3$).

Полевые зависимости холловского сопротивления $\rho_{xy}(T_0, B)$ MnSi и твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x < 0,3$) были измерены в диапазоне температур 2-250 К в магнитных полях до 8 Тл. В результате учета размагничивающего поля (§2.3) данные $\rho_{xy}(T_0, B)$ были приведены к диапазону измерений намагниченности $2 \leq T \leq 60$ К; $B \leq 5$ Тл, включающие магнитоупорядоченную и парамагнитную фазы $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. Полученные экспериментальные данные для нелегированного MnSi представлены на рисунке 5.1. Немонотонный характер зависимостей $\rho_{xy}(B)$ наиболее сильно проявляется в магнитоупорядоченной фазе ($T < T_c = 29,15$ К) и парамагнитной окрестности точки Кюри. Так, при $T < T_c$ холловское сопротивление $\rho_{xy}(B)$ растет в слабых магнитных полях ($B < 1$ Тл), затем, при переходе в спин-поляризованное состояние, наблюдается резкий излом, после чего амплитуда эффекта Холла убывает с ростом магнитного поля (рисунок 5.1, а). В парамагнитной фазе ($T > T_c$) по мере роста температуры область нелинейного поведения $\rho_{xy}(B)$ смещается в сторону сильных магнитных полей.

Данные рисунка 5.1 показывают, что температурная зависимость холловского сопротивления в MnSi наиболее сильно выражена в области магнитных полей $B_0 \leq 0,5$ Тл. Таким образом, для корректного разделения вкладов в эффект Холла и повышения точности определения нормального коэффициента Холла R_H в MnSi , необходима высокая точность измерения холловского сопротивления $\rho_{xy}(T, B)$ в слабых магнитных полях, которая обеспечивается измерением угловых зависимостей $\rho_{xy}(\varphi)$ при фиксированной температуре и магнитном поле (рисунок 5.2). Из данных рисунка 5.2 видно, что с увеличением температуры амплитуда угловых зависимостей холловского сопротивления $\rho_{xy}(\varphi, T, B_0=0,31$ Тл) растет, причем при переходе от 4,2 К к 15 К наблюдается изменение

фазы сигнала на 180° , соответствующее инверсии знака ρ_{xy} (см. также рисунок 5.1). При этом аппроксимация полученных экспериментальных данных зависимостью $\rho_{xy}(\varphi) = \rho_{xy}(T_0, B_0) \cdot \cos(\varphi)$ (сплошные линии на рисунке 5.2) позволяет с высокой точностью определить значения $\rho_{xy}(T, B_0)$.

Температурные зависимости холловского сопротивления $\rho_{xy}(T, B_0)$ в диапазоне температур 4,2-60 К, рассчитанные по угловым зависимостям $\rho(\varphi)$ в магнитных полях $B_0 = 0,155$ Тл; 0,21 Тл; 0,31 Тл и 4,04 Тл, представлены на рисунке 5.3. Для всех исследованных в работе магнитных полей значения $\rho_{xy}(T)$ с повышением температуры монотонно растут, достигая максимальных значений в непосредственной окрестности температуры Кюри T_c . Из данных рисунка 5.3 видно, что с ростом магнитного поля до $B_0 = 4,04$ Тл максимум $\rho_{xy}(T)$ уширяется, а его положение смещается в сторону больших температур. Количественный анализ температурных зависимостей холловского сопротивления $\rho_{xy}(T, B_0)$ в MnSi представлен в §5.2.

Данные $\rho_{xy}(T_0, B)$, измеренные для легированных составов $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ в диапазоне температур 4,2-60 К, представлены на рисунке 5.4. Сопоставление данных рисунков 5.1 и 5.4, а показывает, что относительно небольшая концентрация растворенного железа ($x \sim 0,05$) приводит к резкому уменьшению абсолютных значений эффекта Холла (от $|\rho_{xy}| \sim 150$ нОм·см для MnSi до $|\rho_{xy}| \sim 20 \div 30$ нОм·см для $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ с $x = 0,05$) с качественным изменением поведения холловского сопротивления. Действительно, максимум, наблюдаемый на зависимости $\rho_{xy}(T_0, B)$ при $T < T_c$ в MnSi (рисунок 5.1), с добавлением железа трансформируется в минимум $\rho_{xy}(B)$, положение которого с ростом температуры также смещается в область сильных магнитных полей (рисунок 5.4, а). Важно отметить различные знаки эффекта Холла в MnSi и состава с $x = 0,05$ при $T = 60$ К ($\rho_{xy} > 0$ и $\rho_{xy} < 0$, соответственно). Для составов с $x > 0,1$ холловское сопротивление отрицательно во всем исследуемом диапазоне температур и магнитных полей, причем абсолютная величина $\rho_{xy}(T, B)$ монотонно растет с увеличением магнитного поля (рисунок 5.4, б-е).

Эволюция эффекта Холла с ростом концентрации железа в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ наиболее наглядно видна из данных рисунка 5.5, где представлены полевые зависимости $\rho_{xy}(B)$ для всех концентраций железа x при температурах $T = 4,2$ К (панель а) и $T = 60$ К (панель б). В магнитоупорядоченной фазе для концентраций $x < 0,1$ значения $\rho_{xy}(B)$ при $T = 4,2$ К (символы 1 и 2 на рисунке 5.5, а) с добавлением железа уменьшаются практически до нуля (для состава с $x = 0,05$ $|\rho_{xy}| = -4,6$ нОм·см в магнитном поле 5 Тл). В промежуточном диапазоне концентраций $0,1 < x < 0,24$ нелинейность зависимостей $\rho_{xy}(B)$ при гелиевых температурах определяется выраженным изгибом в малых магнитных полях и

последующим выходом на слабую зависимость от магнитного поля (рисунок 5.5, а). В диапазоне $x > 0,24$ абсолютная величина холловское сопротивления растет практически линейно. Напротив, в парамагнитной фазе при $T = 60$ К холловское сопротивление положительно $\rho_{xy}(B) > 0$ только в случае нелегированного MnSi (рисунок 5.5, б). При этом для твердых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ все кривые $\rho_{xy}(B)$ при $T = 60$ К практически линейны и отличаются только по абсолютной величине эффекта Холла (рисунок 5.5, б).

Отличие легированных систем от MnSi наглядно видно из температурных зависимостей холловского сопротивления $\rho_{xy}(T, B_0 = 0,5 \text{ Тл})$, полученных из полевых зависимостей $\rho_{xy}(B, T_0)$ при фиксированных температурах (рисунок 5.6). С добавлением железа максимум на температурной зависимости $\rho_{xy}(T, B_0)$ для MnSi (рисунок 5.3) трансформируется в минимум, регистрируемый в парамагнитной окрестности температуры перехода в фазу с ближним магнитным порядком T_s ($x = 0,05$, рисунок 5.6). При этом с понижением температуры в парамагнитной фазе абсолютные значения холловского сопротивления растут для всех исследованных в работе составов. Такое поведение аналогично нелегированному MnSi с точностью до знака ρ_{xy} (рисунок 5.3). Более того, для твердых растворов $Mn_{1-x}Fe_xSi$ также существует область параметров B и T , в которой зависимость $\rho_{xy}(B, T)$ оказывается нелинейной, что указывает на заметный вклад аномальной составляющей эффекта Холла. Подробный анализ эффекта Холла в твердых растворах $Mn_{1-x}Fe_xSi$ представлен в §5.3.

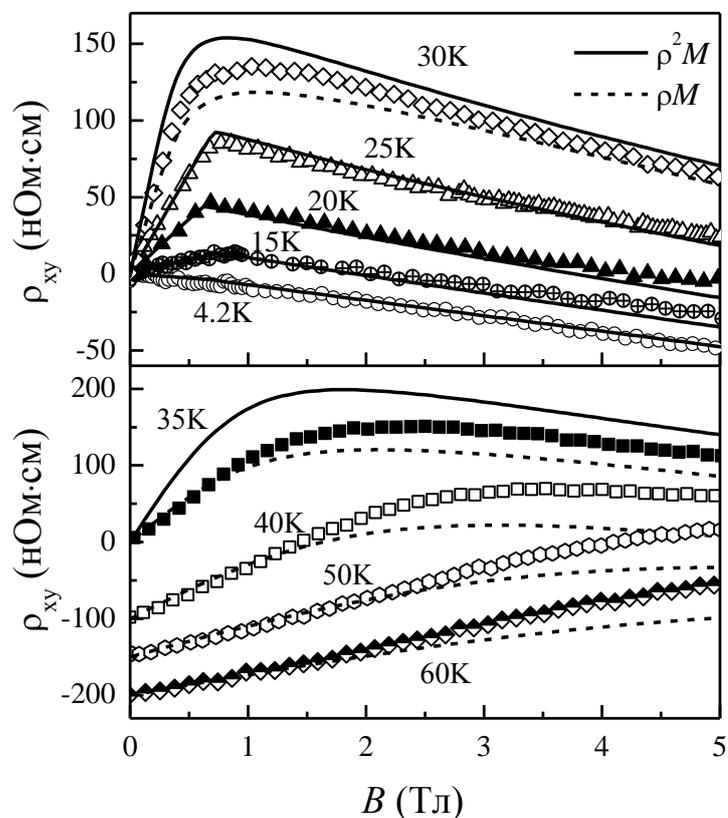


Рисунок 5.1 Полевые зависимости холловского сопротивления ρ_{xy} монокристалла MnSi при фиксированных температурах в диапазонах $T < T_c \approx 29,15$ К (а) и $T > T_c$ (б). На панели (б) кривые $\rho_{xy}(B)$ для 40 К, 50 К и 60 К смещены на -100 нОм·см, -150 нОм·см и -200 нОм·см, соответственно. Символами обозначены экспериментальные данные, цифры рядом с кривыми соответствуют температурам. Линиями показаны аппроксимации экспериментальных данных зависимостью $\rho_{xy} = R_H \cdot B + \rho_{xy}^a$ (см.§5.2): сплошная линия для $\rho_{xy}^a \sim \rho M$ и пунктир для $\rho_{xy}^a \sim \rho^2 M$.

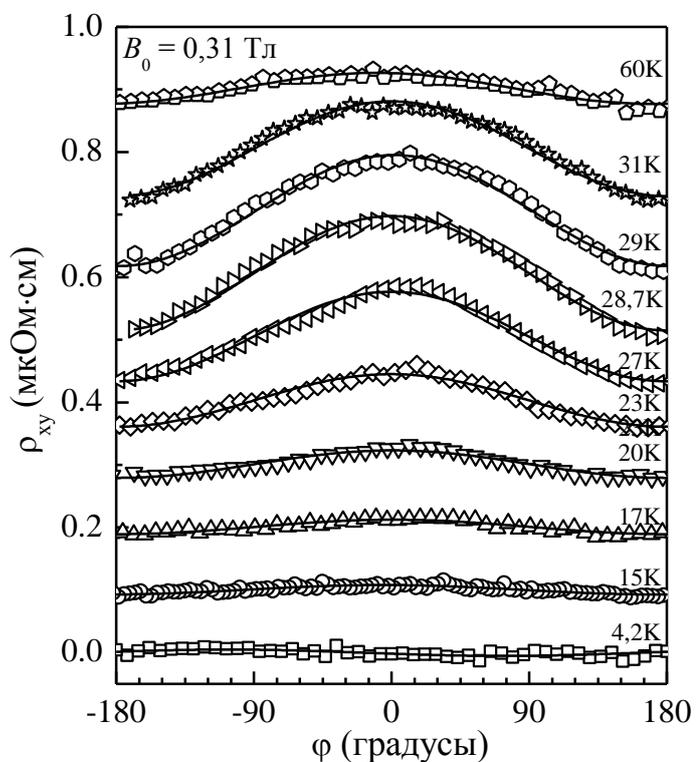


Рисунок 5.2. Угловые зависимости холловского сопротивления $\rho_{xy}(\phi, T_0, B_0)$ монокристалла MnSi, измеренные в магнитном поле $B_0 = 0,31$ Тл в температурном диапазоне 4,2-60 К. Сплошными линиями представлены результаты аппроксимации законом $\rho_{xy}(\phi) = \rho_{xy}(T_0, B_0) \cdot \cos(\phi)$ (см. §5.1). Цифры рядом с кривыми обозначают температуру в градусах Кельвина. Для наглядности экспериментальные кривые сдвинуты на 0,1 мкОм·см относительно друг друга.

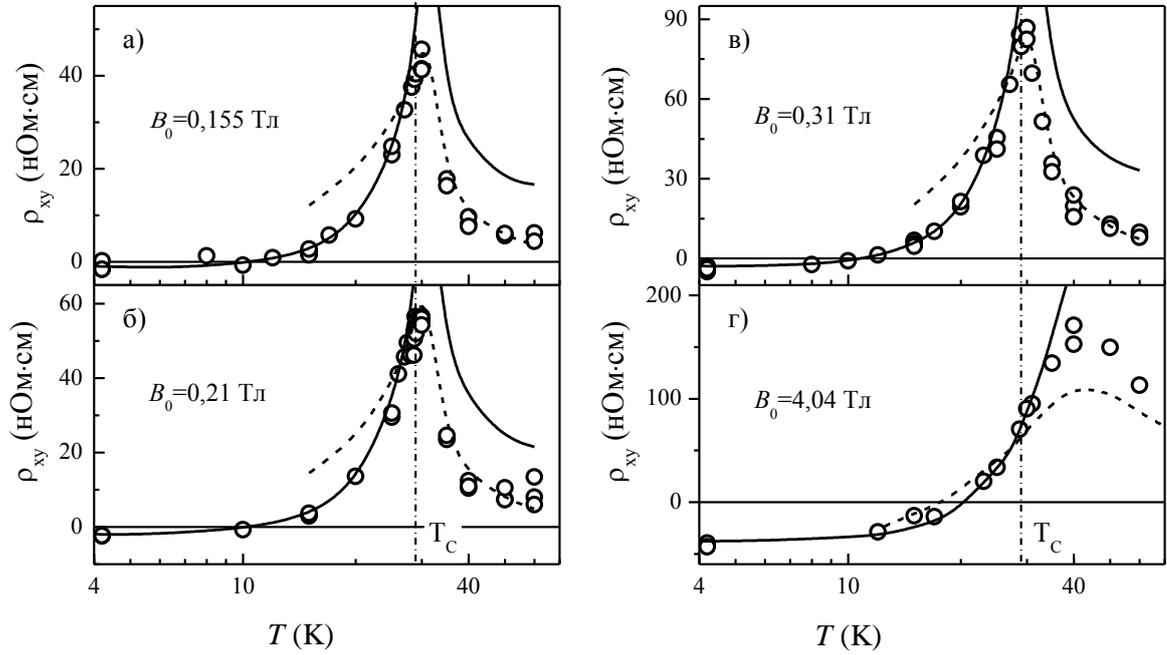


Рисунок 5.3 Холловское сопротивление $\rho_{xy}(T, B_0)$ в MnSi, рассчитанное по угловым зависимостям $\rho_{xy}(\varphi, T_0, B_0)$ в магнитных полях $B_0 =$ (а) 0,155 Тл, (б) 0,21 Тл, (в) 0,31 Тл, (г) 4,04 Тл в диапазоне температур 4,2-60 К. Рассчитанные зависимости $\rho_{xy} = R_H \cdot B + 4\pi S_n \rho^n M$ (см. §5.2) показаны пунктирной ($n = 1$; $R_H \approx -1,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{Кл}$, $S_1 \approx 3,1 \cdot 10^{-6} \text{ Гс}^{-1}$) и сплошной ($n = 2$; $R_H \approx -9,1 \cdot 10^{-5} \text{ см}^3/\text{Кл}$, $S_2 \approx 0,091 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1} \text{ Гс}^{-1}$) линиями. Штрихпунктирная вертикальная линия отвечает температуре Кюри $T_c = 29,15 \text{ К}$.

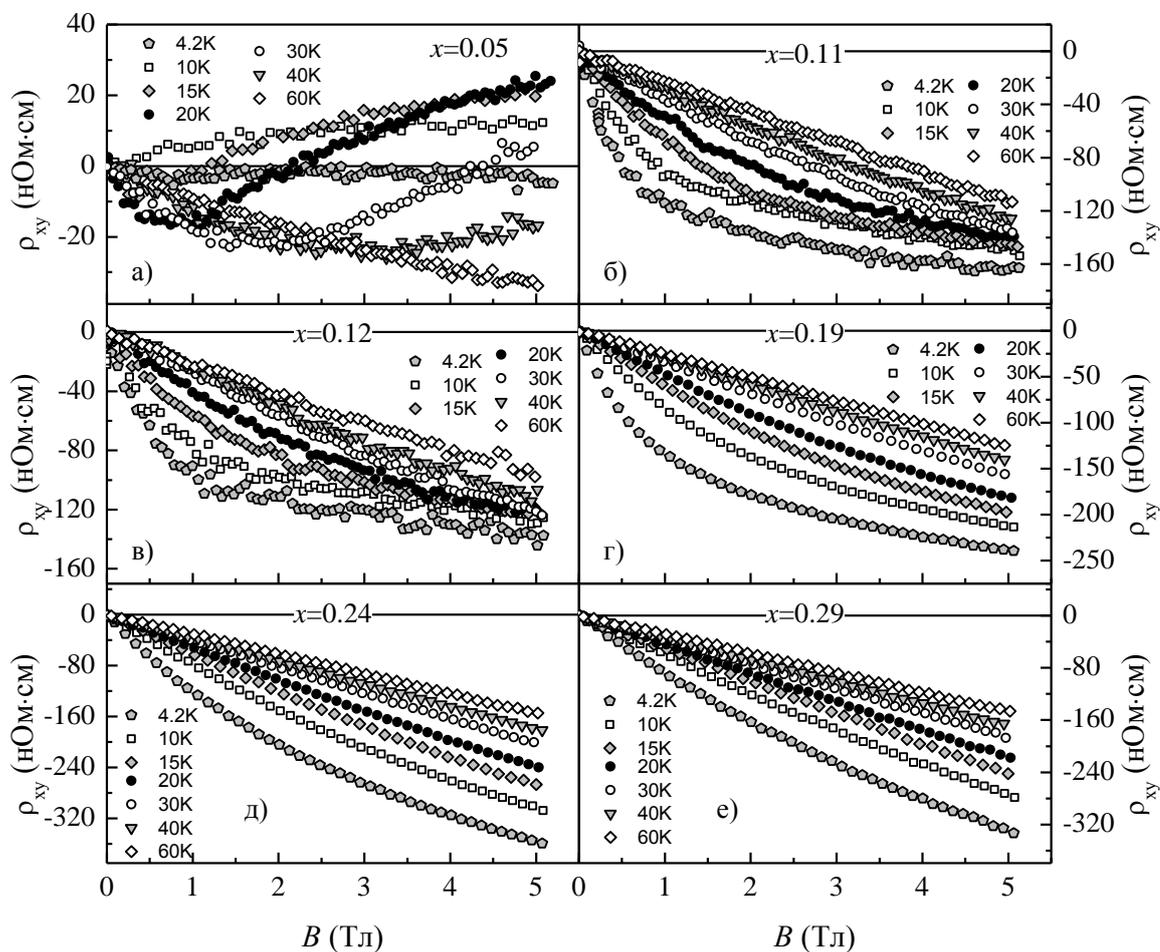


Рисунок 5.4 Полевые зависимости холловского сопротивления $\rho_{xy}(B, T_0)$ в ряду твердых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$. Магнитная индукция $B = H + 4\pi M(1 - N)$ рассчитана с учетом размагничивающего фактора N (см. Главу 2). Цифры в верхней части панелей соответствуют содержанию железа.

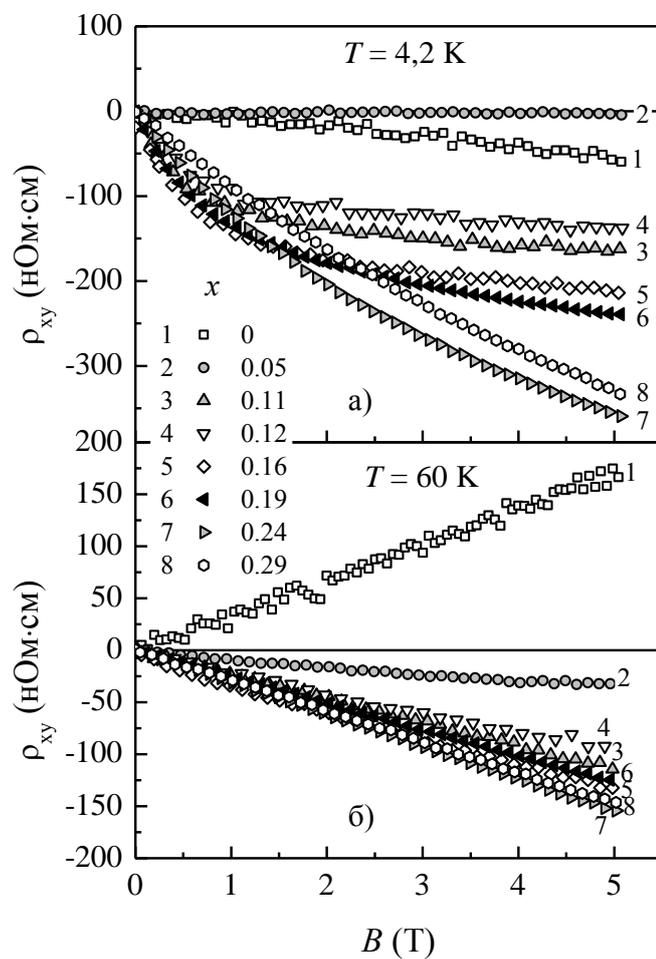


Рисунок 5.5. Полевые зависимости холловского сопротивления $\rho_{xy}(B)$ в ряду твердых растворов $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ при $T = 4,2 \text{ K}$ (а) и $T = 60 \text{ K}$ (б). Концентрации железа x приведены в условных обозначениях, общих для обеих панелей.

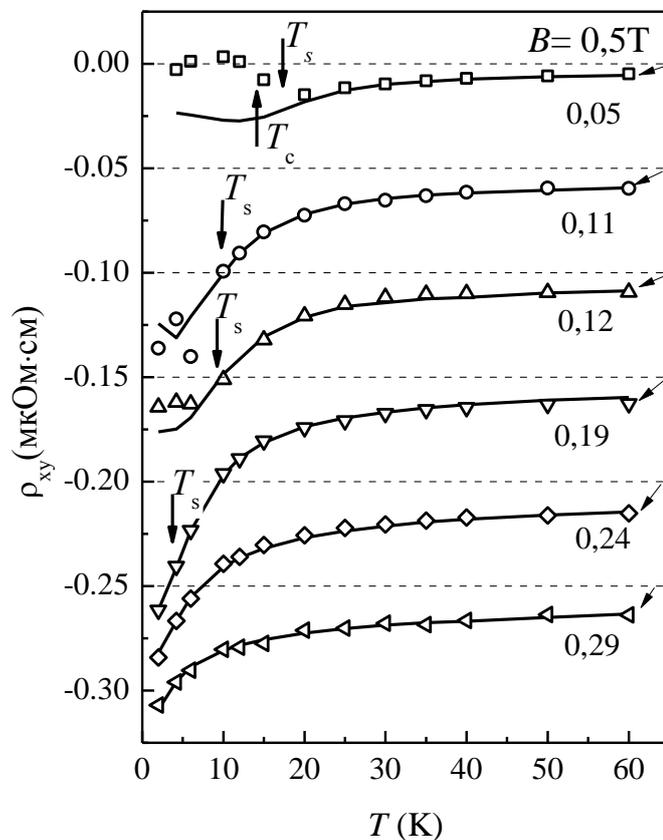


Рисунок 5.6 Температурные зависимости холловского сопротивления $\rho_{xy}(T, B_0)$ в ряду твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ при $B_0 = 0,5 \text{ Тл}$. Для удобства восприятия данные сдвинуты на $50 \text{ нОм}\cdot\text{см}$. Пунктирными линиями показано положение нулей для каждого набора данных ρ_{xy} , указанных наклонными стрелками в правой части рисунка. Цифры на кривых обозначают концентрацию железа x . Вертикальными стрелками указано положение характерных температур магнитных переходов $T_s(x)$ и $T_c(x)$. Сплошными линиями показаны аппроксимации зависимостями $\rho_{xy} = R_H B + 4\pi S_1 \rho M$ (см. §5.3)

§5.2 Смена режимов аномального эффекта Холла в MnSi.

Как уже отмечалось в Главе 1, конкретный вид функциональной зависимости аномального эффекта Холла $\rho_{xy}^a \sim \rho^n M$ определяется доминирующим механизмом взаимодействия между зонными электронами и локализованными магнитными моментами [66]. В случае MnSi показатель степени $n = 2$ соответствует вкладу в эффект Холла, связанному с влиянием фазы Берри для носителей заряда с различным направлением спина [11, 13, 65]. Аналогичная зависимость предсказывается для случая примесного рассеяния носителей заряда, учитывающего вклад от бокового смещения (side-jump) [66]. Однако, при анализе результатов исследования эффекта Холла в эпитаксиальных пленках MnSi [69] было показано, что вклад от бокового смещения электронов проводимости пренебрежимо мал, что хорошо согласуется с численными оценками [14]. Зависимость $\rho_{xy}^a \sim \rho^n M$ с $n = 1$ связана с асимметричным рассеянием (skew-scattering) носителей заряда с различным направлением спина на магнитных центрах вследствие спин-орбитального взаимодействия [62].

Важно отметить, что во всех предыдущих работах [11, 13, 66] анализировались полевые зависимости холловского сопротивления в MnSi и твердых растворах замещения на его основе. Однако, в случае MnSi магнитосопротивление $\rho(T, B_0)$ и намагниченность $M(T, B_0)$ сильно зависят от температуры, причем намагниченность убывает с ростом температуры, а удельное сопротивление, наоборот, увеличивается (рисунок 5.7). Если сопоставить температурные зависимости параметров $4\pi\rho M$ и $4\pi\rho^2 M$, определяющих различные возможные вклады в аномальный эффект Холла (рисунок 5.7), то видно, что их поведение хорошо различается как в слабых (рисунок 5.7, а), так и в сильных магнитных полях (рисунок 5.7, б). При этом именно в слабых магнитных полях максимумы рассчитанных зависимостей ρM и $\rho^2 M$ наблюдаются в непосредственной окрестности температуры Кюри (рисунок 5.7), что хорошо согласуется с экспериментальными данными $\rho_{xy}(T, B_0)$ для MnSi (рисунок 5.3, а-в).

Для оценки параметров, определяющие нормальный и аномальный вклады в эффект Холла, можно предположить, что коэффициенты R_H и S_n ($n = 1; 2$) в выражении (1.1) не зависят от температуры. В этом случае линеаризованное уравнение (1.1) приводится к выражению $\rho_{xy}/B = R_H + 4\pi S_n \rho^n M/B$ ($n = 1; 2$). Сопоставление экспериментальных данных $\rho_{xy}(B, M)$ в магнитных полях $B_0 = 0,155; 0,21; 0,31$ и $4,04$ Тл в координатах $\rho_{xy}/B = f(\rho^2 M)$ и $\rho_{xy}/B = f(\rho M)$ в магнитоупорядоченной ($T < T_c$) и парамагнитной ($T > T_c$) фазах MnSi представлено на рисунках 5.8, а и 5.8, б, соответственно. При $T < T_c$ холловское сопротивление в MnSi с хорошей точностью

описывается линейной зависимостью $\rho_{xy}/B = R_H + 4\pi S_2 \rho^2 M/B$ с параметрами $R_H \approx -9,1 \cdot 10^{-5} \text{ см}^3/\text{Кл}$ и $S_2 \approx 0,091 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1} \text{ Гс}^{-1}$ (рисунок 5.8, а). Таким образом, и в конической, и в спин-поляризованной фазах MnSi доминирует собственный механизм аномального вклада в эффект Холла [66], связанный с влиянием фазы Берри [14]. Отметим, что вид функциональной зависимости $\rho_{xy}^a \sim \rho^2 M$ и численные значения коэффициентов R_H и S_1 , определяющие холловское сопротивление в MnSi при $T < T_c$ хорошо коррелируют с известными литературными данными [11, 13, 65]. С другой стороны, в парамагнитной фазе MnSi ($T > T_c$) аномальное холловское сопротивление оказывается пропорциональным удельному сопротивлению: $\rho_{xy}^a \sim S_1 \rho$, причем поведение эффекта Холла в MnSi определяется параметрами $R_H \approx -1,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{Кл}$, $S_1 \approx 3,1 \cdot 10^{-6} \text{ Гс}^{-1}$ (рисунок 5.8, б). Таким образом, при температурах выше T_c аномальный вклад в эффект Холла определяется внешним фактором, связанным с асимметричным рассеянием носителей заряда на магнитных центрах [62, 66]. Важно отметить, что найденная величина $R_H(T > T_c) = -1,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{Кл}$ в пределах погрешности согласуется со значениями коэффициента Холла при комнатной температуре, определенными ранее в [13] и [14].

Полученные параметрические зависимости $\rho_{xy}(B, M)$ с хорошей точностью описывают поведение кривых $\rho_{xy}(T, B_0)$ (рисунок 5.3) в соответствующих температурных диапазонах в магнитном поле $B < 0,5 \text{ Тл}$ и указывают на смену режимов аномального эффекта Холла от $\rho_{xy}^a \sim \rho^2$ ($T < T_c$) к $\rho_{xy}^a \sim \rho$ ($T > T_c$) вследствие перехода к асимметричному рассеянию носителей заряда на магнитных ионах марганца в парамагнитной фазе MnSi. Действительно, переход от собственного к внешнему режиму в аномальном эффекте Холла четко идентифицируется на рисунке 5.3, где сплошные ($n = 2$) и пунктирные ($n = 1$) линии соответствуют аппроксимациям зависимостью $\rho_{xy}/B = R_H + 4\pi S_n \rho^n M/B$ для механизмов, связанных с проявлениями вклада фазы Берри и асимметричного рассеяния носителей заряда, соответственно. Стоит отметить, что переход от собственного к внешнему режиму аномального эффекта Холла происходит в довольно узком температурном интервале (28-31 К) в непосредственной окрестности температуры Кюри. Насколько нам известно, такая смена асимптотик впервые наблюдается для магнитных металлов (см. [66]), хотя вклад процессов асимметричного рассеяния носителей заряда ранее наблюдался при исследованиях эпитаксиальных пленок MnSi [69] и составов, легированных железом [101].

На наш взгляд, необычное поведение аномального эффекта Холла в MnSi можно объяснить изменением режима спиновых флуктуаций, определяющих магнитное рассеяние носителей заряда при переходе в магнитоупорядоченное состояние MnSi (§3.4).

В этом случае внешний режим $\rho_{xy}^a \sim M\rho$ определяется независимыми индивидуальными процессами рассеяния носителей заряда на магнитных центрах и соответствует слабо коррелированному пределу ($T > T_c$). Напротив, собственный режим аномального эффекта Холла $\rho_{xy}^a \sim M\rho^2$ наблюдается в случае, характеризуемом сильными корреляциями как в ориентации локализованных магнитных моментов, так и в процессах рассеяния носителей заряда. Поэтому наблюдаемый переход от собственного к внешнему режиму аномального эффекта Холла в MnSi можно связать с изменением режима спиновых флуктуаций в окрестности T_c . В такой ситуации резкий рост значения R_H в точке Кюри хорошо согласуется с вертикальной границей перехода в спин-поляризованное состояние (§3.4), А оценки холловской концентрации носителей заряда, меняющейся от $n/n_{Mn}(T > T_c) \approx 1,0$ до $n/n_{Mn}(T < T_c) \approx 1,6$ ($n_{Mn} \approx 4,2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$), указывают на возможное изменение топологии поверхности Ферми в моносилициде марганца при переходе в магнитоупорядоченную фазу.

С другой стороны, хорошо известно, что асимметричное рассеяние носителей заряда обычно проявляется в пределе, отвечающем низкой концентрации примесей ($\rho < 1 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$), в котором корреляциями между отдельными актами рассеяния можно пренебречь [66]. В случае MnSi удельное сопротивление оказывается значительно выше ($\rho(T > T_c) > 40 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$, см. рисунок 5.7, а), при этом в магнитных полях $B > 2 \text{ Тл}$ наблюдается существенное расхождение с экспериментальными данными (рисунок 5.1, б). Интересно, что и в переходной области $T > T_c$ обе асимптотики $\rho_{xy}^a \sim M\rho$ и $\rho_{xy}^a \sim M\rho^2$ не описывают наблюдаемое поведение $\rho_{xy}(B)$ (рисунок 5.1, а). Такое расхождение не может быть связано с вкладами от двух групп носителей заряда, поскольку наблюдаемый скейлинг магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho \sim M^2$ (§3.4) однозначно свидетельствует о едином механизме магнитного рассеяния носителей заряда в парамагнитной фазе MnSi. На наш взгляд, отклонение экспериментальных кривых $\rho_{xy}(B, T_0)$ от поведения, предсказываемого моделью асимметричного рассеяния носителей заряда, в магнитных полях $B > 2 \text{ Тл}$ можно связать с подавлением амплитуды спиновых флуктуаций. Действительно, анализ аномального холловского сопротивления $\rho_{xy}^a = \rho_{xy} - R_H B$ в координатах $\frac{\rho_{xy}^a}{M\rho} = f(\rho)$ (рисунок 5.9), четко выделяет различные асимптотики $\rho_{xy}^a \sim M\rho$ (асимметричное рассеяние носителей заряда) и $\rho_{xy}^a \sim M\rho^2$ (собственный механизм аномального эффекта Холла). Рост магнитного поля приводит к переходу от асимптотики $\rho_{xy}^a \sim M\rho$ к $\rho_{xy}^a \sim M\rho^2$, что наглядно показывают данные $\rho_{xy}^a(\rho)$ для температур 30-40 К (рисунок 5.9). «Переключение» асимптотик аномального холловского сопротивления, на наш взгляд,

подтверждает гипотезу об определяющем вкладе спиновых флуктуаций в магнитное рассеяние носителей заряда в MnSi в слабых магнитных полях (символы на рисунке 5.9).

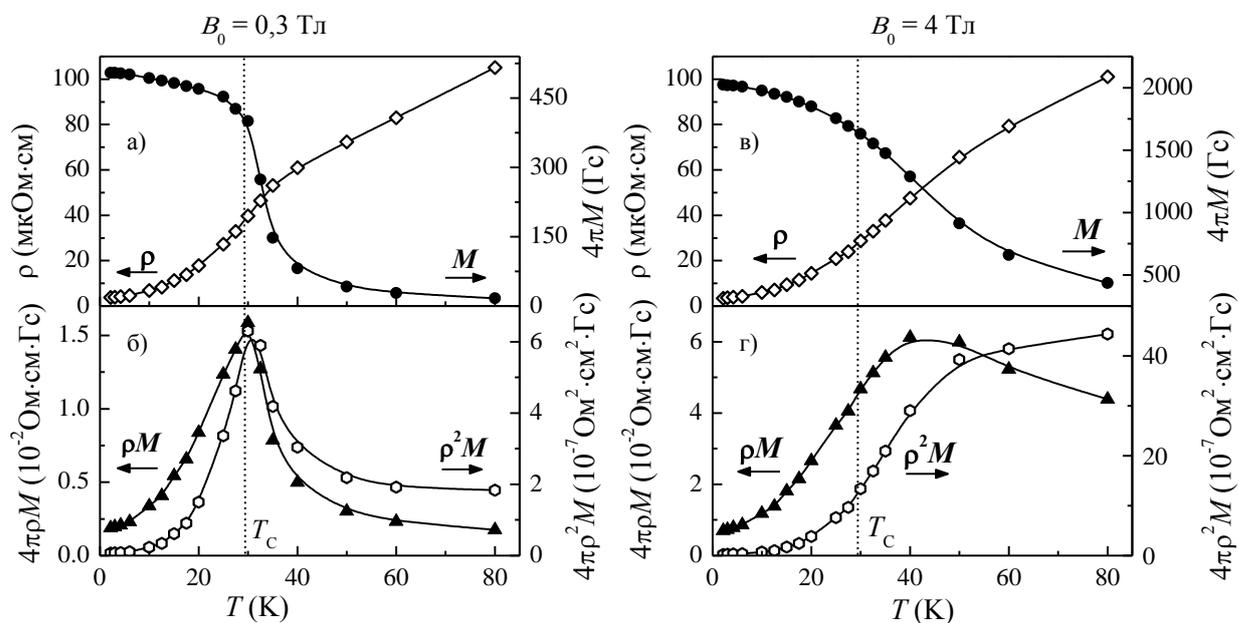


Рисунок 5.7 Температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T, B_0)$ и намагниченности $M(T, B_0)$ моносилицида марганца MnSi в магнитных полях 0,3 Тл (а) и 4 Тл (в), а также их произведения $4\pi\rho M$ и $4\pi\rho^2 M$ (б, г).

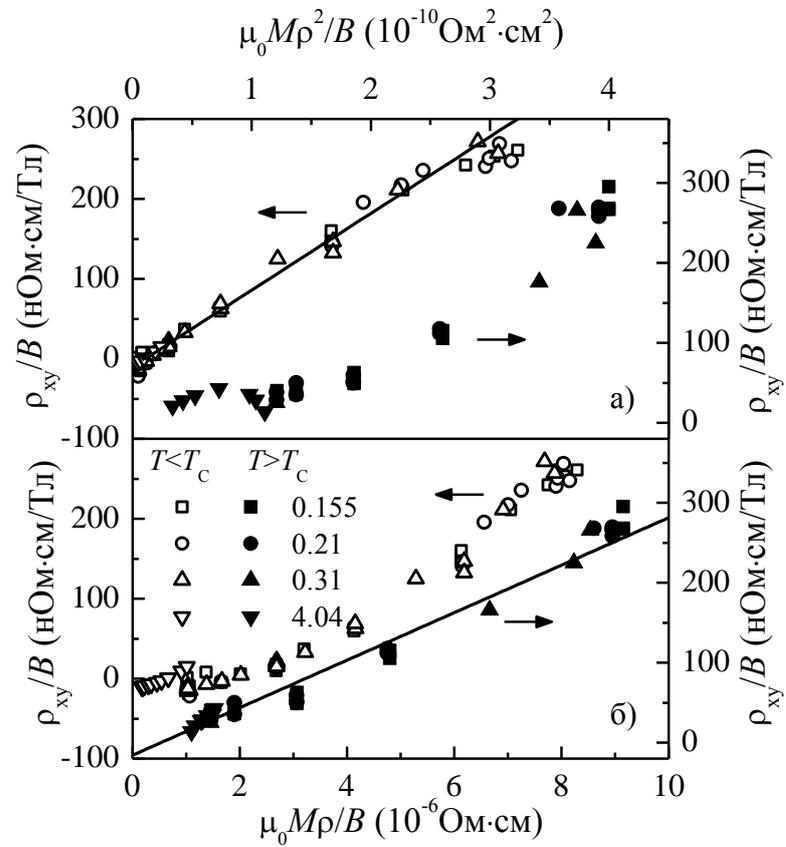


Рисунок 5.8 Холловское сопротивление ρ_{xy} в MnSi в координатах $\rho_{xy}/B = f(\rho^2 M/B)$ (а) и $\rho_{xy}/B = f(\rho M/B)$ (б), в магнитной ($T < T_c$) и парамагнитной ($T > T_c$) фазах MnSi. Прямые линии показывают результаты подгонки методом наименьших квадратов экспериментальных данных зависимостью $\rho_{xy}/B = R_H + 4\pi\rho^n M/B$ (а) $n = 2$; $R_H = -9,1 \cdot 10^{-5} \text{ см}^3/\text{Кл}$, $S_2 = 0,091 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1} \text{ Гс}^{-1}$; (б) $n = 1$; $R_H = -1,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{Кл}$, $S_1 = 3,1 \cdot 10^{-6} \text{ Гс}^{-1}$

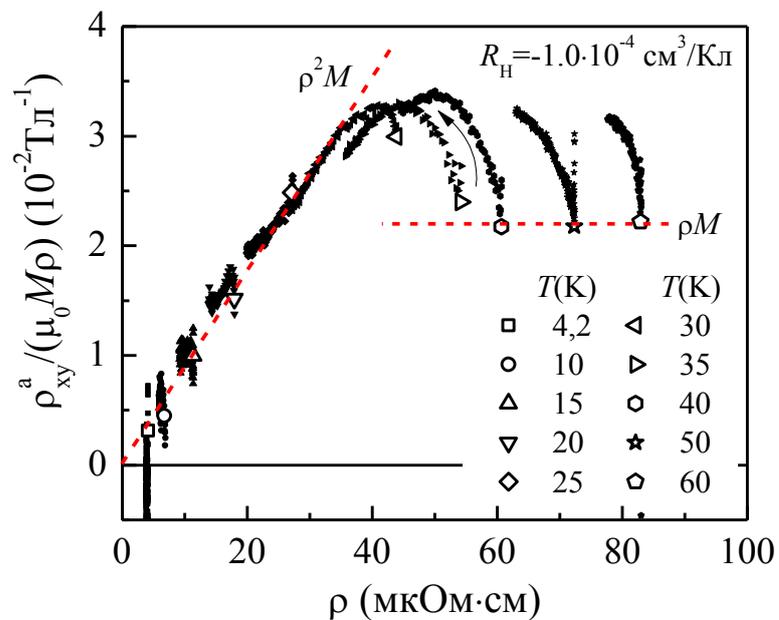


Рисунок 5.9 Параметрическая зависимость аномального вклада в эффект Холла от удельного сопротивления $\rho_{xy}^a(\rho)$ в диапазоне температур 4,2-60 К в магнитных полях до 5 Тл. Пунктирными линиями показаны асимптотики $\rho_{xy}^a \sim \rho M$ (горизонтальная) и $\rho_{xy}^a \sim \rho^2 M$ (наклонная). Крупные символы соответствуют значениям $\rho_{xy}^a(\rho)$ в магнитном поле до 0,5 Тл в диапазоне температур 40-60 К. Стрелкой показано направление увеличения магнитного поля.

§5.3 Нормальный и аномальный эффекты Холла в парамагнитной фазе $Mn_{1-x}Fe_xSi$

Сильная зависимость холловского сопротивления от температуры в твердых растворах замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ (рисунок 5.6) позволяет применить описанный в предыдущем параграфе алгоритм обработки данных $\rho_{xy}(T,B)$ для $MnSi$ к анализу данных по эффекту Холла в легированных составах. Аналогично случаю $MnSi$ следует ожидать, что в парамагнитной фазе холловское сопротивление в $Mn_{1-x}Fe_xSi$ в слабом магнитном поле будет описываться выражением $\rho_{xy} = R_H B + \mu_0 S_1 \rho M$ с параметрами $R_H(x)$ и $S_1(x)$, не зависящими от температуры.

Действительно, перестроение данных для твердых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ в координатах $\rho_{xy}/B=f(\rho M)$ (рисунок 5.10) показывает, что в таком представлении в парамагнитной фазе для всех исследуемых составов температурное поведение $\rho_{xy}(T,B_0)$ в различных магнитных полях $B < 4$ Тл хорошо описывается линейными зависимостями (рисунок 5.10). Линейные аппроксимации позволяют получить значения нормального коэффициента Холла R_H и аномального коэффициента Холла S_1 в парамагнитной фазе $Mn_{1-x}Fe_xSi$ для всех концентраций железа x , которые в пределах экспериментальной погрешности не зависят от температуры. Полученные зависимости $\rho_{xy} = R_H B + \mu_0 S_1 \rho M$ с высокой точностью описывают экспериментальные данные $\rho(T,B_0)$ в слабых магнитных полях (рисунок 5.6). Хорошая корреляция между экспериментальными и расчетными данными означает, что изменение холловского сопротивления в парамагнитной фазе твердых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ полностью определяется температурными зависимостями намагниченности и удельного сопротивления и подтверждает определяющий вклад процессов асимметричного рассеяния носителей заряда в аномальный эффект Холла в парамагнитной фазе $Mn_{1-x}Fe_xSi$.

Концентрационные зависимости $R_H(x)$ и $S_1(x)$, полученные в результате анализа представлены на рисунке 5.11. Аномальный и нормальный эффекты Холла в системе $Mn_{1-x}Fe_xSi$ оказываются самым тесным образом связанными с особенностями магнитной фазовой диаграммы. Важно подчеркнуть, что оба параметра меняют знак при увеличении содержания железа. Инверсия нормального коэффициента Холла, наблюдающаяся при $x_R = 0,115$ (рисунок 5.11, а), практически совпадает с положением скрытой квантовой критической точки $x^* \approx 0,12$ (рисунок 5.12). На наш взгляд, смена знака $R_H(x)$ указывает на наличие двух групп носителей заряда в твердых растворах $Mn_{1-x}Fe_xSi$, а положительный знак коэффициента Холла при $x > x_R = 0,115$ указывает на эффективное дырочное легирование при замещении марганца железом. С другой стороны, точка инверсии знака параметра $S_1(x)$ практически совпадает с линией кроссовера между классическими и

квантовыми флуктуациями $T_{\text{eq}}(x)$, предсказанной в §4.5 для парамагнитной фазы $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ (рисунок 5.12). Таким образом, смена режима магнитных флуктуаций существенно влияет на аномальный эффект Холла, что должно учитываться при построении теории гальваномагнитных явлений в моносилициде марганца и материалах на его основе.

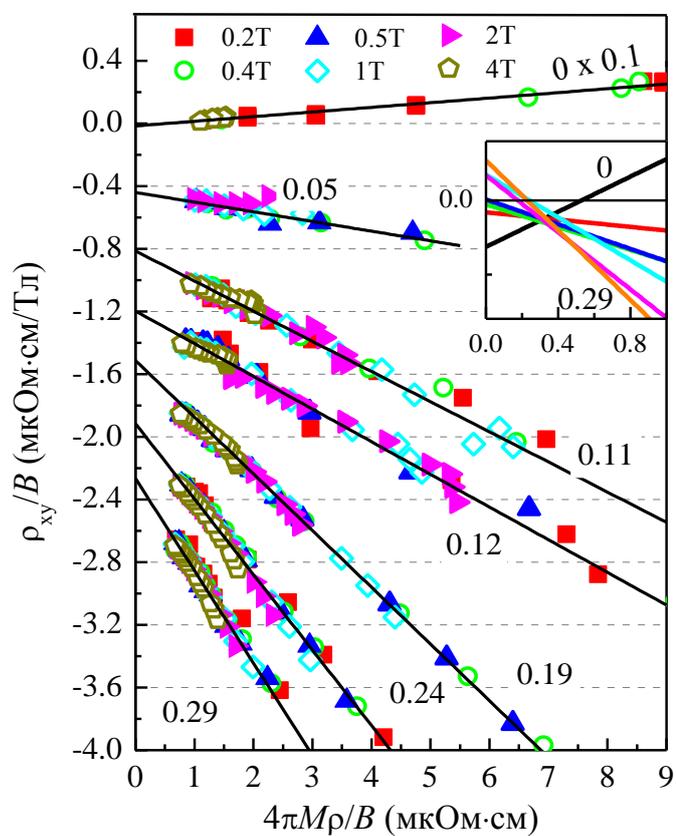


Рисунок 5.10 Холловское сопротивление в координатах $\rho_{xy}/B = f(\rho M)$ в парамагнитной фазе $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. Кривые сдвинуты относительно друг друга на $0,4 \text{ мкОм}\cdot\text{см}/\text{Тл}$. Значения для $x = 0$ уменьшены в 10 раз для компактности рисунка. На вставке приведены начальные участки линейных аппроксимаций в прямом масштабе

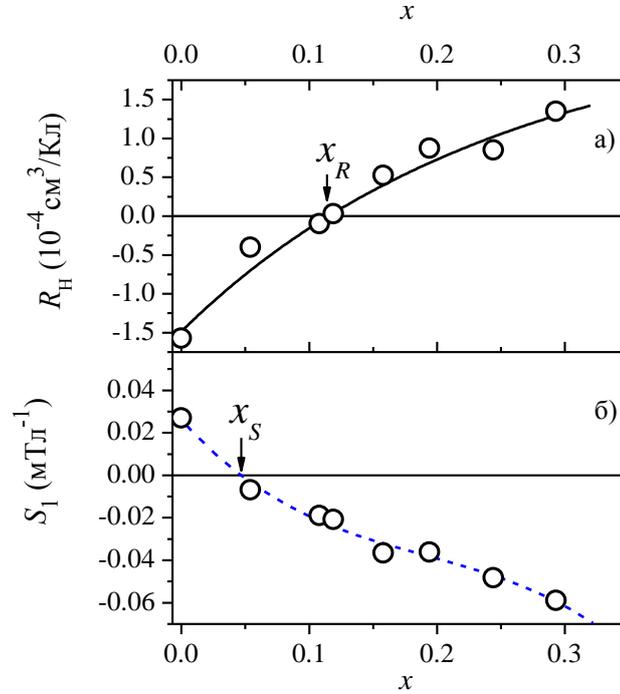


Рисунок 5.11. Концентрационные зависимости коэффициентов $R_H(x)$ и $S_1(x)$, соответствующих нормальному (а) и аномальному (б) вкладам в эффект Холла в твердых растворах замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, соответственно. Сплошная линия на панели (а) – результат аппроксимации уравнением (5.1) (см. §5.4)

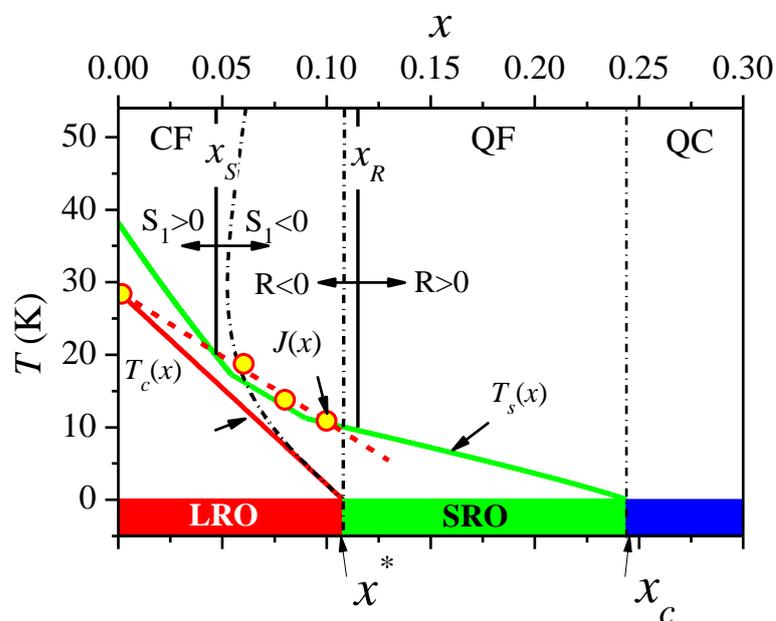


Рисунок 5.12 Магнитная фазовая диаграмма $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ в сопоставлении с результатами исследования эффекта Холла. Вертикальные штриховые линии соответствуют квантовым критическим точкам x^* и x_c , штрих-пунктирная линия отвечает кроссоверу между классическими и квантовыми флуктуациями. Символами указаны данные $J(x)$ из работы [10]

§5.4 Природа квантовой критичности в $Mn_{1-x}Fe_xSi$

Как было показано в предыдущем параграфе, нормальный коэффициент Холла R_H меняет знак с отрицательного на положительный при $x_R \approx 0,115$ в $Mn_{1-x}Fe_xSi$ (рисунок 5.11, а), что указывает на присутствие двух групп носителей заряда, электронов и дырок. В принципе, смена знака нормального эффекта Холла может быть связана с изменением топологии поверхности Ферми в сильном магнитном поле, когда обратная циклотронная частота оказывается много меньше соответствующих времен релаксации для электронов τ_e и дырок τ_h . В таком случае возможен переход Лифшица в квантовой критической точке в рамках гейзенберговской модели магнетизма [60].

Однако общепринятый сценарий квантовой критичности [60] не соответствует случаю $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ввиду того, что экспериментальные данные анализируются в слабых магнитных полях (рисунок 5.6), а предел сильного магнитного поля практически не достижим из-за низкой подвижности носителей заряда и относительно высокого значения эффективной массы электронов $m_e \sim 17m_0$ в $MnSi$ [31]. В то же время, поведение нормального эффекта Холла в $Mn_{1-x}Fe_xSi$ предполагает, что замещение марганца железом приводит к эффективному дырочному легированию, так что поверхность Ферми в исследуемом случае должна каким-то образом изменяться. На наш взгляд, наблюдаемую инверсию знака нормального коэффициента Холла следует интерпретировать в рамках стандартной модели двух носителей заряда [102]. Если рассмотреть эффективные концентрации $n(x)$ и $p(x)$ и подвижности $\mu_e(x)$ и $\mu_h(x)$ для электронов и дырок, соответственно, условие инверсии знака нормального коэффициента Холла $p(x_R) - b(x_R)^2 n(x_R) = 0$ зависит от отношения их подвижностей $b(x) = |\mu_e(x)/\mu_h(x)|$. Такая возможность не рассматривалась в существующих моделях квантовой критичности для соединений на основе $MnSi$ [57, 56].

Численную информацию об изменении поверхности Ферми в $Mn_{1-x}Fe_xSi$, которую следует учитывать при анализе квантовых критических явлений в данной системе, можно извлечь из зависимости $R_H(x)$ с некоторыми модельными допущениями. Предположим, что главный эффект от замещения марганца железом заключается в изменении концентрации электронов и дырок. Такое предположение, основанное на экспериментальных данных рисунка 5.11, а, означает, что дырки следует сопоставить с железом, а электроны - с марганцем. В первом приближении изменения концентрации электронов и дырок можно считать линейными ($n(x) = n(0)(1 - x)$ и $p(x) = p_1 x$, где p_1 - некий параметр), а отношение подвижностей носителей заряда - постоянным

($b(x) = |\mu_e(x)/\mu_h(x)| = \text{const}$). В таком случае стандартную формулу для нормального коэффициента Холла в модели двух групп носителей заряда [102] можно привести к следующему выражению:

$$R_H(x) = R_H(0) \frac{1 - x/x_R}{(1 + a \cdot x/x_R)^2} \quad (5.1)$$

где $R_H(0) = -(n(0)|e|)^{-1}$, $n(0) = 4,22 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и коэффициент $a = b(1 - x_R) - x_R$. Условие инверсии знака нормального эффекта Холла $R_H(x_R) = 0$ фиксирует значение коэффициента $p_1 = n(0)b^2(1 - x_R)/x_R$. Так как значение x_R известно из эксперимента, то уравнение (5.1) сводится к однопараметрической модели, которая хорошо описывает экспериментальные данные с $R_H(0) = -(1,48 \pm 0,16) \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{Кл}$ и $a = 0,13 \pm 0,04$ (сплошная линия на рисунке 5.11 а). Отличная корреляция полученной параметрической зависимости и экспериментальных данных подтверждает наше предположение о независимом от концентрации железа отношении подвижностей электронов и дырок $b(x) = 0,28$.

Другую характеристику зарядового транспорта в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ можно извлечь из концентрационной зависимости проводимости $\sigma(x)$. Учитывая, что $b = \frac{m_h \tau_e}{m_e \tau_h} = \text{const}(x)$, где $m_{e,h}$ и $\tau_{e,h}$ – эффективные массы и времена релаксации электронов и дырок, соответственно, полную проводимость можно описать выражением:

$$\sigma(x) = \sigma(0)(1 + \gamma \cdot x) \tau_e(x) / \tau_e(0), \quad (5.2)$$

где $\gamma = b(1/x_R - 1) - 1 \approx 1,13$. В простейшем случае, когда время релаксации не зависит от содержания железа $\tau_e(x) = \text{const}$, проводимость должна линейно расти с увеличением x (сплошная линия на рисунке 5.13). Такое поведение не согласуется с сильным уменьшением отношения $\sigma(x)/\sigma(0)$, обнаруженным в диапазоне $x < 0,3$ для $T = 30 \text{ К}$ (квадраты на рисунке 5.13), что, в свою очередь, свидетельствует о необходимости учета концентрационной зависимости времени релаксации носителей заряда. Действительно, оценка значений времени релаксации электронов $\tau_e(x)/\tau_e(0)$ из уравнения (5.2) указывает на рост интенсивности рассеяния носителей заряда с увеличением концентрации железа в ряду $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ (круги на рисунке 5.13). В условиях доминирующего рассеяния на спиновых флуктуациях логично предположить, что данный механизм в равной степени влияет как на электроны, так и на дырки. В этом случае отношения эффективных масс и

времен релаксации электронов и дырок будут постоянными для каждого состава, однако их абсолютные значения будут зависеть от концентрации. Поскольку в работе [103] было установлено, что спиновые флуктуации определяют ширину линии электронного парамагнитного резонанса $W(x)$ в $Mn_{1-x}Fe_xSi$, то следует ожидать корреляции между временем релаксации носителей заряда и обратной шириной линии электронного парамагнитного резонанса $W(x)$. Зависимости $\tau_S(x)/\tau_S(0) \sim W(0)/W(x)$ и $\tau_e(x)/\tau_e(0)$ (звезды и ромбы на рисунке 5.13) демонстрируют практически одинаковое относительное изменение времени спиновой релаксации $\tau_S(x)$ и времени релаксации носителей заряда $\tau_e(x)$ в ряду $Mn_{1-x}Fe_xSi$. Данное наблюдение указывает на общий механизм релаксации носителей заряда и локализованных магнитных моментов и дополнительно доказывает определяющую роль спиновых флуктуаций в процессах рассеяния носителей заряда в $Mn_{1-x}Fe_xSi$.

Поскольку данные по электронному парамагнитному резонансу в системе $Mn_{1-x}Fe_xSi$ однозначно свидетельствуют о том, что спиновая плотность локализована на ионах марганца [1, 103], наиболее вероятной моделью, описывающей обменное взаимодействие между локализованными магнитными моментами марганца, является косвенное взаимодействие через электроны проводимости (взаимодействие Рудермана-Киттеля-Касуи-Иосиды (РККИ)) [94]. В случае квадратичного закона дисперсии для электронов и дырок соответствующие выражения для энергии Ферми имеют вид $E_{F(e,h)} = \hbar^2 k_{F(e,h)}^2 / 2m_{e,h}$, а импульсы Ферми зависят от концентрации железа как $k_{Fe}(x) = [3\pi^2 n(x)]^{1/3}$ и $k_{Fh}(x) = [3\pi^2 p(x)]^{1/3}$. Таким образом, обменное взаимодействие $J(r)$ между локализованными магнитными моментами на расстоянии r можно представить как сумму вкладов от электронов и дырок [94]

$$J(r) = J_e(r) + J_h(r) = \frac{\text{const}}{r^4} [m_e(2k_{Fe}r) + m_h(2k_{Fh}r)], \quad (5.3)$$

где $\varphi(z) = z \cdot \cos(z) - \sin(z)$. В рамках сделанных предположений, уравнение (5.3) можно привести к виду

$$J(x, r) = J(0, r) \frac{(\alpha(r)(1-x)^{1/3}) + (m_h/m_e) (\alpha'(r)x^{1/3})}{(\alpha(r))} \quad (5.4)$$

с $\alpha(r) = 2k_{Fe}(0)r$ и $\alpha'(r) = \alpha(r)(a + x_R)^2 / [x_R(1 - x_R)]$.

Уравнение (5.4) позволяет оценить магнитные взаимодействия в системе $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ и сравнить их с существующими экспериментальными данными [59]. Для кубической структуры типа B20, к которой относятся соединения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, расстояния между ближайшими ионами Mn в первой координационной сфере (обмен J_1) и во второй координационной сфере (обмен J_2) равны $r_1=2.7997 \text{ \AA}$ и $r_2=4.388 \text{ \AA}$, соответственно [9]. Учитывая величины обмена в первой координационной сфере $J_1 = J(r_1) \approx 2,5 \text{ мэВ}$, полученного в работе [59], и рассчитанного волнового вектора Ферми для электронов $k_{Fe}(0) = [3\pi^2 n(0)]^{1/3} \approx 1,08 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$, РККИ функция для чистого MnSi $J(0,r)$ дает величину второго обмена $J_2 = J(r_2) \approx -0.6 \text{ мэВ}$ (рисунок 5.14, а). Таким образом, обменные энергии в первой и второй координационной сферах в нелегированном MnSi ферромагнитны ($J_1 > 0$) и антиферромагнитны ($J_2 < 0$), соответственно. При этом результат аппроксимации экспериментальной зависимости $J(x)$ в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ [59] выражением (5.4) дает величину отношения эффективных масс электронов и дырок $m_e/m_h = 0,325$ (линия 1 на рисунке 5.14, б). Фиксированное значение m_e/m_h позволяет рассчитать обменную энергию во второй координационной сфере $J_2(x)=J(x,r_2)$ без введения дополнительных параметров (линия 2 на рисунке 5.14, б).

Полученные данные $J_1(x)$ и $J_2(x)$ позволяют прояснить природу квантового критического поведения в системе $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. Во-первых, эффективное дырочное легирование при замещении марганца железом приводит к уменьшению обменного взаимодействия между ближайшими соседями. Однако, температура Кюри с ростом x убывает быстрее, чем J_1 (рисунок 5.14, б), причем в окрестности скрытой квантовой критической точки $x^* \approx 0,12$ амплитуды косвенного обменного взаимодействия в первой и второй координационных сферах становятся сравнимы по абсолютной величине $|J_1| \sim |J_2|$. Поскольку знаки обменных интегралов J_1 и J_2 противоположны, в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ существенны эффекты фрустрации. При этом естественно предположить, что именно эффекты фрустрации будут приводить к наблюдаемому отклонению зависимости $T_c(x)$ от $J_1(x)$. Во-вторых, в окрестности второй квантовой критической точки $x_c \approx 0,24$ будет выполняться то же условие $|J_1| \sim |J_2|$, причем в силу антиферромагнитного характера первого и второго обмена ($J_1 < 0$, $J_2 < 0$) и в этом случае будет иметь место сильная фрустрация обменного взаимодействия. На первый взгляд, это не согласуется с распадом магнитной подсистемы на спиновые кластеры при формировании фазы Гриффитса ($x > x_c$), поскольку при $x = x_c$ должно происходить изменение топологии магнитной подсистемы с переходом перколяционного типа. Однако в реальности, при такой концентрации железа наиболее вероятным соседом магнитного иона марганца является все также ион марганца, поэтому на достижение перколяционного порога протекания в магнитной системе должны влиять

дополнительные факторы. В такой ситуации вполне логично заключить, что именно фрустрация в сочетании с эффектами беспорядка способствует распаду системы на спиновые кластеры в окрестности второй квантовой критической точки $x_c \approx 0,24$.

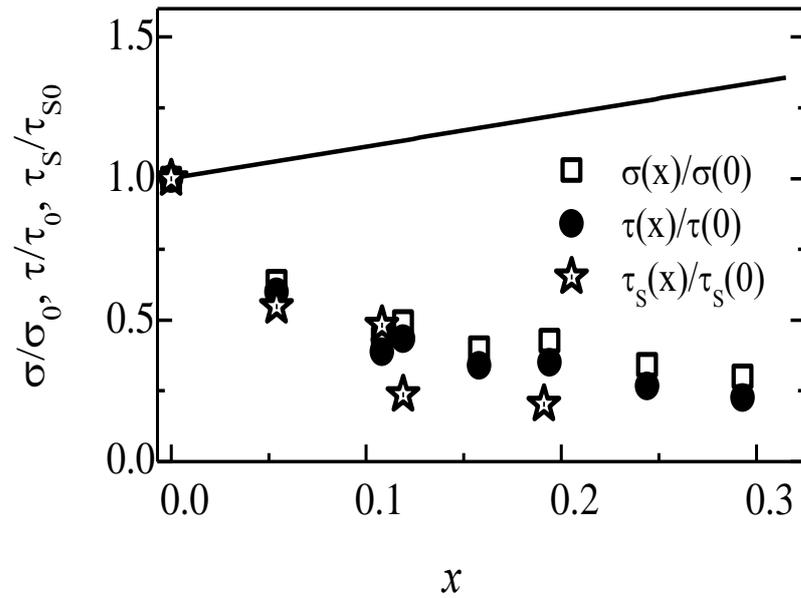


Рисунок 5.13 Концентрационные зависимости проводимости σ , транспортного времени релаксации τ и времени спиновой релаксации τ_s при $T = 30$ К, нормированные на соответствующие значения σ_0 , τ_0 и τ_{s0} для MnSi. Символами показаны экспериментальные данные, сплошная линия – оценка $\sigma/\sigma_0(x)$ из (5.2) для $\tau_e(x) = \text{const}(x)$

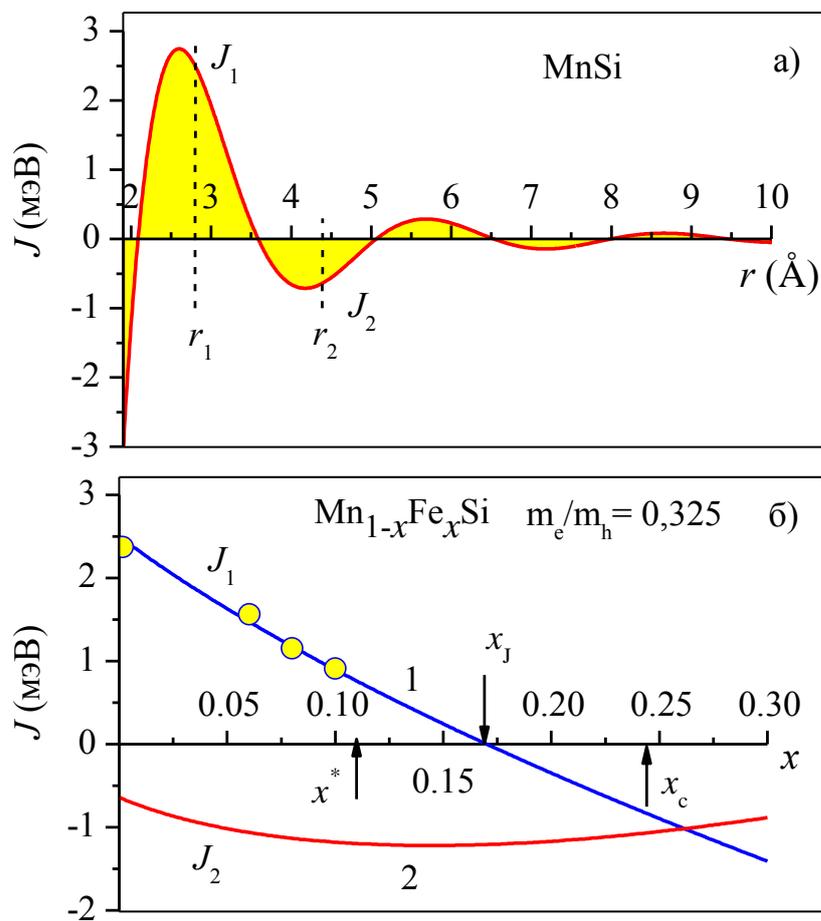


Рисунок 5.14 Амплитуды косвенного обменного РККИ взаимодействия для MnSi (панель а) и рассчитанные зависимости $J_1(x)$ (линия 1) и $J_2(x)$ (линия 2) для Mn_{1-x}Fe_xSi (панель б). Точки на панели (б) - экспериментальные данные $J(x)$ из работы [10]

§5.5 Выводы по главе

1. В результате разделения вкладов в эффект Холла в MnSi на основе анализа температурных зависимостей холловского сопротивления показано, что переход из магнитоупорядоченной фазы ($T < T_c$) в парамагнитную фазу ($T > T_c$) приводит к переходу от собственного режима аномального эффекта Холла, $\rho_{xy}^a = S_2 \rho^2 M$ ($S_2 \approx 0,091 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1} \text{ Гс}^{-1}$), связанного с эффектами фазы Берри, к внешнему, $\rho_{xy}^a = S_1 \rho M$ ($S_1 \approx 3,1 \cdot 10^{-6} \text{ Гс}^{-1}$), связанному с асимметричным рассеянием носителей заряда на спиновых флуктуациях локализованных магнитных моментов.

2. Обнаружено, что переход между различными режимами аномального эффекта Холла сопровождается изменением холловской концентрации носителей заряда от $n(T < T_c) = 6,7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ до $n(T > T_c) = 4,2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, что указывает на возможную перестройку поверхности Ферми при переходе в магнитоупорядоченную фазу.

3. В парамагнитной фазе $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ получены концентрационные зависимости параметров $R_H(x)$ и $S_1(x)$ определяющих амплитуды нормального и аномального эффектов Холла, соответственно. При $x_R = 0,115$ обнаружена инверсия знака аномального коэффициента Холла $R_H(x)$, положение которой практически совпадает со скрытой квантовой критической точкой $x^* \approx 0,12$. Показано, что концентрация, соответствующая инверсии знака аномального коэффициента Холла $S_1(x)$ совпадает с границей перехода между классическими и квантовыми флуктуациями $x \sim 0,05$.

4. Из оценки электронного и дырочного вкладов в косвенное обменное (РККИ) взаимодействие в первой и второй координационных сферах ионов Mn показано, что в квантовых критических точках $x^* = 0,12$ и $x_c = 0,24$ амплитуды обменного взаимодействия в первой (J_1) и второй (J_2) координационных сферах становятся сравнимы по абсолютной величине $|J_1| \sim |J_2|$, что указывает на необходимость учета эффектов фрустрации при анализе квантового критического поведения в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Комплексное исследование транспортных и магнитных свойств монокристаллических образцов твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($0 \leq x < 0,3$), выполненное в диапазоне температур 1,8-300 К в магнитных полях до 8 Тл, позволяет сформулировать следующие основные результаты диссертационной работы:

1. В парамагнитной фазе моносилицида марганца ($T > T_c = 29,15$ К) обнаружена универсальная линейная связь между амплитудой отрицательного магнитосопротивления и квадратом намагниченности $\Delta\rho/\rho = -aM^2$ с независимым от температуры коэффициентом $a = 2,79 \mu\text{В}^{-2}$, которая выполняется при изменении магнитосопротивления более чем на два порядка. Количественная интерпретация универсального соотношения между магнитосопротивлением и намагниченностью может быть выполнена в рамках s-d обменной модели, описывающей рассеяние зонных электронов на локализованных магнитных моментах марганца.

2. Прецизионное измерение магнитосопротивления в MnSi с разрешением $\Delta\rho = 10^{-9}$ Ом·см позволило идентифицировать новый магнитный переход внутри фазы скирмионной решетки (А-фазы) связанный с изменением анизотропии магнитного рассеяния. Представлены экспериментальные аргументы в пользу того, что скирмионная решетка в области изотропного магнитосопротивления в MnSi построена из отдельных квазичастиц - скирмионов - по аналогии со смешанным состоянием сверхпроводников второго рода.

3. Установлено, что магнитная фазовая T - x диаграмма твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ характеризуется наличием двух квантовых критических точек $x^* \sim 0,12$ и $x_c \sim 0,24$. Первая квантовая критическая точка $x^* \sim 0,12$ отвечает исчезновению дальнего магнитного порядка и скрыта внутри фазы с промежуточным магнитным порядком. Второй квантовый фазовый переход при $x_c \sim 0,24$ соответствует подавлению промежуточного магнитного порядка спин-жидкостного типа. В области $x > x_c$ магнитная подсистема $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ распадается на спиновые кластеры и формируется фаза Гриффитса, особенностью которой является низкотемпературная степенная расходимость магнитной восприимчивости вида $\chi(T) \sim 1/T^\xi$ ($\xi \sim 0,5-0,6$).

4. Впервые разработана процедура достоверного разделения нормального и аномального вкладов в эффект Холла в твердых растворах замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ в области составов $x < 0,3$. Для аномального вклада в эффект Холла в MnSi обнаружен переход от собственного механизма, определяемого вкладом фазы Берри при температурах, меньших температуры перехода в фазу с дальним магнитным порядком ($T < T_c$), к внешнему

механизму, связанному с асимметричным рассеянием носителей заряда на локализованных магнитных моментах в парамагнитной фазе ($T > T_c$). Показано, что замещение марганца железом приводит к эффективному дырочному легированию, в результате которого при $x \sim 0,115$ происходит инверсия знака нормального коэффициента Холла, меняющегося в пределах от $R_H = -1,57 \text{ см}^3/\text{Кл}$ ($x = 0$) до $R_H = +1,35 \text{ см}^3/\text{Кл}$ ($x = 0,29$). Установлено, что изменение знака аномального эффекта Холла в парамагнитной фазе $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ при $x \sim 0,04$ можно связать с эффектом кроссовера между классическими и квантовыми критическими флуктуациями.

Благодарности

В заключение работы хотелось бы выразить искреннюю признательность и благодарность моему научному руководителю, д.ф.-м.н., доценту В.В. Глушкову и научному консультанту, д.ф.-м.н., профессору С.В. Демишеву за постановку научной задачи и помощь на всех этапах выполнения диссертации.

Я глубоко признательна к.ф.-м.н. Н.Е. Случанко (ИОФ РАН), д.ф.-м.н., профессору С.В. Григорьеву (ПИЯФ) и д.ф.-м.н., доценту А.В. Михеенкову (ИФВД РАН) за обсуждение и полезные замечания при интерпретации полученных результатов.

Отдельная благодарность сотрудникам ИОФ РАН к.ф.-м.н. В.Ю. Иванову и к.ф.-м.н. А.В. Богачу, а также к.ф.-м.н. С. Габани из ИЭФ САН (Словакия) за измерение магнитных свойств $Mn_{1-x}Fe_xSi$ и сотрудникам ПИЯФ к.ф.-м.н. Н.М. Чубовой, д.ф.-м.н. С.В. Григореву и к.ф.-м.н. В.А. Дядькину за предоставление монокристаллов $Mn_{1-x}Fe_xSi$ и проведение нейтронных исследований.

Я благодарна сотрудникам ИОФ РАН к.ф.-м.н. В.В. Воронову и к.х.н. Л.Д. Исхаковой за проведение рентгенографических исследований и микрозондового анализа для характеристики исследуемых монокристаллов.

Я выражаю признательность коллегам из отдела низких температур и криогенной техники ИОФ РАН к.ф.-м.н. А.В. Богачу, к.ф.-м.н. М.А. Анисимову, к.ф.-м.н. А.Д. Божко, В.М. Зимину, М.С. Карасеву за помощь при подготовке к экспериментам и проведении измерений и А.Н. Самарину, М.И. Гильманову и к.ф.-м.н. Н.А. Самарину за техническую помощь при обработке экспериментальных данных.

Особую благодарность я хочу выразить всему коллективу отдела низких температур и криогенной техники ИОФ РАН за помощь, поддержку и незаменимые советы.

Я также хотела бы поблагодарить коллектив кафедры теоретической физики и квантовых технологий и сотрудников лаборатории моделирования и разработки новых материалов НИТУ «МИСиС» за приобретенный опыт и знания и плодотворное сотрудничество.

Публикации автора по теме диссертации

1. S.V. Demishev, V.V. Glushkov, I.I. Lobanova, M.A. Anisimov, V.Yu. Ivanov, T.V. Ishchenko, M.S. Karasev, N.A. Samarin, N.E. Sluchanko, V.M. Zimin, A.V. Semeno. Magnetic phase diagram of MnSi in the high-field region // *Physical Review B*. – 2012. – V.85, Is.4. – P.045131;
2. С.В. Демишев, И.И. Лобанова, В.В. Глушков, Т.В. Ищенко, Н.Е. Случанко, В.А. Дядькин, Н.М. Потапова, С.В. Григорьев. Квантовая бикритичность в твердых растворах $Mn_{1-x}Fe_xSi$: обменное взаимодействие и эффекты перколяции // *Письма в ЖЭТФ* – 2013.- Т.98, В.12. – С.933 – 937;
3. С.В. Демишев, А.Н. Самарин, В.В. Глушков, М.И. Гильманов, И.И. Лобанова, Н.А. Самарин, А.В. Семенов, Н.Е. Случанко, В.А. Дядькин, Н.М. Чубова, С.В. Григорьев. Аномальная спиновая релаксация и квантовая критичность в твердых растворах $Mn_{1-x}Fe_xSi$ // *Письма в ЖЭТФ*. – 2014. – Т.100, В.1. – С.30 – 33;
4. В.В. Глушков, И.И. Лобанова, В.Ю. Иванов, С.В. Демишев. Аномальный эффект Холла в MnSi: переход от собственного к внешнему механизму // *Письма в ЖЭТФ*. – 2015. – Т.101, В.7. – С.459-464;
5. V.V. Glushkov, I.I. Lobanova, V.Yu. Ivanov, V.V. Voronov, V.A. Dyadkin, N.M. Chubova, S.V. Grigoriev, and S.V. Demishev. Scrutinizing Hall effect in $Mn_{1-x}Fe_xSi$: Fermi surface evolution and hidden quantum criticality // *Physical Review Letters*. – 2015. – V.115, Is.25. – P.256601;
6. I.I. Lobanova, V.V. Glushkov, N. E. Sluchanko, S. V. Demishev. Macroscopic evidence for Abrikosov-type magnetic vortexes in MnSi A-phase // *Scientific Reports*. – 2016. – V.6. – P.22101;
7. С.В. Демишев, И.И. Лобанова, А.В. Богач, В.В. Глушков, В.Ю. Иванов, Т.В. Ищенко, Н.А. Самарин, Н.Е. Случанко, С. Габани, Е. Чижмар, К. Флахбар, Н.М. Чубова, В.А. Дядькин, С.В. Григорьев. Влияние магнитного поля на промежуточную фазу в $Mn_{1-x}Fe_xSi$: спиновая жидкость против флуктуационного сценария // *Письма в ЖЭТФ*. – 2016. – Т.103. – С.365–371;
8. С.В. Демишев, В.В. Глушков, С.В. Григорьев, М.И. Гильманов, И.И. Лобанова, А.Н. Самарин, А.В. Семенов, Н.Е. Случанко. Квантовые фазовые переходы в спиральных магнетиках без центра инверсии // *Успехи Физических Наук*. – 2016. –Т.186. – С.628–632;
9. В.В. Глушков, И.И. Лобанова, В.Ю. Иванов, Н.Е. Случанко, А.В. Семенов, С.В. Демишев. Магнитная фазовая диаграмма MnSi в сильных магнитных полях // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2012. Аннотации докладов. – Т.2. Фундаментальные

проблемы науки. Стратегические информационные технологии, Москва, 4 февраля 2012, С.83.

10. В.В. Глушков, И.И. Лобанова, М.А. Анисимов, А.В. Семено, В.Ю. Иванов, Н.Е. Случанко, С.В. Демишев. Наномагнитная фаза Гриффитса в $Mn_{1-x}Fe_xSi$. // Труды XVI международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», Нижний Новгород, 12-16 марта 2012, Т.1, С.106-107.

11. И.И.Лобанова, С.В.Демишев, В.В.Глушков, Н.Е.Случанко, В.Ю. Иванов, А.В. Семено. Влияние концентрации железа на магнитные свойства $Mn_{1-x}Fe_xSi$. // Тезисы X конференции «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления», Троицк, 15 июня 2012, С.32.

12. С.В.Демишев, А.В. Семено, В.В.Глушков, И.И.Лобанова, В.Ю. Иванов Н.Е.Случанко. Аномальные магнитные свойства моносилицида марганца. // Тезисы X конференции «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления», Троицк, 15 июня 2012, С.26.

13. С.В.Демишев, В.В.Глушков, И.И.Лобанова, В.Ю.Иванов, Н.Е.Случанко, А.В.Семено. Магнитное рассеяние и магнитная фазовая диаграмма $MnSi$. // Тезисы докладов XXXVI Совещания по физике низких температур, Санкт-Петербург, 2-6 июля 2012, С.54-55

14. В.В.Глушков, И.И.Лобанова, М.А.Анисимов, А.В.Семено, Н.Е.Случанко, В.Ю.Иванов, С.В.Демишев, С.В.Григорьев. Режим квантовой критичности в $Mn_{1-x}Fe_xSi$. // Тезисы докладов XXXVI Совещания по физике низких температур, Санкт-Петербург, 2-6 июля 2012, С.129-130

15. И.И. Лобанова. Магнитная фазовая диаграмма $MnSi$ в области высоких магнитных полей. // Труды XIV школы молодых ученых «Актуальные проблемы физики», Звенигород, 11-15 ноября 2012, С.137.

16. И.И. Лобанова, В.В. Глушков, В.Ю. Иванов, Н.Е. Случанко, С.В. Демишев. Эффект Холла в $MnSi$. // Труды 55-й научной конференции МФТИ, Москва, 22 ноября 2012, С.50-53.

17. В.В. Глушков, И.И. Лобанова, А.В. Семено, В.Ю. Иванов, Н.Е. Случанко, С.В. Демишев. Наномагнетизм и обменное взаимодействие в $Mn_{1-x}Fe_xSi$. // Труды XVII международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», Нижний Новгород, 11-15 марта 2013, Т.1, С.103-104.

18. S.V. Demishev, I.I. Lobanova, V.V. Glushkov, S.V. Grigoriev. Magnetoresistance and exchange interaction in $Mn_{1-x}Fe_xSi$. // Programme and Abstracts from International Workshop “Dzyaloshinskii-Moriya Interaction and Exotic Spin Structures” (DMI 2013), Veliky Novgorod,

28 May-1 June 2013, P.108-109.

19. S.V. Demishev, I.I. Lobanova, V.V. Glushkov, T.V. Ischenko, A.V. Semeno, A.N. Samarin, N.E. Sluchanko, S.V. Grigoriev. Magnetic scattering, spin fluctuations and quantum criticality in $Mn_{1-x}Fe_xSi$ solid solutions. // Programme and Abstracts from International Workshop “Dzyaloshinskii-Moriya Interaction and Exotic Spin Structures” (DMI 2013), Veliky Novgorod, 28 May-1 June 2013, P.28.

20. С.В. Демишев, И.И. Лобанова, В.В. Глушков, Т.В. Ищенко, Н.Е. Случанко, С.В. Григорьев. Квантовая бикритичность у $Mn_{1-x}Fe_xSi$. // Тезисы XI Конференции «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления», Троицк, 6 июня 2013, С.15.

21. И.И. Лобанова, В.В. Глушков, В.Ю. Иванов, А.В. Семено, Н.Е. Случанко, С.В. Демишев. Особенности магнитной фазовой диаграммы $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x < 0.3$). // Тезисы XI Конференции «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления», Троицк, 6 июня 2013, С.16.

22. S.V. Demishev, I.I. Lobanova, V.V. Glushkov, T.V. Ischenko, N.E. Sluchanko, S.V. Grigoriev. Magnetic phase diagram of $Mn_{1-x}Fe_xSi$: the evidence of quantum bicriticality. // Program and Abstracts from International Symposium “Spin Waves 2013”, Saint Petersburg, 9-15 June 2013, P.109.

23. I.I. Lobanova, V.V. Glushkov, V.Yu. Ivanov, A.V. Semeno, N.E. Sluchanko and S.V. Demishev. High field magnetic transition in MnSi. // Book of Abstracts from 15th Czech and Slovak Conference on Magnetism CSMAG'13, Kosice, 17-21 June 2013, P.286.

24. V.V. Glushkov, S.V. Grigoriev, S.V. Demishev, T.V. Ischenko, I.I. Lobanova, A.N. Samarin, A.V. Semeno, N.E. Sluchanko. Chiral Spin-Liquid State in $Mn_{1-x}Fe_xSi$ Solid Solutions. // Abstracts from International Conference “Modern Development of Magnetic Resonance”, Kazan, 24-28 September 2013, P.151-152.

25. И.И. Лобанова, В.В. Глушков, В.Ю. Иванов, Н.Е. Случанко, С.В. Демишев. Квантовая критичность в $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x < 0,3$). // Труды 56-й Научной конференции МФТИ. – Часть VIII, Проблемы современной физики, Москва–Долгопрудный–Жуковский, 25-30 ноября 2013, С.69-70.

26. С.В. Демишев, И.И. Лобанова, С.В. Григорьев. Тайна парамагнитной фазы твердых растворов $Mn_{1-x}Fe_xSi$. // Сборник тезисов 48 Школы ФГБУ «ПИАФ» по физике конденсированного состояния (ФКС-2014), Санкт-Петербург, 10-15 марта 2014, С.17.

27. Т.В. Ищенко, В.В. Глушков, И.И. Лобанова, Н.Е. Случанко, С.В. Демишев. $Mn_{1-x}Fe_xSi$ как жидкий кристалл. // Сборник тезисов XLVIII Школы ФГБУ «ПИАФ» по физике конденсированного состояния (ФКС-2014), Санкт-Петербург, 10-15 марта 2014, С.140.

28. И.И. Лобанова, В.В. Глушков, В.Ю. Иванов, Н.Е. Случанко, С.В. Григорьев, С.В. Демишев. Индуцированная магнитным полем кристаллизация спиновой жидкости в твердых растворах замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$. // Сборник тезисов XLVIII Школы ФГБУ «ПИАФ» по физике конденсированного состояния (ФКС-2014), Санкт-Петербург, 10-15 марта 2014, С.146.

29. С.В. Демишев, И.И. Лобанова, В.В. Глушков, Т.В. Ищенко, Н.Е. Случанко, С.В. Григорьев. Скейлинг намагниченности и жидкокристаллическая аналогия у спиральных магнетиков $Mn_{1-x}Fe_xSi$. // Тезисы докладов конференции «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления», Троицк, 19 июня 2014, С.12-13.

30. И.И. Лобанова, В.В. Глушков, В.Ю. Иванов, Н.Е. Случанко, С.В. Григорьев, С.В. Демишев. Возникновение фазы с дальним магнитным порядком в $Mn_{1-x}Fe_xSi$, индуцированное магнитным полем. // Тезисы докладов конференции «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления», Троицк, 19 июня 2014, С.14.

31. I.I. Lobanova, S.V. Demishev, V.V. Glushkov, V.Yu. Ivanov, N.E. Sluchanko, N.M. Chubova, S.V. Grigoriev. Hall effect in $Mn_{1-x}Fe_xSi$ solid solutions. // Book of Abstracts from Moscow International Symposium on Magnetism (MISM), Moscow, 29 June – 3 July 2014, P.547

32. S.V. Demishev, I.I. Lobanova, V.V. Glushkov, T.V. Ischenko, N.E. Sluchanko, S.V. Grigoriev. Quantum bicriticality in $Mn_{1-x}Fe_xSi$ solid solutions. // Book of Abstracts from Moscow International Symposium on Magnetism (MISM), Moscow, 29 June – 3 July 2014, P.741

33. I.I. Lobanova, V.V. Glushkov, A.V. Semeno, N.E. Sluchanko, V.A. Dyadkin, N.M. Potapova, S.V. Grigoriev, S.V. Demishev. Quantum criticality in $Mn_{1-x}Fe_xSi$ solid solutions. // Book of Abstracts from International Conference on Strongly Correlated Electron Systems (SCES), Grenoble, 7-11 July 2014, P.912

34. I.I. Lobanova, V.V. Glushkov, A.V. Semeno, N.E. Sluchanko, and S.V. Demishev. Quantum critical phenomena in $Mn_{1-x}Fe_xSi$ solid solutions. // Programme of Workshop “Quantum Critical Matter – from Atoms to Bulk”, Obergurgl, 18-23 August 2014, P.55

35. С.В. Демишев, Т.В. Ищенко, А.Н. Самарин, И.И. Лобанова, С.В. Григорьев. Как «увидеть» скрытую квантовую критическую точку? // Сборник тезисов 49 Школы ФГБУ «ПИАФ» по физике конденсированного состояния (ФКС-2015), Санкт-Петербург, 16-21 марта 2015, С.12.

36. S.V. Demishev, I.I. Lobanova, V.V. Glushkov, T.V. Ischenko, A.V. Semeno, A.N. Samarin, N.E. Sluchanko, S.V. Grigoriev. How to see the invisible: hidden quantum critical

point in $Mn_{1-x}Fe_xSi$. // Programme and Abstracts of III International Workshop “Dzyaloshinskii-Moriya Interaction and Exotic Spin Structures” (DMI 2015), Pskov, 26-30 May 2015, P.31.

37. V.V. Glushkov, I.I. Lobanova, V.Yu. Ivanov, S.V. Demishev, Crossover between intrinsic and extrinsic anomalous Hall effect in MnSi. // Programme and Abstracts of III International Workshop “Dzyaloshinskii-Moriya Interaction and Exotic Spin Structures” (DMI 2015), Pskov, 26-30 May 2015, P.81.

38. I.I. Lobanova, V.V. Glushkov, V.Yu. Ivanov, V.A. Dyadkin, N.M. Chubova, S.V. Grigoriev, S.V. Demishev. Hall effect in the paramagnetic phase of $Mn_{1-x}Fe_xSi$. // Programme and Abstracts of III International Workshop “Dzyaloshinskii-Moriya Interaction and Exotic Spin Structures” (DMI 2015), Pskov, 26-30 May 2015, P.83.

39. И. И. Лобанова, В. В. Глушков, В. Ю. Иванов, В. А. Дядькин, Н. М. Чубова, С.В. Григорьев, С. В. Демишев, Аномальный эффект Холла в парамагнитной фазе $Mn_{1-x}Fe_xSi$. // Тезисы XIII Конференции «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления», Троицк, 5 июня 2015, С.14-15.

40. С.В. Демишев, И.И. Лобанова, В.В. Глушков, В.Ю. Иванов, Т.В. Ищенко, А.Н. Самарин, Н.Е. Случанко, С.В. Григорьев. Аномальные магнитные свойства парамагнитной фазы и спиновые поляроны в твердых растворах замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$. // Тезисы докладов XXXVII совещания по физике низких температур (НТ-37), Казань, 29 июня – 3 июля 2015, С.40.

41. И.И. Лобанова, В.В. Глушков, В.Ю. Иванов, С.В. Демишев. Эффект Холла в $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x < 0,12$) // Тезисы докладов XXXVII совещания по физике низких температур (НТ-37), Казань, 29 июня – 3 июля 2015, С.143.

42. I.I. Lobanova, V. Glushkov, N. Sluchanko, S. Demishev. Anisotropy of transverse magnetoresistance in MnSi. // Book of abstracts from 20th International Conference on Magnetism (ICM 2015), Barcelona, 5-10 July 2015, P.1803.

43. И.И. Лобанова, В.В. Глушков, В.Ю. Иванов, С.В. Демишев, Эффект Холла в режиме спиновых флуктуаций в $Mn_{1-x}Fe_xSi$, XIV Международная школа-конференция "Проблемы физики твердого тела и высоких давлений", 11-20 сентября, Сочи, Сборник тезисов, стр. 107-109, 2015;

44. И.И. Лобанова, В.В. Глушков, В.Ю. Иванов, С.В. Демишев. Эффект Холла в режиме спиновых флуктуаций в $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x < 0,3$) // Труды 58-й научной конференции МФТИ. Проблемы современной физики, Долгопрудный, 23-28 ноября 2015, С.61-62.

45. В.В. Глушков, И.И. Лобанова, В.Ю. Иванов, Н.М. Чубова, С.В. Григорьев, С.В. Демишев. Эффект Холла и «скрытая» квантовая критичность в $Mn_{1-x}Fe_xSi$. // Труды XX международного симпозиума «Нанопизика и нанoeлектроника», Нижний Новгород,

14-18 марта 2016, Т.1, С.172-173.

46. С.В. Демишев, И.И. Лобанова, А.В. Богач, В.В. Глушков, В.Ю. Иванов, Т.В. Ищенко, Н.А. Самарин, Н.Е. Случанко, С. Габани, К.Флахбарт, Н.М.Чубова, В.А.Дядькин, С.В.Григорьев. Влияние магнитного поля на промежуточную фазу в $Mn_{1-x}Fe_xSi$: спиновая жидкость или флуктуационный сценарий? // Тезисы XIV Конференции «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления», Троицк, 9 июня 2016, С.14-15.

47. V.V. Glushkov, I.I. Lobanova, V.Yu. Ivanov, V.V. Voronov, V.A. Dyadkin, N.M. Chubova, S.V. Grigoriev, S.V. Demishev. Hall effect and hidden quantum criticality in $Mn_{1-x}Fe_xSi$ // Book of Abstracts from 16th Czech and Slovak Conference on Magnetism CSMAG'16, Kosice, 13-17 June 2016, P. 272.

48. V.V. Glushkov, I.I. Lobanova, V.Yu. Ivanov and S.V. Demishev. Anomalous Hall effect in $MnSi$ // Book of Abstracts from 16th Czech and Slovak Conference on Magnetism CSMAG'16, Kosice, 13-17 June 2016, P.289.

Список цитированной литературы

1. Demishev, S.V., Is MnSi an itinerant-electron magnet? Results of ESR experiments / S.V. Demishev, A.V. Semeno, A.V. Bogach, V.V. Glushkov, N.E. Sluchanko, N.A. Samarin, A.L. Chernobrovkin // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. – 2011. – V.93, Is.44. – P.213.
2. Grigoriev, S.V., Magnetic structure of MnSi under an applied field probed by polarized small-angle neutron scattering / S.V. Grigoriev, S.V. Maleyev, A.I. Okorokov, Yu.O. Chetverikov, P. Böni, R. Georgii, D. Lamago, H. Eckerlebe, K. Pranzas // *Physical Review B*. – 2006. – V.74, Is.21. – P.214414.
3. Moriya, T. *Spin fluctuations in itinerant electron magnetism*. – Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo: Springer-Verlag, 1985. – p.242.
4. Bauer, A., Quantum phase transitions in single-crystal $Mn_{1-x}Fe_xSi$ and $Mn_{1-x}Co_xSi$: crystal growth, magnetization, ac susceptibility, and specific heat / A. Bauer, A. Neubauer, C. Franz, W. Münzer, M. Garst, C. Pfleiderer // *Physical Review B*. – 2010. – V.82, Is.6. – P.064404.
5. Bauer, A., Magnetic phase diagram of MnSi inferred from magnetization and ac susceptibility / A. Bauer, C. Pfleiderer // *Physical Review B*. – 2012. – V.85, Is.21. – P.214418.
6. Pappas, C., Magnetic fluctuations and correlations in MnSi: evidence for a chiral skyrmion spin liquid phase / C. Pappas, E. Lelièvre-Berna, P. Bentley, P. Falus, P. Fouquet, B. Farago // *Physical Review B*. – 2011. – V.83, Is.22. – P.224405.
7. Pappas, C., Chiral paramagnetic skyrmion-like phase in MnSi / C. Pappas, E. Lelièvre-Berna, P. Falus, P.M. Bentley, E. Moskvina, S. Grigoriev, P. Fouquet, B. Farago // *Physical Review Letters* – 2009. – V.102, Is.19. – P.197202.
8. Adams, T., Long-range crystalline nature of the skyrmion lattice in MnSi / T. Adams, S. Mühlbauer, C. Pfleiderer, F. Jonietz, A. Bauer, A. Neubauer, R. Georgii, P. Böni, U. Keiderling, K. Everschor, M. Garst, A. Rosch // *Physical Review Letters* – 2011. – V.107, Is.21. – P.217206.
9. Grigoriev, S.V., Interplay between crystalline chirality and magnetic structure in $Mn_{1-x}Fe_xSi$ / S.V. Grigoriev, D. Chernyshov, V.A. Dyadkin, V. Dmitriev, E.V. Moskvina, D. Lamago, Th. Wolf, D. Menzel // *Physical Review B*. – 2010. – V.81, Is.1. – P.012408.
10. Grigoriev, S.V., Helical spin structure of $Mn_{1-y}Fe_ySi$ under a magnetic field: small angle neutron diffraction study / S.V. Grigoriev, V.A. Dyadkin, E.V. Moskvina, D. Lamago, Th. Wolf, H. Eckerlebe, S.V. Maleyev // *Physical Review B*. – 2009. – V.79, Is.14. – P.144417.

11. Lee, M., Hidden constant in the anomalous Hall effect of high-purity magnet MnSi / M. Lee, Y. Onose, Y. Tokura, N.P. Ong // *Physical Review B*. – 2007. – V.75, Is.17. – P.172403.
12. Manyala, N., Large anomalous Hall effect in a silicon-based magnetic semiconductor / N. Manyala, Y. Sidis, J.F. DiTusa, G. Aeppli, D.P. Young, Z. Fisk // *Nature Materials*. – 2004. – V.3, Is.4. – P.255.
13. Neubauer, A., Hall effect and magnetoresistance in MnSi / A. Neubauer, C. Pfleiderer, R. Ritz, P.G. Niklowitz, P. Böni // *Physica B*. – 2009. – V.404, Is.16. – P.3163.
14. Franz, C., Real-space and reciprocal-space berry phases in the Hall effect of $Mn_{1-x}Fe_xSi$ / C. Franz, F. Freimuth, A. Bauer, R. Ritz, C. Schnarr, C. Duvinage, T. Adams, S. Blügel, A. Rosch, Y. Mokrousov, C. Pfleiderer // *Physical Review Letters* – 2014. – V.112, Is.18. – P.186601.
15. Ritz, R., Formation of a topological non-Fermi liquid in MnSi / R. Ritz, M. Halder, M. Wagner, C. Franz, A. Bauer, C. Pfleiderer // *Nature*. – 2013. – V.497, Is.7448. – P.231.
16. Van der Marel, D., Spin, charge, and bonding in transition metal mono-silicides / D. van der Marel, A. Damascelli, K. Schulte, A.A. Menovsky // *Physica B: Condensed Matter*. – 1998. – V.244. – P.138.
17. Schlesinger, Z., Unconventional charge gap formation in FeSi / Z. Schlesinger, Z. Fisk, H.-T. Zhang, M.B. Maple, J. DiTusa, G. Aeppli // *Physical Review Letters*. – 1993. – V.71, Is.11. – P.1748.
18. Тикадзуми, С. *Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества*. – М.: Мир, 1983. – с.302
19. Стишов, С.М., Геликоидальный зонный магнетик MnSi / С.М. Стишов, А.Е. Петрова // *Успехи физических наук*. – 2011. – Т.181, В.4. – С.1157.
20. Shinoda, D., Magnetic properties of silicides of iron group transition elements / D. Shinoda, S. Asanabe // *Journal of the Physical Society of Japan*. – 1966. – V.21, Is.3. – P.555.
21. Williams, H.J., Magnetic properties of the monosilicides of some 3d transition elements / H.J. Williams, J.H. Wernick, R.C. Sherwood, G.K. Wertheim // *Journal of Applied Physics*. – 1966. – V.37, Is.3. – P.1256.
22. Wernick, J.H., Magnetic behavior of the monosilicides of the 3d-transition elements / J.H. Wernick, G.K. Wertheim, R.C. Sherwood // *Materials Research Bulletin*. – 1972. – V.7, Is.12. – P.1431.
23. Levinson, L.M., Anomalous magnetic behavior of MnSi / L.M. Levinson, G.H. Lander, M.O. Steinitz // *AIP Conference Proceedings*. – 1973. – V.10. – P.1138.

24. Ishikawa, Y., Helical spin structure in manganese silicide MnSi / Y. Ishikawa, T. Kajima // *Solid State Communications* – 1976. – V.19, Is.6. – P.525.
25. Kadowaki, K., Magnetization and magnetoresistance of MnSi. I / K. Kadowaki, K. Okuda, M. Date // *Journal of the Physical Society of Japan*. – 1982. – V.51, Is.8. – P.2433.
26. Stishov, S.M., Magnetic phase transition in the itinerant helimagnet MnSi: thermodynamic and transport properties / S.M. Stishov, A.E. Petrova, S. Khasanov, G.Kh. Panova, A.A. Shikov, J.C. Lashley, D. Wu, T.A. Lograsso // *Physical Review B*. – 2007. – V.76, Is.5. – P.052405.
27. Thessieu, C., Magnetism and spin fluctuations in a weak itinerant ferromagnet: MnSi / C. Thessieu, J. Flouquet, G. Lapertot, A.N. Stepanov, D. Jaccard // *Solid State Communications*. – 1995. – V.95, Is.10. – P.707.
28. Петрова, А.Е., Аномальное поведение электрического сопротивления MnSi в области ферромагнитного фазового перехода / А.Е. Петрова, Е.Д. Бауэр, В.Н. Краснорусский, С.М. Стишов // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2007. – Т.131, В.1. – P.54.
29. Ueda, K., Contribution of spin fluctuations to the electrical and thermal resistivities of weakly and nearly ferromagnetic metals / K. Ueda, T. Moriya // *Journal of the Physical Society Japan* – 1975. – V.39, Is.3. – P.605.
30. Yamada, M., Behavior of the resistivity of an itinerant electron metamagnet MnSi near the quantum critical point / M. Yamada, T. Goto, T. Kanomata // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2004. – V.272–276. – P.462.
31. Mena, F.P., Heavy carriers and non-Drude optical conductivity in MnSi / F.P. Mena, D. van der Marel, A. Damascelli, M. Fath, A.A. Menovsky, J.A. Mydosh // *Physical Review B*. – 2003. – V.67, Is.24. – P.241101(R).
32. Muehlbauer, S., Skyrmion lattice in a chiral magnet / S. Muehlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, P. Boeni // *Science*. – 2009. – V.323, Is. 5916. – P.915.
33. Corti, M., Spin dynamics in a weakly itinerant magnet from ^{29}Si NMR in MnSi / M. Corti, F. Carbone, M. Filibian, Th. Jarlborg, A.A. Nugroho, P. Carretta // *Physical Review B*. – 2007. – V.75, Is.11. – P.115111.
34. Yasuoka, H., MR and susceptibility studies of MnSi above T_c / H. Yasuoka, V. Jaccarino, R.C. Sherwood, J.H. Wernick // *Journal of the Physical Society of Japan*. – 1978. – V.44, Is.3. – P.842.
35. Hansen, P.A., Magnetic anisotropy and related matters. Studied by neutron diffraction // *Riso report No. 360*. – 1977.

36. Bloch, D., The high field – high pressure magnetic properties of MnSi / D. Bloch, J. Voiron, V. Jaccarino, J.H. Wernick // *Physics Letters* – 1975. – V.51A, Is.5. – P.259.
37. Sakakibara, T., Magnetization and magnetoresistance of MnSi. II / T. Sakakibara, H. Mollmoto, M. Date // *Journal of the Physical Society of Japan* – 1982. – V.51, Is.8. – P.2439.
38. Thessieu, C., Field dependence of the magnetic phase transition in MnSi / C. Thessieu, C. Pfleiderer, F.N. Stepanov, J. Flouquet // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 1997. – V.9, Is.31. – P.6677.
39. Samatham, S.S., Magnetotransport studies on polycrystalline MnSi / S.S. Samatham, D. Venkateshwarlu, M. Gangrade, V. Ganesan // *AIP Conference Proceedings* – 2012. – V.1447. – P.983.
40. Naroznyi, V.N., Magnetic single domain state of the monochiral helimagnet MnSi in the zero field limit: magnetic properties study / V.N. Narozhnyi, V.N. Krasnorussky // *Physical Review B*. – 2015. – V.91, Is.13. – P.134403.
41. Ishikawa, Y., Magnetic phase diagram of MnSi / Y. Ishikawa, T. Komatsubara, D. Bloch // *Physica B+C*. – 1977. – V.86-88B. – P.401.
42. Ishikawa, Y., Magnetic phase diagram of MnSi near critical temperature studied by neutron small angle scattering / Y. Ishikawa, M. Arai // *Journal of the Physical Society of Japan*. – 1984. – V.53, Is.8. – P.2726.
43. Lebech, B., *Magnetic ordering in nearly ferromagnetic antiferromagnetic helices*. – Singapore: World Scientific, 1993. – p.167.
44. Lebech, B., Magnetic phase diagram of MnSi / B. Lebech, P. Harris, J. Skov Pedersen // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1995. – V.140-144. – P.119.
45. Pfleiderer, C., Magnetic quantum phase transition in MnSi under hydrostatic pressure / C. Pfleiderer, G.J. McMullan, S.R. Julian, G.G. Lonzarich // *Physical Review B*. – 1997. – V.55, Is.13. – P.8330.
46. Vojta, T., Quantum phase transition of itinerant helimagnets / T. Vojta, R. Sknepnek // *Physical Review B*. – 2001. – V.64, Is.5. – P.052404.
47. Sachdev, S., *Quantum phase transitions*. – Cambridge: Cambridge University Press, 2011. – p.516.
48. Стишов, С.М., Квантовые фазовые переходы / Стишов, С.М. // *Успехи физических наук*. – 2004. – V.174, Is.8. – P.853.
49. Aronson, M.C., Non-Fermi-liquid scaling of the magnetic response in $\text{UCu}_{5-x}\text{Pd}_x$ ($x=1,1.5$) / M.C. Aronson, R. Osborn, R.A. Robinson, J.W. Lynn, R. Chau, C.L. Seaman, M.B. Maple // *Physical Review Letters* – 1995. – V.75, Is.4. – P.725.

50. Andraka, B., Observation of non-Fermi-liquid behavior in $U_{0.2}Y_{0.8}Pd_3$ / B. Andraka, A.M. Tsvetik // *Physical Review Letters*. – 1991. – V.67, Is.20. – P.2886.
51. Tsvetik, A.M., Phenomenological theory of non-Fermi-liquid heavy-fermion alloys / A.M. Tsvetik, M. Reizer // *Physical Review B*. – 1993. – V.48, Is.13. – P.9887 (R).
52. Thompson, J.D., Perspective on heavy-electron and Kondo lattice systems from high pressure studies / J.D. Thompson, Z. Fisk, G.G. Lonzarich // *Physica B*. – 1990. – V.161, Is.1 – P.317.
53. Pfleiderer, C., Non-Fermi-liquid nature of the normal state of itinerant-electron ferromagnets / C. Pfleiderer, S.R. Julian, G.G. Lonzarich // *Nature*. – 2001. – V.414, Is.6862. – P.427.
54. Doiron-Leyraud, N., Fermi-liquid breakdown in the paramagnetic phase of a pure metal / N. Doiron-Leyraud, I.R. Walker, L. Taillefer, M.J. Steiner, S.R. Julian, G.G. Lonzarich // *Nature*. – 2003. – V.425, Is.6958. – P.595.
55. Pfleiderer, C., Partial order in the non-Fermi-liquid phase of MnSi / C. Pfleiderer, D. Reznik, L. Pintschovius, H. v. Löhneysen, M. Garst, A. Rosch // *Nature*. – 2004. – V.427, Is.6971. – P.227.
56. Kruger, F., Quantum order-by-disorder near criticality and secret partial order in MnSi / F. Kruger, U. Karahasanovic, A.G. Green // *Physical Review Letters*. – 2012. – V.108, Is.6. – P.067003.
57. Tewari, S., Blue quantum fog: chiral condensation in quantum helimagnets / S. Tewari, D. Belitz, T.R. Kirkpatrick // *Physical Review Letters*. – 2006. – V.96, Is.4. – P.047207.
58. Meingast, C., Resistivity of $Mn_{1-x}Fe_xSi$ single crystals: evidence for quantum critical behavior / C. Meingast, Q. Zhang, T. Wolf, F. Hardy, K. Grube, W. Knafo, P. Adelman, P. Schweiss, H. v. Löhneysen // *NATO Science for peace and security series B: physics and biophysics. Properties and applications of thermoelectric materials Properties and Applications. The Search for New materials for thermoelectric devices*. – 2009. – P. 261.
59. Grigoriev, S.V., Chiral criticality in the doped helimagnets $Mn_{1-y}Fe_ySi$ / S.V. Grigoriev, E.V. Moskvina, V.A. Dyadkin // *Physical Review B*. – 2011. – V.83, Is.22. – P.224411.
60. Paschen, S., Hall-effect evolution across a heavy-fermion quantum critical point / S. Paschen, T. Luhmann, S. Wirth, P. Gegenwart, O. Trovarelli, C. Geibel, F. Steglich, P. Coleman, Q. Si // *Nature (London)*. – 2004. – V.432, Is.7019. – P.881.
61. Pugh, E.M., Hall Effect and the Magnetic Properties of Some Ferromagnetic Materials / E.M. Pugh // *Physical Review* – 1930. – V.36, Is.9. – P.1503.

62. Smit, J., The spontaneous hall effect in ferromagnetics II / J. Smit // *Physica*. – 1958. – V.24. – P.39.
63. Berry, M.V., Quantal Phase Factors Accompanying Adiabatic Changes / M.V. Berry // *Proceedings of the Royal Society of London A*. – 1984. – V.392. – P.45.
64. Karplus, R., Hall Effect in Ferromagnetics / R. Karplus, J.M. Luttinger // *Physical Review* – 1954. – V.95, Is.5. – P.1154.
65. Lee, M., Unusual Hall Effect Anomaly in MnSi under Pressure / M. Lee, W. Kang, Y. Onose, Y. Tokura, N.P. Ong // *Physical Review Letters*. – 2009. – V.102, Is.18. – P.186601.
66. Nagaosa, N., Anomalous Hall effect / N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A.H. MacDonald, N.P. Ong // *Review of Modern Physics*. – 2010. – V.82, Is.2. – P.1539.
67. Lonzarich, G.G., Magnetic oscillations and the quasiparticle bands of heavy electron systems / G.G. Lonzarich // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1988. – V.76–77. – P.1.
68. Neubauer, A., Topological Hall Effect in the A Phase of MnSi / A. Neubauer, C. Pfleiderer, B. Binz, A. Rosch, R. Ritz, P.G. Niklowitz, P. Boni // *Physical Review Letters*. – 2009. – V.102, Is.18. – P.186602.
69. Li, Y., Robust formation of skyrmions and topological Hall effect anomaly in epitaxial thin films of MnSi / Y. Li, N. Kanazawa, X.Z. Yu, A. Tsukazaki, M. Kawasaki, M. Ichikawa, X.F. Fin, F. Kagawa, Y. Tokura // *Physical Review Letters*. – 2013. – V.110, Is.11. – P.117202.
70. Yokouchi, T., Stability of two-dimensional skyrmions in thin films of $Mn_{1-x}Fe_xSi$ investigated by the topological Hall effect / T. Yokouchi, N. Kanazawa, A. Tsukazaki, Y. Kozuka, M. Kawasaki, M. Ichikawa, F. Kagawa, Y. Tokura // *Physical Review B*. – 2014. – V.89, Is.6. – P.064416.
71. Кучис, Е.В. *Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования*. М.: Радио и связь, 1990. — с.264.
72. Абрикосов, А.А. *Основы теории металлов*. – М.: Наука, 1987. – с.520.
73. Aharoni, A., Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms / A. Aharoni // *Journal of Applied Physics*. – 1998. – V.83, Is.6. – P.3432.
74. Kaveh, M., Electron-electron scattering in conducting materials / M. Kaveh, N. Wisner // *Advances in Physics*. – 1984. – V.33, Is.4. – P.257.
75. Andersen, N.H., Electron-magnon interaction and the electrical resistivity of Tb / N.H. Andersen, H. Smith // *Physical Review B*. – 1979. – V.19, Is.1. – P.384.

76. Raquet, B., Electron-magnon scattering and magnetic resistivity in 3d ferromagnets / B. Raquet, M. Viret, E. Sondergard, O. Céspedes, R. Mamy // *Physical Review B*. – 2002. – V.66, Is.2. – P.024433.
77. Kaul, S.N., Spin-wave and spin-fluctuation contributions to the magnetoresistance of weak itinerant-electron ferromagnets / S.V. Kaul // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2005. – V.17, Is.36. – P.5595.
78. Lamago, D., Magnetic susceptibility and specific heat of the itinerant ferromagnet MnSi / D. Lamago, R. Georgii, P. Böni // *Physica B*. – 2005. – V.359–361. – P.1171.
79. Yosida, K., Anomalous electrical resistivity and magnetoresistance due to an s-d interaction in Cu-Mn alloys / K. Yosida // *Physical Review* – 1957. – V.107, Is.2. – P.396.
80. Pfleiderer, C., Single skyrmions spotted / C. Pfleiderer, A. Rosch // *Nature*. – 2010. – V.465, Is.7300. – P.880.
81. Han, J.H., Skyrmion lattice in a two-dimensional chiral magnet / J.H. Han, J. Zang, Z. Yang, J.-H. Park, N. Nagaosa // *Physical Review B*. – 2010. – V.82, Is.9. – P.094429.
82. Röbber, U.K., Spontaneous skyrmion ground states in magnetic metals / U.K. Röbber, A.N. Bogdanov, C. Pfleiderer // *Nature*. – 2006. – V.442, Is.7104. – P.797.
83. Wilson, M.N., Chiral skyrmions in cubic helimagnet films: the role of uniaxial anisotropy / M.N. Wilson, A.B. Butenko, A.N. Bogdanov, T.L. Monchesky // *Physical Review B*. – 2014. – V.89, Is.9. – P.094411.
84. Yu, X., Variation of skyrmion forms and their stability in MnSi thin plates / X. Yu, D. Morikawa, K. Shibata, Y. Tokunaga, Y. Taguchi, Y. Tokura // *Physical Review B* – 2015. – V.91, Is.5. – P.054411.
85. Dudko, K.L., Magnetic stratification during flipping of antiferromagnetic manganese fluoride sublattices / K.L. Dudko, V.V. Eremenko, V.M. Fridman // *Soviet Physics – Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 1972. – V.34, Is.2. – P.362.
86. Белов, К.П. *Магнитные превращения*. – М.: Физматлит, 1959. – с.260.
87. Киттель, Ч. *Введение в физику твердого тела*. – М.: Наука, 1978. – с.791.
88. Демишев, С.В., Моделирование магнитной восприимчивости антиферромагнитной системы с обусловленным беспорядком квантовым критическим поведением / С.В. Демишев // *Физика твердого тела*. – 2009. – V.51, Is.3. – P.514.
89. Эфрос, А.Л. *Физика и геометрия беспорядка*. – М.: Наука, 1982. – с.176.
90. Griffiths, R.B., Nonanalytic behavior above the critical point in a random Ising ferromagnet / R.B. Griffiths // *Physical Review Letters*. – 1969. – V.23, Is.1. – P.17.
91. Bray, A.J., Nature of the Griffiths phase / A.J. Bray // *Physical Review Letters*. – 1987. – V.59, Is.5. – P.586.

92. Belitz, D., Tricritical behavior in itinerant quantum ferromagnets / D. Belitz, T.R. Kirkpatrick, J. Rollbühler // *Physical Review Letters*. – 2005. – V.94, Is.24. – P.247205.
93. Blinov, L.M. *Structure and properties of liquid crystals*. – Heidelberg, London, New York: Springer Dordrecht, 2011. – p.458.
94. Вонсовский, С.В. *Магнетизм*. – М.: Наука, 1971. – с.1032.
95. Демишев, С.В., Аномальные магнитные свойства парамагнитной фазы и спиновые поляроны в моносилициде марганца / С.В. Демишев, Т.В. Ищенко, А.Н. Самарин // *Физика низких температур*. – 2015. – V.41, Is.12. – P.1243.
96. Стишов, С.М., Плавление при высоких давлениях / С.М. Стишов // *Успехи физических наук*. – 1968. – V.96, Is.11. – P.467.
97. Yeh, A., Quantum phase transition in a common metal / A. Yeh, Y.-A. Soh, J. Brooke, G. Aeppli, T.F. Rosenbaum, S.M. Hayden // *Nature London*. – 2002. – V.419, Is.6906. – P.459.
98. Lee, M., High resolution study of magnetic ordering at absolute zero / M. Lee, A. Husmann, T.F. Rosenbaum, G. Aeppli // *Physical Review B*. – 2004. – V.92, Is.18. – P.187201.
99. Friedemann, S., Fermi-surface collapse and dynamical scaling near a quantum-critical point / S. Friedemann, N. Oeschler, S. Wirth, C. Krellner, C. Geibel, F. Steglich, S. Paschen, S. Kirchner, Q. Si // *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* – 2010. – V.107. – P.14547.
100. Combier, T., Ferromagnetic Quantum Criticality Studied by Hall Effect Measurements in UCoAl / T. Combier, D. Aoki, G. Knebel, J. Flouquet // *Journal of the Physical Society of Japan*. – 2013. – V.82, Is.10. – P.104705.
101. Chapman, B.J., Large enhancement of emergent magnetic fields in MnSi with impurities and pressure / B.J. Chapman, M.G. Grossnickle, T. Wolf, M. Lee // *Physical Review B*. – 2013. – V.88, Is.21. – P.214406.
102. Зеегер, К. *Физика полупроводников*. – М.: Мир, 1977. — с.615.
103. Demishev, S.V., Anomalous spin relaxation and quantum criticality in $Mn_{1-x}Fe_xSi$ solid solutions / S.V. Demishev, A.N. Samarin, V.V. Glushkov, M.I. Gilmanov, I.I. Lobanova, N.A. Samarin, A.V. Semeno, N.E. Sluchanko, N.M. Chubova, V.A. Dyadkin, S.V. Grigoriev // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. – 2014. – V.100P.28.