Ноябрь 2026 г. *Том 196, № 11*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Киральный зонный магнетик MnSi и смешанные соединения $Mn_{1-x}(Co, Fe)_xSi$: физические свойства и новые результаты

С.М. Стишов, А.Е. Петрова, А.М. Белемук

Рассматриваются особенности магнитного фазового перехода в киральном магнетике MnSi *и слабого фазового перехода первого рода в модельном сегнетоэлектрике* KH_2PO_4 (KDP)*, анализируются результаты измерений магнетосопротивления и эффекта Холла в* MnSi *и* Mn(Co)Si*, представлены данные, свидетельствующие о существовании квантовой критической области вблизи* $T = 0$ *в системе* Mn(Co, Fe)Si *и загадочной универсальной линии, указывающей на независимость вклада спиновых флуктуаций в теплоёмкость от концентрации примесей и их природы.*

Ключевые слова: фазовый переход, теплоёмкость, магнетосопротивление, эффект Холла

PACS numbers: 05.70.Fh, 75.40.Cx, **75.47.–m** DOI: https://doi.org/10.3367/UFNr.2026.08.040174

Содержание

1. **Введение (1123).**
2. **Природа фазового перехода в MnSi (1124).**
   2.1. Термодинамические свойства. 2.2. Расчёты методом Монте-Карло.
3. **Магнетосопротивление и эффект Холла в MnSi (1129).**
   3.1. Эффект Холла. 3.2. Поперечное магнетосопротивление MnSi.
4. **Магнетосопротивление MnSi и смешанных соединений $Mn_{1-x}Co_xSi$ (1129).**
   4.1. Общая характеристика образцов. 4.2. Продольное и поперечное магнетосопротивление MnSi. 4.3. Магнетосопротивление $Mn_{1-x}Co_xSi$.
5. **MnSi и квантовые эффекты в смешанных соединениях $Mn_{1-x}(Co, Fe)_xSi$ (1133).**
   5.1. Теплоёмкость $Mn_{1-x}(Co, Fe)_xSi$. 5.2. Загадочная инвариантность теплоёмкости.
6. **Заключение (1135).**
7. **Дополнительные сведения (1135).**
   7.1. Расчёты методом Монте-Карло. 7.2. Теплоёмкость в 2D XY-модели. 7.3. Эффект Холла в MnSi.

Список литературы (1139).

С.М. Стишов [1, a], **А.Е. Петрова** [1, b], **А.М. Белемук** [2, c]
[1] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
[2] Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Калужское шоссе 14, 108840 Троицк, Москва, Российская Федерация
E-mail: [a] stishovsm@lebedev.ru, [b] petrovaae@lebedev.ru, [c] abel@hppi.troitsk.ru

Статья поступила 9 июля 2026 г.

1. Введение

MnSi — модельный киральный магнетик, кристаллизующийся в нецентросимметричной кубической структуре B20 с пространственной группой $P2_13$, которая не содержит центра симметрии [1, 2]. Магнитная структура MnSi в нулевом магнитном поле может быть описана как система плоскостей, параллельных кристаллографической плоскости (111), содержащих ферромагнитно упорядоченные спины. Магнитный момент каждого слоя повернут на небольшой угол относительно магнитного момента соседних слоёв за счёт взаимодействия Дзялошинского–Мории (ДМ), которое отлично от нуля в случае нецентросимметричных структур. В магнитоупорядоченной фазе спины образуют несоизмеримую спираль. Многолетние исследования MnSi всё ещё оставляют ряд нерешённых и интригующих вопросов, часть из которых рассматривается в представляемой статье. Статья разделена на три части. Первая часть посвящена анализу природы магнитного фазового перехода в MnSi. Две другие части описывают исследования магнетосопротивления (MR), частично эффект Холла в MnSi и квантовые эффекты в системе Mn(Co, Fe)Si. На соответствующих рисунках представлены теплоёмкость, затухание звука, коэффициент теплового расширения и модуль упругости MnSi в области фазового перехода, а также данные для сегнетоэлектрического кристалла KH_2PO_4 (KDP). Кристалл KDP является одним из модельных материалов со слабым фазовым переходом первого рода близким к переходу второго рода. В отличие от KDP, фазовый переход в MnSi сопровождается побочными максимумами на кривых различных термодинамических и кинетических величин вблизи точки фазового перехода. Стоит отметить, что максимумы теплоёмкости, наблюдаемые в MnSi выше точки фазового перехода, удивительно

© С.М. Стишов, А.Е. Петрова, А.М. Белемук 2026

похожи на свойства двумерных систем. Переходя к магнетосопротивлению напомним, что обычно результаты измерения магнетосопротивления выражаются в виде

$$\frac{\rho(H)-\rho(0)}{\rho(0)}=\frac{\Delta\rho}{\rho(0)}\,,$$

где $\rho(H)$ — электрическое сопротивление в магнитном поле H. Соответственно, если H параллельно направлению тока, то измеряется параллельное магнетосопротивление, в случае когда H перпендикулярно направлению тока, то измеряется поперечное магнетосопротивление. В направлении перпендикулярном току и магнитному полю возникает поле Холла, которое измеряется с помощью соответствующих контактов. В простых металлах поперечное магнетосопротивление (TMR) является положительным в слабых магнитных полях, что является результатом действия силы Лоренца, изгибающей траектории электронов. Это явление описывается простым выражением $\Delta\rho/\rho\sim(L/r_{\rm L})^2\sim H^2$, где ρ — электрическое сопротивление, L — средняя длина свободного пробега носителей, $r_{\rm L}$ — радиус Лармора, а H — магнитное поле. Между тем, в работах [3–5] было показано, что поперечное магнетосопротивление MnSi в слабых магнитных полях является отрицательным, как это наблюдается в металлических ферромагнетиках [6, 7]. В ферромагнетиках электроны проводимости (s-электроны) рассеиваются на локализованных флуктуирующих магнитных моментах (d-электронах). Магнитное поле подавляет флуктуации магнитных моментов, уменьшая рассеяние и приводя к отрицательному магнетосопротивлению. Ситуация с продольным магнетосопротивлением (LMR) не вполне ясна. Ряд классических работ показал, что LMR является положительным в типичных ферромагнитных металлах, таких как никель и железо [8, 9], хотя флуктуирующие магнитные моменты также должны влиять на MR в продольном режиме. В этой связи исследование поведения LMR в геликоидальных магнетиках, таких как MnSi, где флуктуации магнитного момента особенно сильны, представляет большой интерес. В данной работе рассматриваются также поперечное и продольное магнетосопротивление твёрдого раствора $Mn_{1-x}Co_xSi$ при $x=0{,}06$ и 0,17. Интерес к исследованию твёрдых растворов $Mn_{1-x}(Co,Fe)_xSi$ возник в связи с изучением магнитного квантового фазового перехода первого рода в чистом MnSi при высоком давлении. К сожалению, "первородность" перехода исключает потенциальную возможность наблюдения эффектов квантовых критических явлений. Соответствующие исследования в значительной мере стимулировались ожиданием превращения фазового перехода первого рода в переход непрерывного типа в системе с изоморфными примесями [10]. Одной из причин включения в исследование магнетосопротивления смешанного соединения $Mn_{1-x}Co_xSi$ в данном случае является ожидание эффектов более сильных флуктуаций магнитного момента, чем в MnSi, особенно при низких температурах в квантовой критической области [11–13]. Система $Mn_{1-x}Co_xSi$ характеризуется расходящейся величиной $C_{\rm p}/T$. Однако вместо единственной критической траектории, приводящей при $T\to 0$ к квантовой критической точке, в системе при низкой температуре возникает своего рода квантовое критическое облако. Наряду с этим в системе $Mn_{1-x}(Co,Fe)_xSi$ обнаруживается инвариантное поведение флуктуационной части теплоёмкости.

2. Природа фазового перехода в MnSi

2.1. Термодинамические свойства

2.1.1.Теплоёмкость. Первые измерения теплоёмкости MnSi на образце невысокого качества были проведены Э. Фосеттом [14]. Тем не менее, экстраполируя к нулю величину $C_{\rm p}/T$, Э. Фосетт получил правильное значение электронной теплоёмкости $\gamma=0{,}038$ Дж моль$^{-1}$ К^2, подтверждённое современными измерениями.

В то же время важная особенность (острый пик) на кривой теплоёмкости MnSi в области фазового перехода не был обнаружен. Позже К. Пфлейдерер увидел пик теплоёмкости MnSi [15] с широким побочным максимумом. В последующих работах была подтверждена [16] сложная структура аномалии теплоёмкости при фазовом переходе в MnSi, но не было сделано правильных выводов. Так или иначе, идея о фазовом переходе в MnSi как о фазовом переходе второго рода закрепилась в общественном сознании. Новые измерения теплоёмкости на высококачественных кристаллах в магнитных полях до 4 Тл были проведены в работах [17, 18] (рис. 1). Как следует из рис. 1а, кривая теплоёмкости $C_{\rm p}(T)$ при $H=0$ характеризуется резким пиком при $T_{\rm c}\approx 29$ К, соответствующим фазовому переходу, и отчётливым плечом на его высокотемпературной стороне, что контрастирует с поведением теплоёмкости при фазовом переходе в KDP на рис. 1б [19].

2.1.2. Тепловое расширение. Впервые тепловое расширение MnSi было измерено в работе [14], где была обнаружена обширная отрицательная аномалия коэффициента теплового расширения в области фазового перехода. В работе [20], по-видимому, также впервые наблюдалась упомянутая ранее сложная структура аномалии при фазовом переходе коэффициента теплового расширения, характеризующаяся, помимо основного острого минимума в точке фазового перехода, наличием плеча при температуре на несколько десятых градуса выше $T_{\rm c}$. Подробные исследования теплового расширения MnSi были проведены в работах [17, 18], результаты которых представлены на рис. 2. На рисунке 2а показано поведение коэффициента линейного теплового расширения MnSi из данных, полученных с помощью ёмкостного дилатометра. Эти результаты сравниваются с измерениями теплового расширения KDP (рис. 2б) [21].

2.1.3. Упругие свойства. Упругие свойства и затухание ультразвука в MnSi были исследованы с помощью цифровой импульсной ультразвуковой техники [22]. Некоторые результаты этой работы показаны на рис. 3а и 4а. На рисунке 3б показано контрастное поведение модуля упругости c_{11} при фазовом переходе в KDP [23]. Как видно из рис. 3а, магнитный фазовый переход в MnSi сопровождается глубокой аномалией (смягчением) модуля упругости c_{11}. В то же время сам магнитный фазовый переход проявляется в виде небольшого скачка модуля упругости, локализованного на низкотемпературной стороне аномалии. Отметим, что обе эти особенности прекрасно коррелируют с поведением теплоёмкости, коэффициента теплового расширения и температурного коэффициента электросопротивления [1, 2], однако в этом случае резкие максимумы и минимумы термодинамических и транспортных свойств в точке фазового

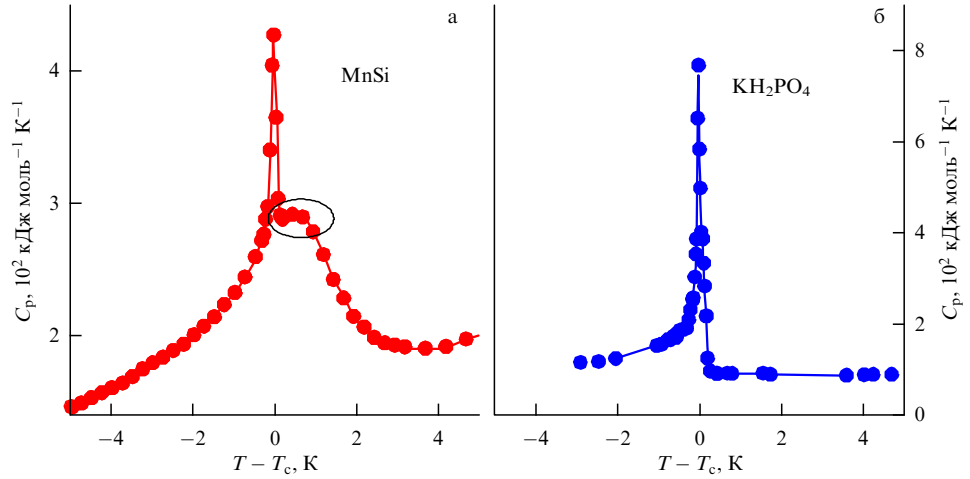


Рис. 1. (а) Теплоёмкость MnSi при магнитном фазовом переходе. (б) Теплоёмкость KDP при сегнетоэлектрическом фазовом переходе. Широкий максимум, отмеченный эллипсом в (а), показывает особенность фазового перехода в MnSi по сравнению с другими типичными фазовыми переходами первого рода, близкими ко второму (б). Во всех подписях к рисункам ссылки означают, что данный график построен с использованием данных из указанных источников [17–19].

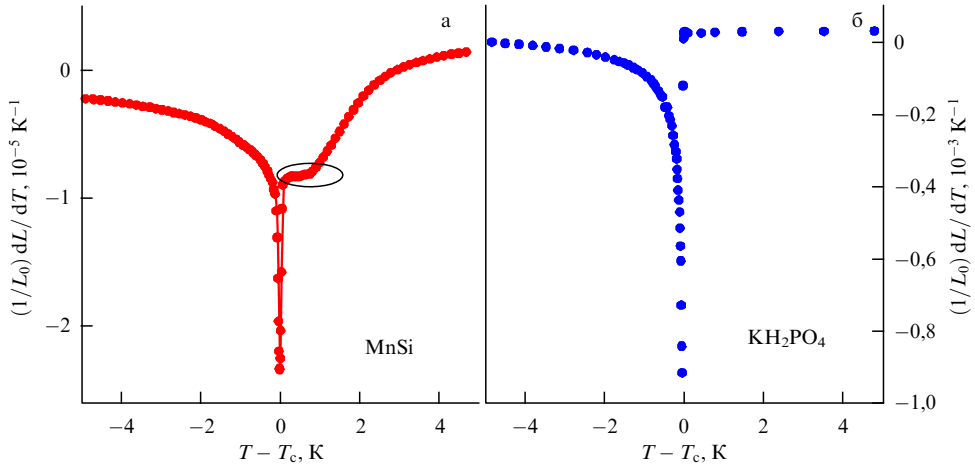


Рис. 2. Коэффициент теплового расширения MnSi вблизи магнитого фазового перехода (а). Коэффициент теплового расширения KDP в окрестности сегнетолектрического фазового перехода вблизи трикритической точки при давлении 2,62 кбар (б). Неглубокий минимум, обозначенный эллипсом вблизи острого минимума (а), снова является особенностью фазового перехода в MnSi по сравнению с другими типичными фазовыми переходами первого рода близкими ко второму (б) [17, 18, 21].

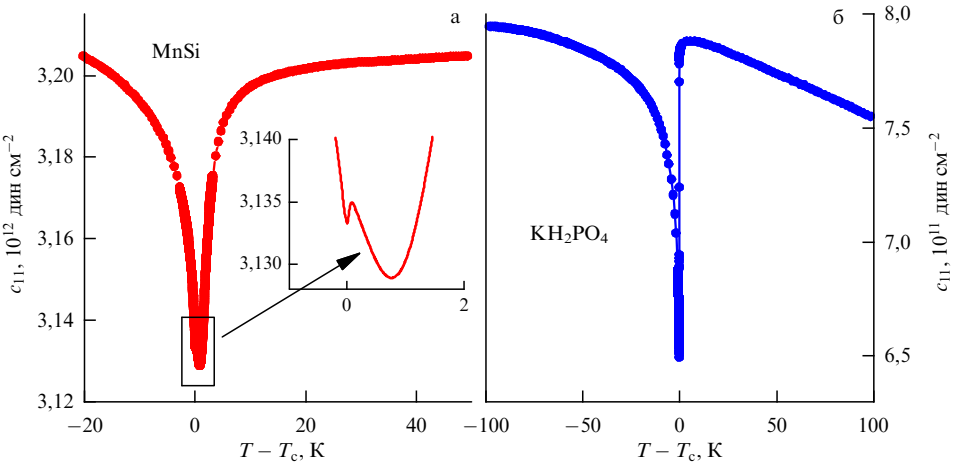


Рис. 3. Модуль упругости c_{11} MnSi в окрестности магнитного фазового перехода (а). Широкий минимум c_{11} (см. на вставке) указывает на то, что едва заметный пик, соответствующий переходу первого рода, является лишь незначительной особенностью глобальной трансформации в MnSi (в этой связи см. также рис. 3б). Ничего подобного не происходит в KDP (рис. 3б) [22, 23].

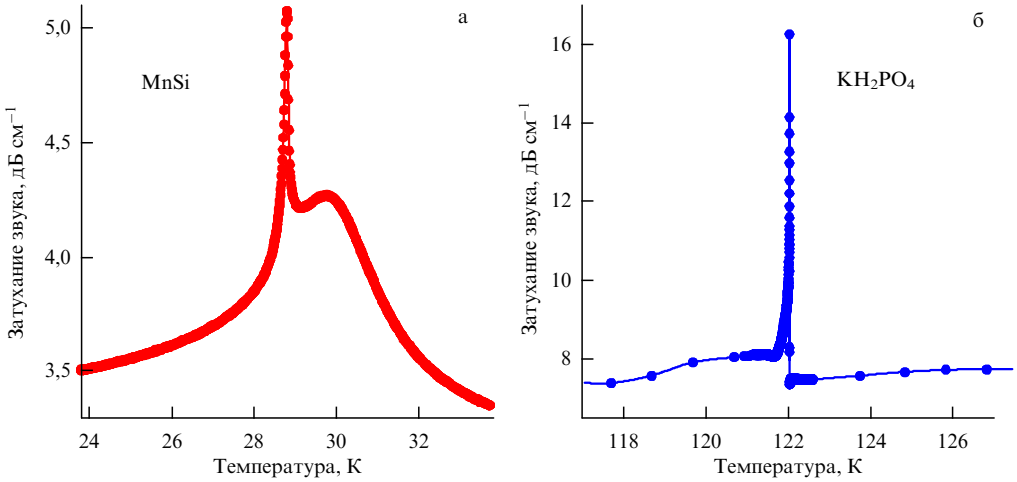


Рис. 4. (а) Затухание продольных звуковых волн в MnSi показывает нетривиальный побочный максимум при фазовом переходе. (б) Затухание продольных звуковых волн в KDP вблизи фазового перехода [22, 23].

перехода сменяются небольшими скачками упругих модулей. Именно такое поведение упругих модулей ожидается для слабого фазового перехода первого рода. Обратимся теперь к рис. 4, иллюстрирующему затухание ультразвуковых волн. Любопытно, что общая структура кривых затухания (главный пик и боковой максимум) практически полностью повторяет соответствующие кривые, характеризующие поведение теплоёмкости и коэффициента теплового расширения (с противоположными знаками). Этот результат подтверждает данные, полученные ранее [24]. Совокупность приведённых данных выявляет очень важный факт, который ясно показывает, что магнитный фазовый переход при ≈ 29 K в MnSi является лишь одной из особенностей глобальной трансформации, сопровождающейся аномалиями физических величин, при температурах несколько превышающих температуру фазового перехода.

2.2. Расчёты методом Монте-Карло

Моделирование классической киральной спиновой системы методом Монте-Карло было проведено в работах [25–27]. Поведение теплоёмкости при геликоидальном фазовом переходе в такой системе показано на рис. 5. На рисунке 6 изображены спиновые конфигурации при различных температурах вблизи магнитного перехода. Видна явная вихревая структура при температурах выше $T_c \cong 0{,}96$, что соответствует побочному максимуму C_p. Эти вихри являются топологическими объектами, и, не исключено, что именно их разрушение даёт указанную особенность в теплоёмкости. Отметим, что в работах по нейтронному рассеянию [28, 29] эта особенность характеризуется как область сильных киральных флуктуаций. Как мы могли убедиться в предыдущих разделах, особенности фазового перехода в MnSi весьма специфичны и похожи на 2D XY-фазовый переход. Что же на самом деле происходит со спиновым порядком в MnSi при повышении температуры? Как было отмечено ранее, геликоидальный порядок в MnSi можно описать как систему плоскостей, параллельных кристаллографическим плоскостям (111), каждая из которых повернута на небольшой угол по отношению к соседним плоскостям за счёт взаимодействия Дзялошинского–Мории. Таким образом, исчезновение геликоидального порядка в точке

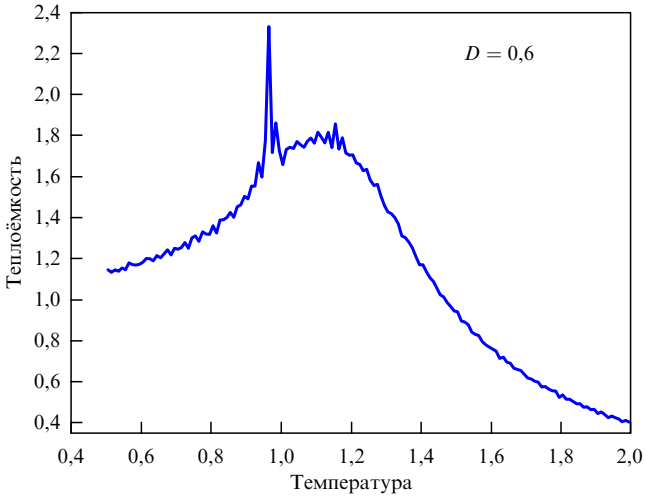


Рис. 5. Теплоёмкость в окрестности фазового перехода в трёхмерной классической гейзенберговской спиновой системе с взаимодействием ДМ по результатам расчётов Монте-Карло. Константы связи обменного и взаимодействия ДМ равны $J = 1$ и $D = 0{,}6$. Температура дана в единицах константы $J = 1$. Точка фазового перехода $T_c \cong 0{,}96$ [27].

фазового перехода означает потерю корреляции "плоскость–плоскость", что позволяет спинам формировать структуры с меньшей корреляционной длиной. При определённых условиях в MnSi могут развиваться спиновые вихри с последующим распадом при повышении температуры, что приводит к термодинамическим аномалиям. Любопытно, что поведение теплоёмкости в 3D модели Гейзенберга с взаимодействием ДМ [25, 26] в некоторой степени аналогично поведению в 2D XY-системе [30–32] (см. обсуждение ниже).

2.2.1. Теплоёмкость в 2D XY-модели. В 2D XY-модели спины могут свободно вращаться в плоскости, гамильтониан модели имеет вид

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \cos(\theta_i - \theta_j)\,, \tag{4}$$

где i, j — узлы решётки, θ_i — угол, который образует спин узла i с осью $\boldsymbol{x}$, углы могут принимать значения

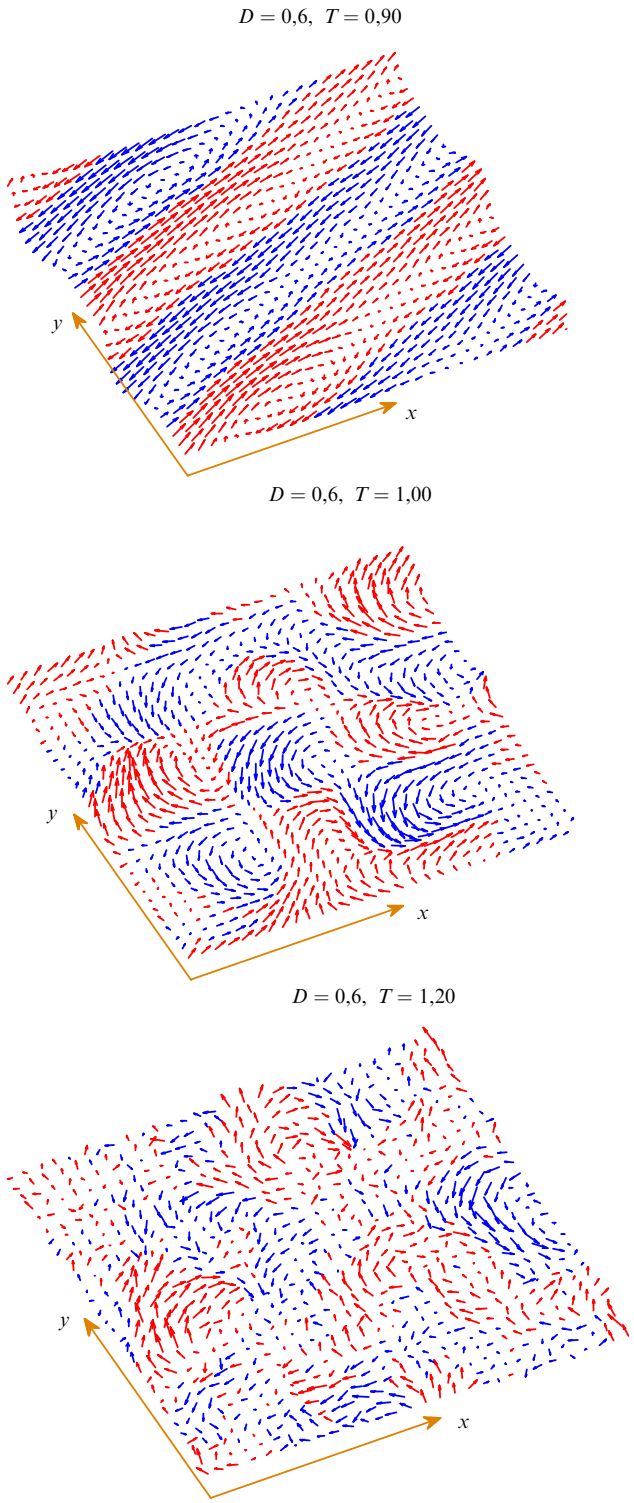


Рис. 6. Спиновые конфигурации при геликоидальном фазовом переходе в классической киральной спиновой системе, как это следует из расчётов Монте-Карло при $J = 1$ и $D = 0{,}6$. Точка фазового перехода $T_c \cong 0{,}96$. Вихревая структура спинов хорошо видна при температуре выше T_c, что соответствует плечу в C_p. Спины с положительными (отрицательными) значениями S_z представлены красным (синим) цветом [27].

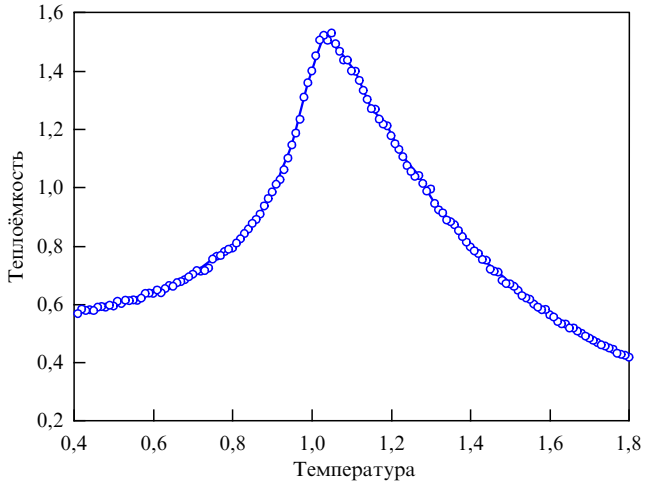


Рис. 7. Теплоёмкость в 2D XY классической спиновой системе согласно расчётам Монте-Карло [27] с константой обменного взаимодействия $J = 1$. Сравните с графиками теплоёмкости на рис. 5. Температура дана в единицах константы связи $J = 1$, как и в 3D случае теплоёмкость имеет размытый пик, который не соответствует фазовому переходу.

$-\pi < \theta_i \leqslant \pi$, J — константа обменного взаимодействия. Суммирование идёт по всем парам ближайших соседей.

Методом Монте-Карло проведены расчёты температурного поведения теплоёмкости для 2D XY-модели на квадратной решётке линейного размера $L = 50$. Теплоёмкость рассчитывалась по флуктуациям полной энергии $C(T) = = (\langle E^2\rangle - \langle E\rangle^2)/(L^2T^2)$, график теплоёмкости, получен из измерения $N_{\text{mes}} = 5 \times 10^3$ спин-конфигураций. Использовался стандартный алгоритм Метрополиса (детали см. в [31]). На рисунке 7 показано поведение теплоёмкости в двумерной XY системе. Теплоёмкость демонстрирует плавный максимум, который, как известно [33], не соответствует какому-либо фазовому переходу. Пик теплоёмкости возникает при температуре $T_p \simeq 1{,}04$, что значительно выше температуры перехода Березинского – Костерлица – Таулеса (BKT — Berezinskii – Kosterlitz – Thouless) [33, 34] $T_c \simeq 0{,}89$.

Признаком фазового перехода BKT при моделировании методом Монте-Карло является расходящаяся магнитная восприимчивость, которая пропорциональна $L^{2-\eta}$ с зависимым от температуры показателем $\eta(T)$ [31], или в виде характерного увеличения модуля жёсткости (helicity). Последний начинает прогрессивно возрастать с понижением температуры в низкотемпературной фазе [35]. Модуль жёсткости определяет реакцию системы на изменение граничных условий для параметра порядка, он пропорционален второй производной свободной энергии $\partial^2 F(\theta)/\partial\theta^2$, $F(\theta)$ зависит от относительного угла поворота θ параметра порядка фиксированного на противоположных границах системы. Модуль жёсткости позволяет отличить низкотемпературную фазу со степенным спадом спин-спиновой корреляционной функции от высокотемпературной фазы, в которой корреляционная функция спадает экспоненциальным образом. Вычисление модуля жёсткости может быть осуществлено в схеме Монте-Карло через вычисления следующих средних [36, 37]

$$\Upsilon(T) = \frac{J}{L^2}\left\langle \sum_{\langle i,j\rangle} \cos(\theta_i - \theta_j)(\boldsymbol{r}_{ij}\,\hat{\boldsymbol{x}})^2 \right\rangle - \\ - \frac{J^2}{TL^2}\left\langle \left[\sum_{\langle i,j\rangle} \sin(\theta_i - \theta_j)(\boldsymbol{r}_{ij}\,\hat{\boldsymbol{x}}) \right]^2 \right\rangle, \qquad (5)$$

где r_{ij} — вектор, соединяющий соседние узлы, и $\hat{\boldsymbol{x}}$ — направление поворота и суммирование ведется по всем

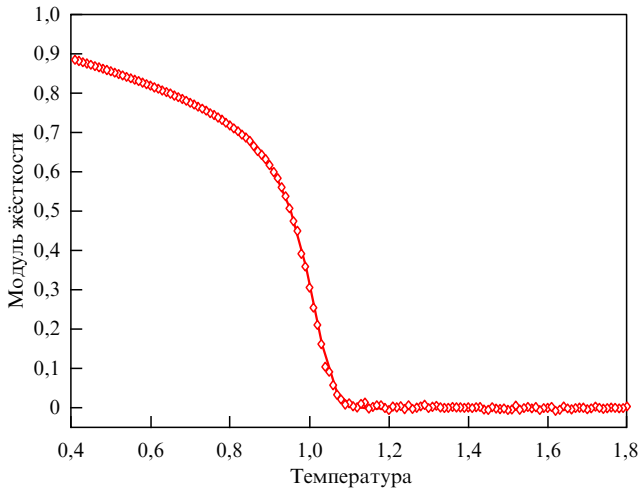


Рис. 8. Поведение модуля жёсткости следующего из расчётов Монте-Карло [27] при константе обменного взаимодействия $J = 1$.

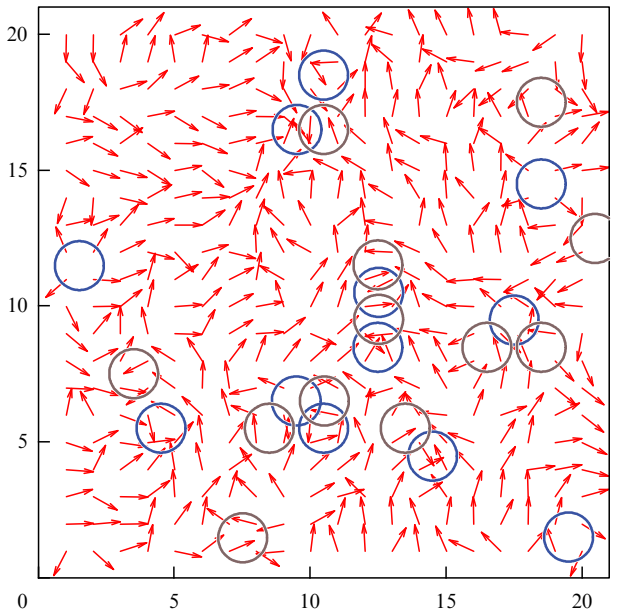


Рис. 9. Спиновая конфигурация при температуре $T = 1{,}1$ по расчётам Монте-Карло [27]. Позиции вихрей и антивихрей обозначены синими и коричневыми кружками.

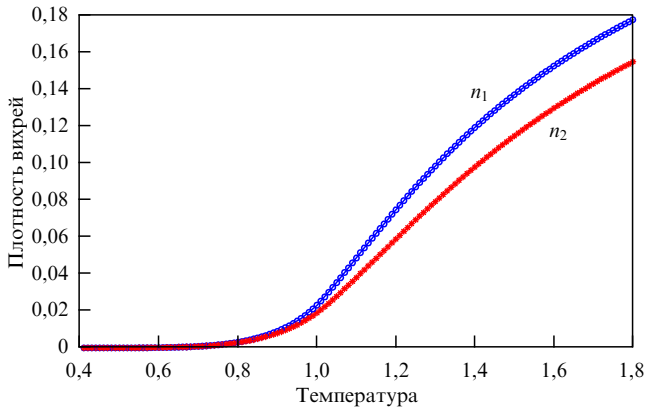


Рис. 10. Температурная зависимость плотности вихрей из расчётов Монте-Карло [27]. Кривые n_1 и n_2 показывают общую плотность вихрей и тех, которые объединяются в пары или более сложные кластеры.

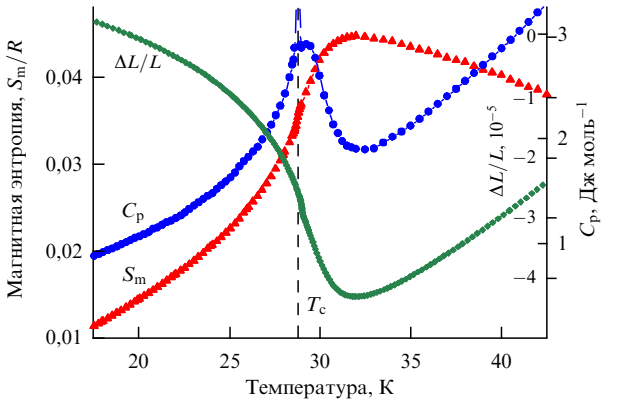


Рис. 11. Магнитная энтропия, теплоёмкость C_p и линейное тепловое расширение MnSi вблизи фазового перехода. Пик C_p, указывающий на фазовый переход первого рода, показан схематически для лучшего представления побочного максимума [18, 27].

парам ближайших соседей, L — линейный размер системы.

Зависимость модуля жёсткости от температуры проиллюстрирована на рис. 8. Для бесконечно большого образца модуль жёсткости должен испытывать конечный скачок при температуре перехода $T_c \simeq 0{,}89$ [38]. При моделировании на конечной решётке этот скачок размывается, и наблюдается непрерывная зависимость.

Согласно теории [33] переход ВКТ связан с диссоциацией вихревых пар. На рисунке 9 показан результат Монте-Карло моделирования, демонстрирующий конфигурацию спинов, возникающую при температуре $T = 1{,}1$ выше T_c. Можно увидеть пары вихрь–антивихрь. Некоторые пары не связаны между собой, но большинство пар объединяются в кластеры. Кроме того, существуют и свободные вихри. Появление таких свободных вихрей возможно при температуре выше температуры перехода T_c, тогда как при температуре ниже T_c все вихри связаны в пары вихрь–антивихрь. В рассматриваемой модели можно найти температурную зависимость плотности вихрей $n_v(T)$. Эта зависимость проиллюстрирована на рис. 10, где показаны две кривые. Кривая $n_1(T)$ соответствует общей плотности вихрей при данной температуре, а кривая $n_2(T)$ учитывает только те вихри, которые либо объединены в пары, либо объединены в большие кластеры. Плотность свободных вихрей $(n_1 - n_2)$ сравнительно мала и стремится к нулю при приближении к T_c со стороны высоких температур. Видно, что температурный интервал с максимальным ростом плотности пар вихрей лежит вокруг максимума теплоёмкости.

Как видно из предыдущих разделов, в отличие от KDP, фазовый переход при $T \approx 29$ К в MnSi сопровождается экстремумами или "плечами" различных термодинамических и кинетических величин. В то же время очевидно, что геликоидальный фазовый переход первого рода в MnSi не сильно влияет на поведение термодинамических величин при изменении температуры. Фактически, как видно на рис. 11, крошечный скачок энтропии не нарушает общего поведения энтропии. То же самое справедливо для модуля упругости и теплового расширения (см. рис. 3, 11). Все это, вероятно, доказывает, что фазовый переход при $T \approx 29$ К, будучи незначительной особенностью большого преобразования, проявляется только в потере дальнего кирального порядка, но сохраняет способность спинов к образованию киральных структур практически нетронутой (ДМ-взаимодей-

ствие продолжает действовать). В то же время, как следует из данных расчётов Монте-Карло, при определённых условиях взаимодействующие спиновые вихри могут формироваться в MnSi выше T_c с последующим распадом или разрушением под действием температуры, что и приводит к термодинамическому отклику. С другой стороны, максимум магнитной энтропии, а также минимумы теплоёмкости и теплового расширения на рис. 11 означают окончательный переход спиновой системы в парамагнитное состояние. Магнитная энтропия была рассчитана путём вычитания электронного и фононного вкладов [39].

3. Магнетосопротивление и эффект Холла в MnSi

3.1. Эффект Холла

Во многих случаях поле Холла линейно зависит от произведения JH, что позволяет ввести константу Холла R, как коэффициент пропорциональности $E_H = RJH$ (см. детали в работе [40]). Хорошо известно, что эффект Холла в ферромагнитных и сильно парамагнитных веществах демонстрирует аномальные характеристики. В работах [41, 42], было показано, что если вместо внешнего магнитного поля H_0 использовать эффективное поле H_{eff}, то эффект Холла в ферромагнетиках ведёт себя очень похоже на эффект Холла в других металлах по порядку величин. Эффективное поле определяется формулой $H_{\text{eff}} = H_0 + 4\pi M\alpha$, где M — макроскопическая намагниченность образца, а α — параметр. Всё аномальное поведение заключается в α. Схематическое поведение удельного сопротивления Холла ρ_H как функции магнитного поля B в металле, демонстрирующем значительную намагниченность, показано на рис. 12. Как видно, первоначально наблюдается быстрый линейный рост ρ_H с увеличением B, за которым, как правило, следует второй линейный участок с относительно меньшим градиентом. Очевидно, что эффект Холла в таком случае возникает не только как результат простого приложения сил Лоренца к электронам, и поэтому он стал известен как аномальный эффект Холла. В настоящее время известно, что такой аномальный эффект не ограничивается ферромагнитными материалами, но может возникать в любом материале, где есть большие локализованные магнитные моменты, например, в сильно парамагнитных и антиферромагнитных металлах. Согласно работе [42] аномальные свойства эффекта Холла в ферромагнетиках есть результат спин-орбитального взаимодействия электронов. В результате спин-орбитального взаимодействия стационарные состояния системы приобретают лево-правую асимметрию. При приложении внешнего электрического поля возникает ток, перпендикулярный как полю, так и среднему направлению спина частиц, что и определяет вклад аномальной части эффекта Холла. Ничего подобного, изображённому на рис. 12, не наблюдается при исследовании эффекта Холла в киральном магнетике MnSi [4, 5]. Как видно на рис. 13, 14 [4, 5], при низких температурах (5–10 К) MnSi проявляет себя как простой металл в отношение поведения эффекта Холла (квазилинейный рост в магнитном поле). Поведение коэффициента Холла напоминает поведение в простом металле, несмотря на существование магнитного порядка в MnSi при этих температурах вплоть до магнитного поля 0,6 Тл (см. магнитную фазовую диаграмму MnSi, рис. 15).

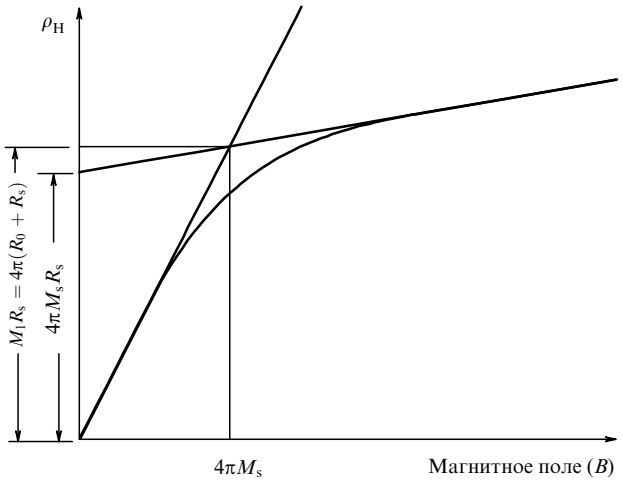


Рис. 12. Схематическое поведение сопротивления Холла ρ_H как функции магнитного поля в металле, демонстрирующем значительную намагниченность [38].

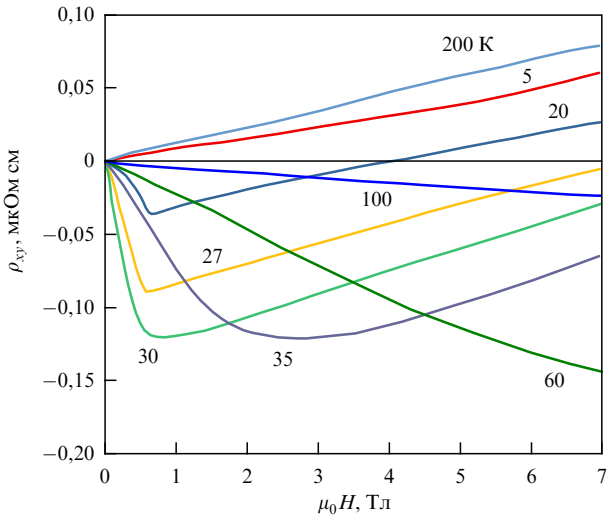


Рис. 13. Эффект Холла в MnSi как функция температуры и магнитного поля по данным [4].

И только при повышении температуры до 15–10 К мы видим мощный вклад магнитоупорядоченной области в сопротивление Холла. Отсюда очевидным образом следует, что наряду с силой Лоренца, рассеяние электронов на тепловых флуктуациях магнитного порядка в MnSi создаёт дополнительный канал "холловского" сопротивления, явно носящий аномальный характер.

3.2. Поперечное магнетосопротивление MnSi

Следует отметить, что результаты измерений поперечного магнетосопротивления [4, 5], представленные на рис. 16, 17 подтверждают идею о подавлении сил Лоренца в магнитных материалах магнитном полем.

4. Магнетосопротивление MnSi и смешанных соединений $Mn_{1-x}Co_xSi$

Температура магнитного фазового перехода в MnSi составляет приблизительно 29 К при атмосферном давлении. Магнитное поле разрушает геликоидальную магнитную структуру, одновременно формируя конические и скирмионные спиновые конфигурации [2, 43, 44]. Важно отметить, что нарушение пространственной сим-

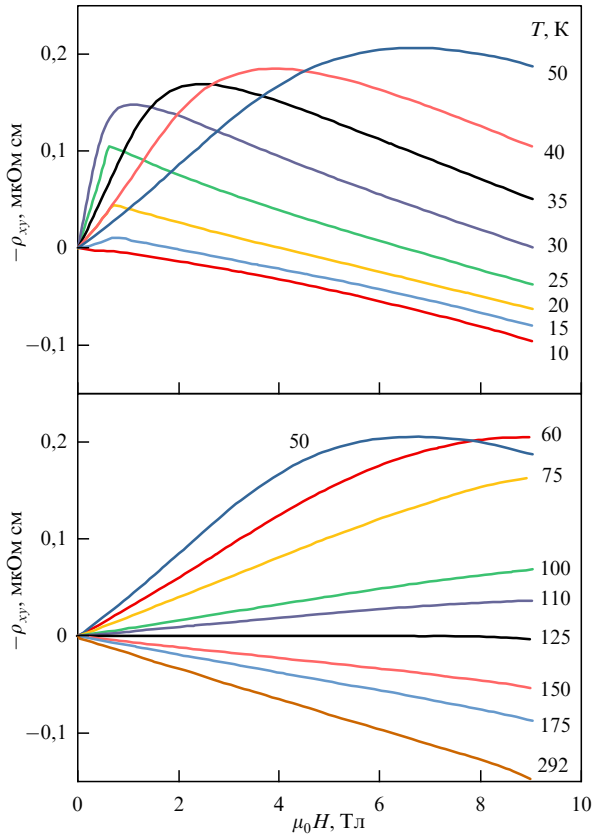


Рис. 14. Эффект Холла в MnSi как функция температуры и магнитного поля по данным [5].

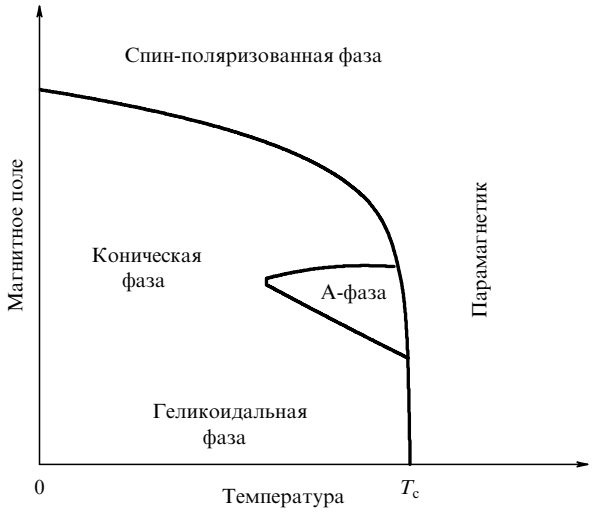


Рис. 15. Схематическая фазовая диаграмма MnSi в магнитном поле. A-фаза — скирмионы.

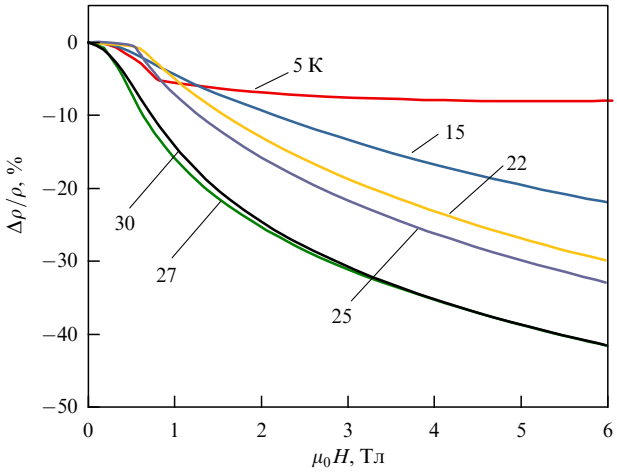


Рис. 16. Магнетосопротивление MnSi как функция температуры и магнитного поля по данным [4].

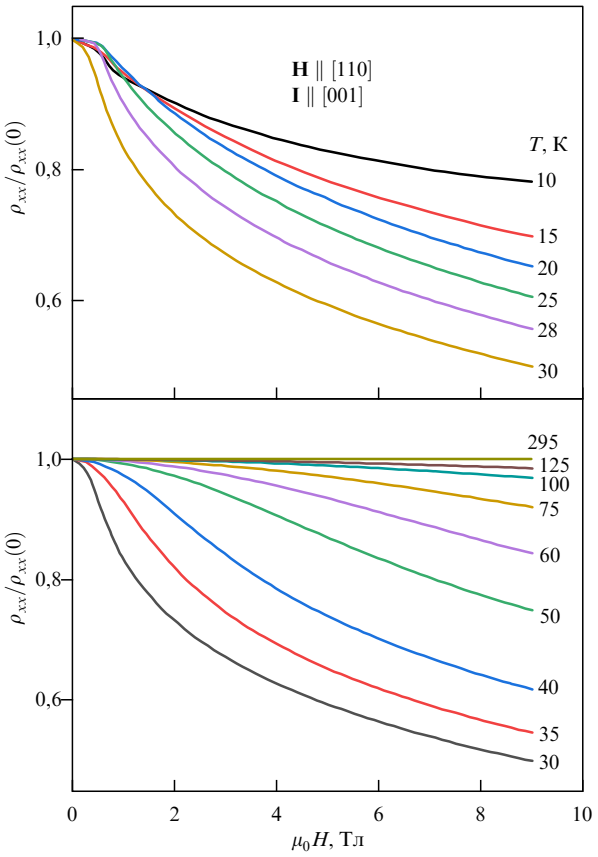


Рис. 17. Магнетосопротивление MnSi как функция температуры и магнитного поля по данным [5].

метрии в структуре типа B20 приводит к появлению особых точек, в том числе точек Вейля, в электронных и фононных спектрах [45]. Эта ситуация привела к открытию отрицательного продольного магнетосопротивления топологического происхождения в соединении B20 CoSi [46, 47]. Эта особенность, вероятно, не ожидается в MnSi.

4.1. Общая характеристика образцов

Физические характеристики исследуемых образцов MnSi и $Mn_{1-x}Co_xSi$ описаны в работах [11, 12, 17]. Магнитные свойства образцов показаны на рис. 18 и 19.

4.2. Продольное и поперечное магнетосопротивление MnSi

При низких температурах MnSi претерпевает фазовый переход из спиновой спирали в коническое спиновое состояние при увеличении внешнего магнитного поля. В конечном итоге MnSi переходит в поляризованную фазу, в которой спины выстраиваются параллельно друг другу. Резкое изменение наклона кривых MR при 1,8 и 4 К происходит на границе между конической и поляризованной фазами MnSi [2, 43, 44]. При более высоких температурах эта граница размывается, что отражает реакцию магнитного момента MnSi на магнитное поле при повы-

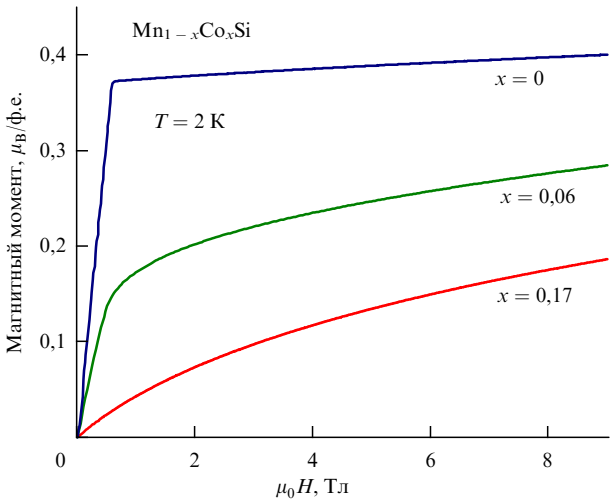


Рис. 18. Кривые намагниченности для MnSi и $Mn_{1-x}Co_xSi$ [11, 12, 17].

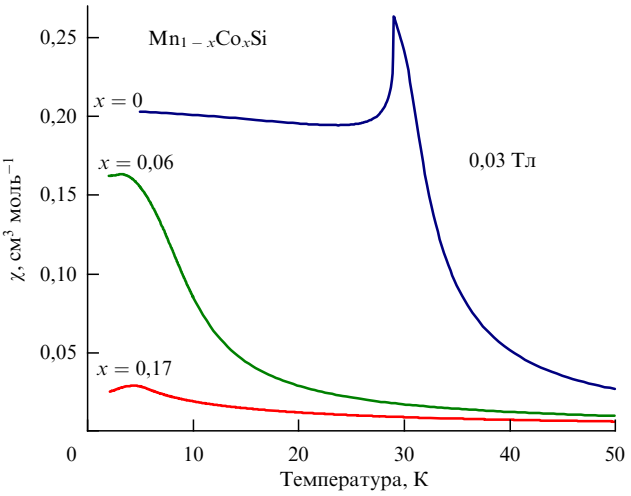


Рис. 19. Магнитная восприимчивость MnSi и $Mn_{1-x}Co_xSi$ в зависимости от температуры при 0,03 Тл [11, 12, 17].

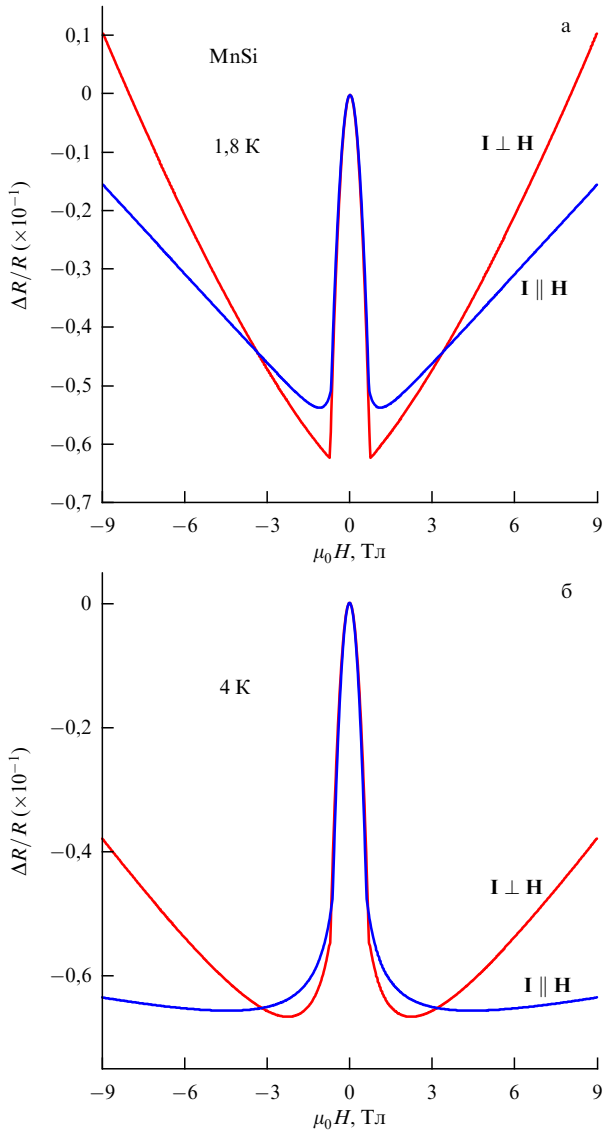


Рис. 20. Продольное и поперечное магнетосопротивление MnSi [49] в зависимости от магнитного поля при (а) 1,8 К и (б) 4 К.

шенных температурах [48]. Тем не менее переход от конической фазы к фазе, индуцированной полем, всё ещё можно наблюдать на кривых магнетосопротивления при 7 К и 10 К, как показано стрелками (рис. 21а) [49].

Как следует из рис. 20, кривые магнетосопротивления при 1,8 К и 4 К [49], соответствующие чистому MnSi, резко отличаются от остальных данных, представленных на рис. 21 и 22 [49]. Рисунки 18 и 19 дают некоторое представление о ситуации, иллюстрируя основные особенности фазовой диаграммы MnSi и его магнитных свойств. Как показано на рис. 20, геликоидальная и коническая фазы MnSi демонстрируют отрицательную реакцию на слабые приложенные магнитные поля при 1,8 К и 4 К, что, очевидно, является результатом подавления слабых магнитных флуктуаций. Однако в фазе, индуцированной полем при низкой температуре, MR MnSi становится положительным, что указывает на действие силы Лоренца, которая обычно приводит к квадратичной зависимости от поля ($\Delta\rho/\rho \sim H^n$, хотя показатель степени n редко достигает канонического значения, равного двум). В нашем случае $n \approx 1{,}5$ для поперечной ветви MR при $T = 1{,}8$ К. Как видно на рис. 20, данные MR MnSi при 1,8 К и 4 К явно демонстрируют анизотропный характер при магнитных полях выше 0,5 Тл. Важно отметить, что анизотропия MR не наблюдается в геликоидальной фазе, вероятно, из-за маскирующего эффекта сильных магнитных флуктуаций. Подавление магнитных флуктуаций с помощью магнитного поля удлиняет путь носителей заряда за счёт силы Лоренца. Таким образом, наблюдается положительная и анизотропная зависимость MR от поля, которая быстро изменяется с температурой. С повышением температуры MR в MnSi становится отрицательным и практически изотропным, как видно на рис. 21, где представлены данные MR для $Mn_{1-x}Co_xSi$ при $x = 0{,}06$ и 0,17.

4.3. Магнетосопротивление $Mn_{1-x}Co_xSi$

Примечательно, что, как видно на рис. 21 и 22, магнетосопротивление значительно уменьшается с увеличением количества примеси Co. Действительно, магнетосопротивление $Mn_{0,83}Co_{0,17}Si$ при сопоставимой температуре и магнитном поле составляет примерно одну десятую от магнетосопротивления MnSi. Учитывая изотропные свойства исследуемых веществ, можно предположить, что сила Лоренца играет незначительную роль в магнетосопротивлении. Следовательно, рассеяние носителей на магнитных флуктуациях и примесях является основ-

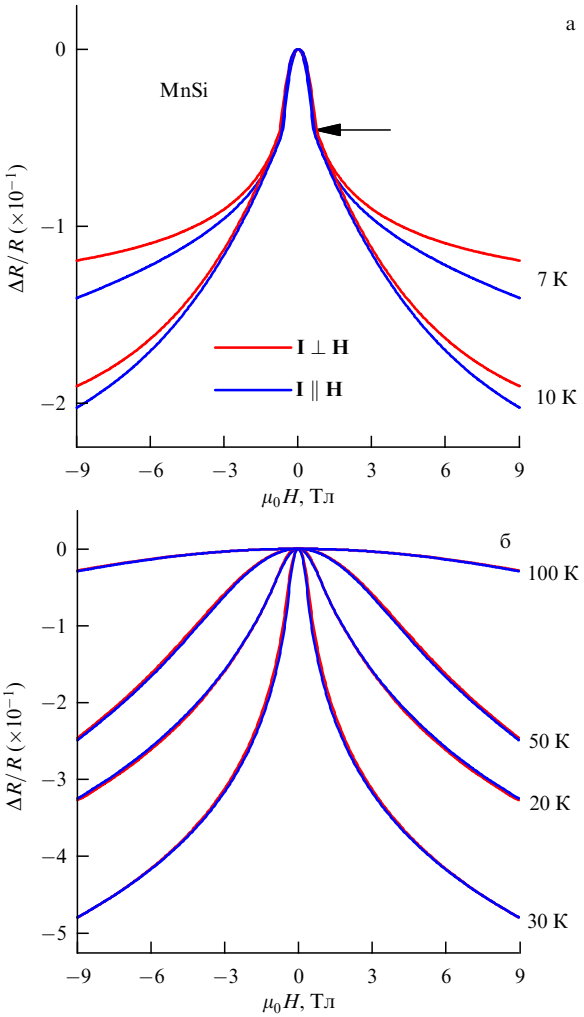


Рис. 21. Магнетосопротивление MnSi [49] в зависимости от магнитного поля при 7 К и 10 К (а) и при 20 К, 30 К, 50 К, 100 К (б). При температурах выше 20 К кривые продольного и поперечного магнетосопротивления неразличимы. Стрелка указывает границу между конической и поляризованной фазами.

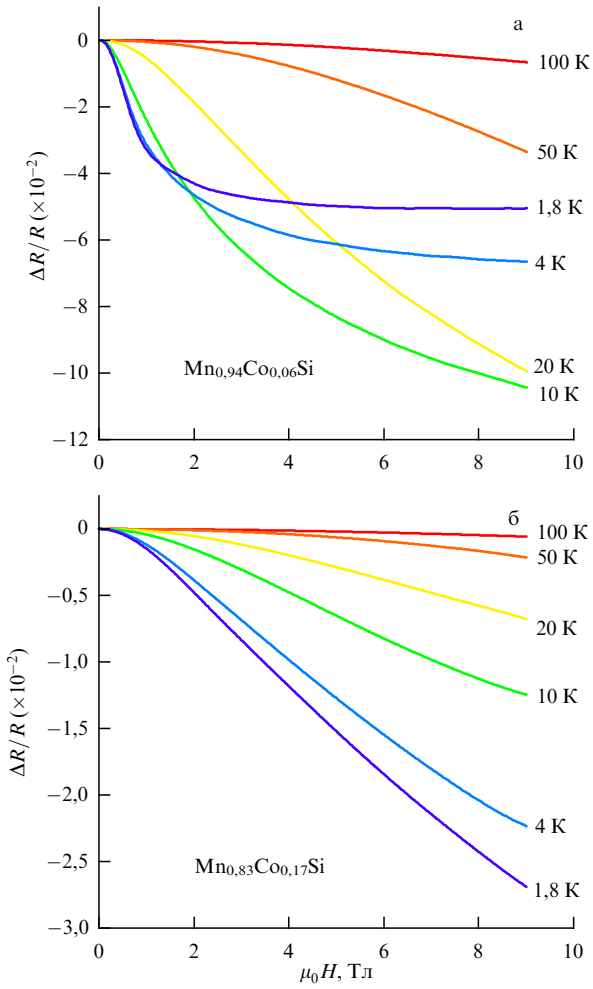


Рис. 22. Магнетосопротивление (а) $Mn_{0,94}Co_{0,06}Si$ и (б) $Mn_{0,83}Co_{0,17}Si$ в зависимости от магнитного поля. В данном эксперименте невозможно различить продольное и поперечное магнетосопротивление [49].

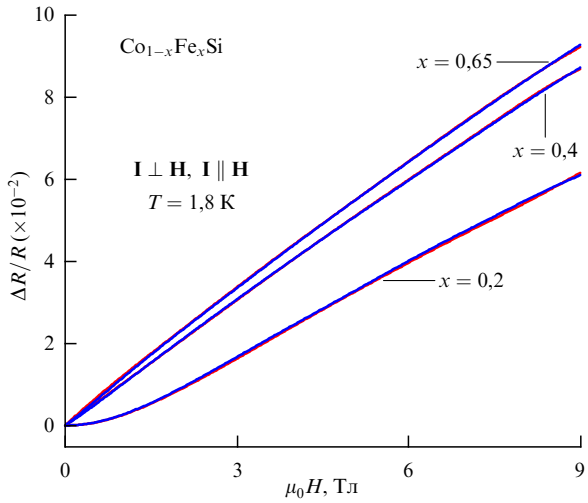


Рис. 23. Продольное и поперечное магнетосопротивление $Co_{1-x}Fe_xSi$ в зависимости от магнитного поля при 1,8 К [50].

ной причиной электрического сопротивления в этих материалах. Важно отметить, что наблюдаемое необычное изотропное поведение MR в исследуемых материалах не связано напрямую с его отрицательным знаком. Впечатляющим примером изотропного поведения, демонстрирующего положительное магнетосопротивление, является родственное соединение $Co_{1-x}Fe_xSi$ [50] (рис. 23). В этом случае эффекты силы Лоренца, вероятно, подавлены, поскольку средняя длина свободного пробега носителей слишком мала из-за рассеяния на примесях, что делает все направления в образце эквивалентными относительно магнитного поля.

Важно подчеркнуть существенное различие в поведении MR в чистом и легированном MnSi, связанное со специфическими свойствами последнего материала. Как упоминается в работе [12], легирование MnSi кобальтом полностью разрушает геликоидальный фазовый переход, но сохраняет область геликоидальных флуктуаций, которая обычно расположена чуть выше температуры фазового перехода. Однако при легировании Co эта область, простирающаяся примерно от 5 К до 0 К, образует своего рода геликоидальное флуктуационное облако, демонстрирующее квантово-критические свойства: $C_p/T \to \infty$ при $T \to 0$, что нелегко подавить магнитным полем.

Существенное различие в поведении MR в чистом MnSi и легированном MnSi связано со спецификой последнего материала. Легирование MnSi кобальтом пол-

ностью разрушает геликоидальный фазовый переход, но сохраняет область геликоидальных флуктуаций. Эта область образует облако геликоидальных флуктуаций при низких температурах, проявляя квантово-критические свойства [11 – 13]. Магнетосопротивление значительно уменьшается с увеличением количества примеси Co. Действительно, магнетосопротивление $Mn_{0,83}Co_{0,17}$ при сопоставимой температуре и магнитном поле составляет лишь около одной десятой от значения MnSi, что явно указывает на подавление магнитных моментов и связанных с ними магнитных флуктуаций.

5. MnSi и квантовые эффекты в смешанных соединениях $Mn_{1-x}(Co, Fe)_xSi$

На рисунке 24 изображена каноническая форма квантового фазового перехода как функция контрольного параметра. Именно такой вид фазовой диаграммы мы ожидали в исследованиях $Mn_{0,74}Fe_{0,15}Si$ [51]. Это ожидание поддерживалось замечательным совпадением, состоящем в том, что удельный объём $Mn_{0,74}Fe_{0,15}Si$ соответствует объёму MnSi при давлении фазового перехода 15 кбар [51]. В действительности, в системе с примесями фазовый переход первого рода исчезает, но последующая картина не соответствует какому бы то ни было фазовому переходу, и, как мы увидим далее, фазовый переход замещается своего рода непрерывной областью, обладающей квантовыми критическими свойствами [11 – 13].

Элементы Mn, Fe, Co занимают смежные места в одном ряду таблицы Менделеева, каждый из которых имеет двухэлектронную $4s^2$-оболочку и последовательно незаполненные электронные оболочки $3d^5$, $3d^6$, $3d^7$. Соединения MnSi, FeSi, CoSi кристаллизуются в одной и той же киральной структуре B20. По-видимому, ничто не мешает изоморфному вхождению Fe и Co в структуру MnSi, замещая позиции Mn. Однако, атомные радиусы Fe и Co несколько меньше атомного радиуса Mn, поэтому параметр элементарной ячейки матрицы MnSi убывает с добавлением этих элементов (рис. 25). Именно это обстоятельство позволяет до некоторой степени имитировать состояние высоких давлений в матрице MnSi.

На рисунке 26 демонстрируется магнетизация образцов $Mn_{1-x}(Co, Fe)_xSi$. Видно, что образцы с высоким содержанием Co весьма далеки от насыщения в магнитных полях до 9 Тл. Рисунок 27 показывает результаты расчётов магнетизации системы классических спинов с изоморфным замещением несколько другими спинами

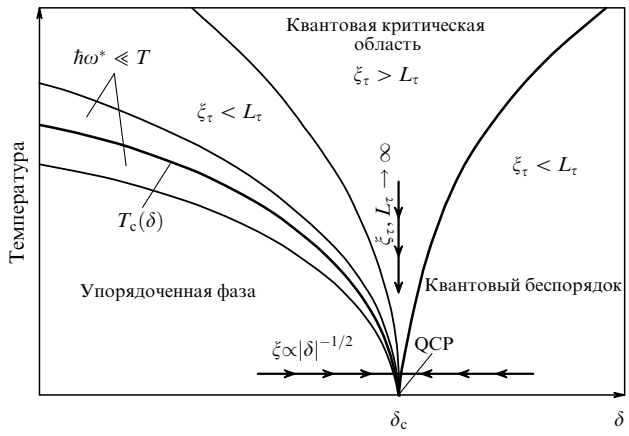


Рис. 24. Схематическая фазовая диаграмма вещества в окрестности квантовой критической точки. ξ — корреляционная длина, $\xi_\tau \propto \xi^z$ — корреляционное время, $L_\tau = \hbar/kT$ — координата времени, $\xi_\tau = L_\tau$ — квантово-классический кроссовер, $\hbar\omega^* \ll T$ — область классических флуктуаций.

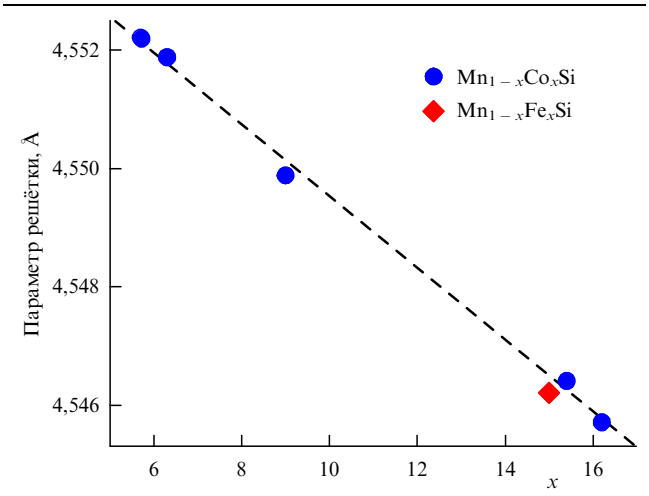


Рис. 25. Параметры элементарной ячейки в ряду $Mn_{1-x}(Co, Fe)_xSi$ [11, 12, 51]. Правило Вегарда хорошо работает при указанных концентрациях примеси.

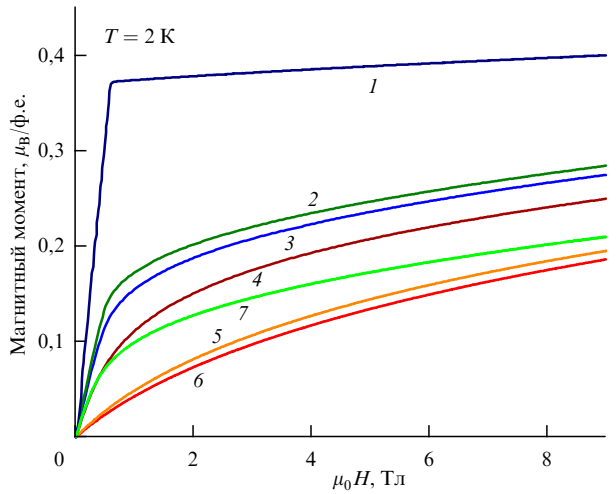


Рис. 26. Магнитный момент MnSi и соединений $Mn_{1-x}(Co, Fe)_xSi$ как функция температуры [11, 12, 51]. *1* — MnSi; *2 – 6* — $Mn_{1-x}Co_xSi$: $x = 0{,}17$, 0,15, 0,09, 0,063, 0,057; *7* — $Mn_{0,74}Fe_{0,15}Si$.

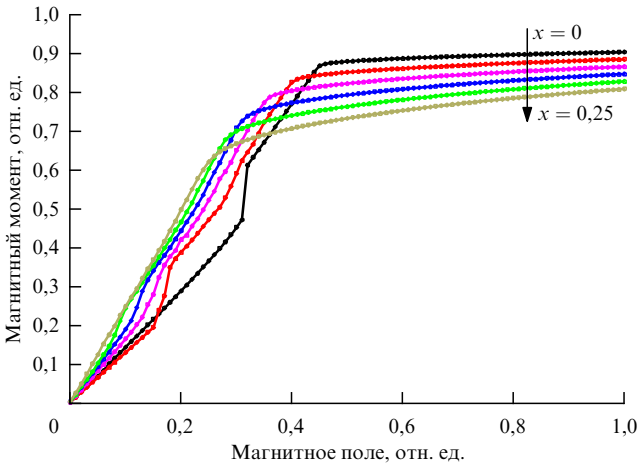


Рис. 27. Магнитный момент системы классических спинов с изоморфным замещением как функция температуры [52].

[52]. Как видно из сравнения рис. 26 и 27, предположение об изоморфном вхождении Fe и Co в решётку MnSi, по-видимому, находит подтверждение.

5.1. Теплоёмкость $Mn_{1-x}(Co, Fe)_xSi$

Рисунок 28 демонстрирует поведение теплоёмкости соединений $Mn_{1-x}(Co, Fe)_xSi$ как функции температуры и магнитного поля. На рисунке 29 изображены ограниченные участки кривых теплоёмкости $C_p(T)$ вместе со степенными функциями, описывающими их наклон на начальном участке. Как видно, степенные показатели во всех случаях меньше единицы. Это означает, что отношение C_p/T расходится при $T \to \infty$. В случае электронных Ферми систем подобное поведение знаменует расходимость эффективной массы носителей. Рисунок 30 наглядно иллюстрирует это положение, видно, что даже магнитное поле 9 Тл не ликвидирует расходимость C_p/T, при этом нетрудно убедиться, что соответствующая расходимость имеет место в широком диапазоне концентраций примеси. Последнее означает, что в системе не существует единственной критической траектории, приводящей при $T \to 0$ к квантовой критической точке, как это показано на рис. 24. Вместо этого в системе при низкой температуре возникает своего рода квантовое критическое облако, характеризуемое расходящейся величиной C_p/T (рис. 31).

5.2. Загадочная инвариантность теплоёмкости

Кривые $C_p(T)$ [12, 13], представленные на рис. 29, довольно резко меняют свой наклон при температурах вблизи 4–5 К. Эту особенность можно объяснить сильным "размытием" максимума теплоёмкости, вызванного флуктуациями и связанного с магнитным фазовым переходом в чистом MnSi. Оказывается, указанный максимум наследуется и в смешанных соединениях, что становится очевидным после вычитания из $C_p(T)$ в нулевом поле соответствующих данных, полученных при 9 Тл. Эта манипуляция подразумевает вычитание некоторых фоновых вкладов из теплоёмкости, включая фононные и электронные, оставляя часть, связанную со спиновыми флуктуа-

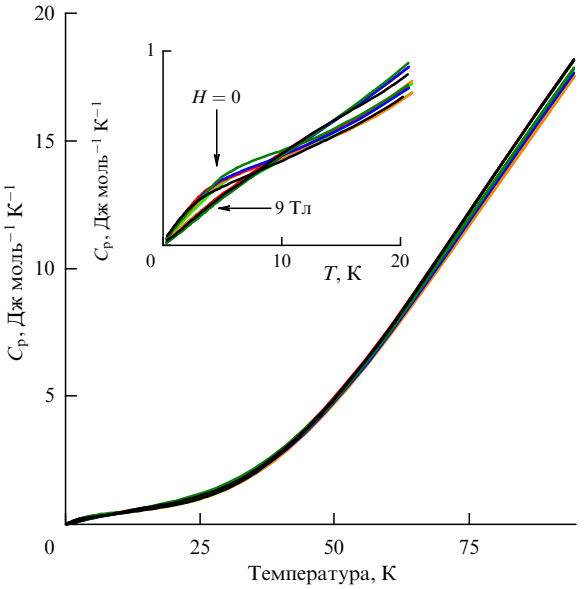


Рис. 28. Теплоёмкость соединений $Mn_{1-x}(Co, Fe)_xSi$ как функции температуры и магнитного поля. Построено по данным [12, 13].

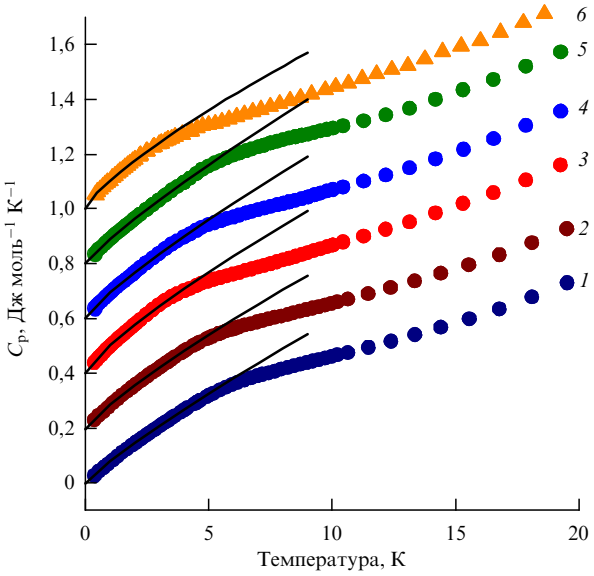


Рис. 29. Теплоёмкость $Mn_{1-x}(Co, Fe)_xSi$ в диапазоне 0–20 К [12, 13]. Начальный участок каждой из кривой $C_p(T)$ описывается степенной функцией вида $C_p \propto T^n$, где $n < 1$ ($Mn_{1-x}Co_xSi$: *1* — ($x = 0{,}17$, $n = 0{,}87$), *2* — ($x = 0{,}15$, $n = 0{,}83$), *3* — ($x = 0{,}09$, $n = 0{,}8$), *4* — ($x = 0{,}063$, $n = 0{,}84$), *5* — ($x = 0{,}057$, $n = 0{,}87$), *5* — $Mn_{0,74}Fe_{0,15}Si$, $n = 0{,}78$).

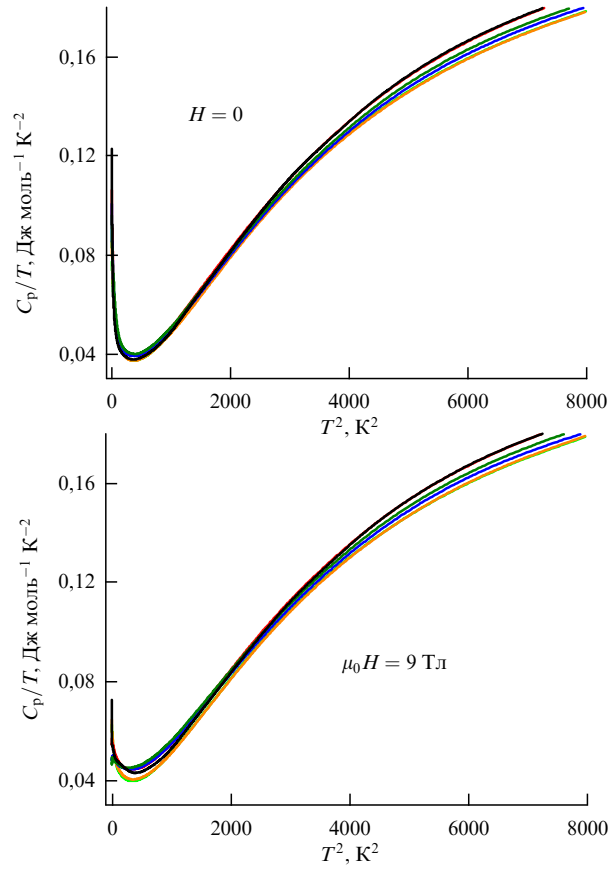


Рис. 30. C_p/T $Mn_{1-x}(Co, Fe)_xSi$ как функции квадрата температуры (T^2). В случае нормальных металлов использование координаты T^2 позволяет найти константу при $T = 0$ пропорциональную эффективной массе электронных носителей. Однако вместо этого возникает расходимость величины C_p/T. Построено по данным [12, 13].

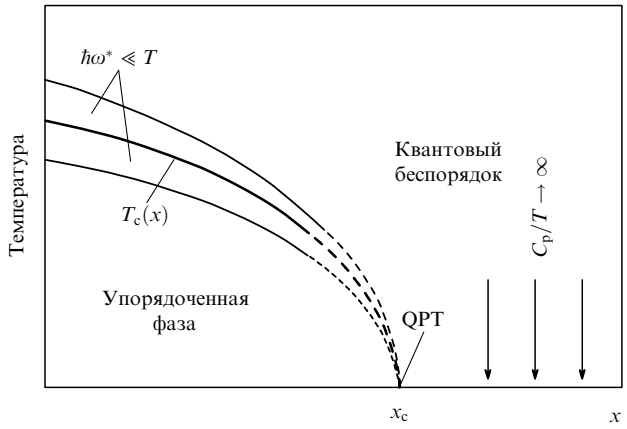


Рис. 31. Предлагаемая схематическая фазовая диаграмма $Mn_{1-x}Co_xSi$. Пунктирные линии указывают, что при большой концентрации примесей фазовый переход сильно размазывается. Фазовый переход при x_c может быть квантовой критической точкой (?) или квантовым фазовым переходом первого рода.

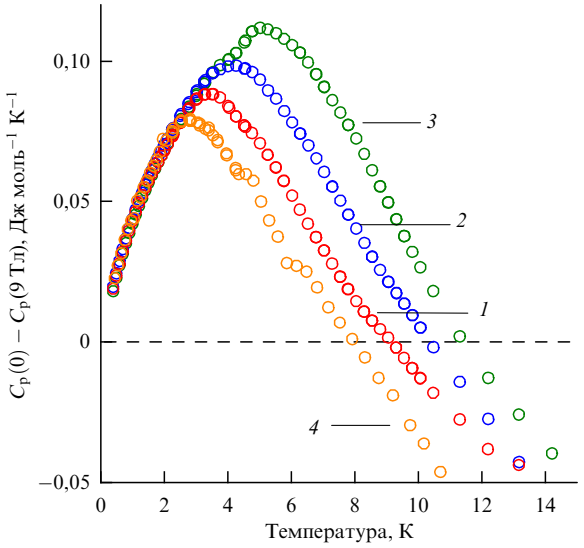


Рис. 32. Разница между теплоёмкостью в нулевом магнитном поле и теплоёмкостью при 9 Тл для образцов Mn(Co)Si и образца Mn(Fe)Si, демонстрирующее странное инвариантное поведение соответствующих кривых при низких температурах. Как видно, добавление Co и Fe разрушает фазовый переход первого рода, размывает флуктуационные максимумы и сдвигает их к более низким температурам. (*1*–*4*: $x = 0{,}057$ (Co), 0,063 (Co), 0,09 (Co), 0,15 (Fe)) [12, 13].

циями, нетронутой. Действительно, сильное магнитное поле подавляет спиновые флуктуации и не оказывает существенного влияния на фононную и электронную теплоёмкость. В то же время, как видно на рис. 32, эта процедура сводит низкотемпературные части C_p к загадочной универсальной линии, включающий также данные Mn(Fe)Si.

6. Заключение

Итак, при температурах немного выше T_c в MnSi наблюдаются топологические спиновые возбуждения, подобные возникающим в 2D XY-модели (см. рис. 7). По-видимому, всю ситуацию можно условно описать как фазовое превращение спиновой фазы MnSi в парамагнитное состояние, которое происходит в два этапа, сначала как фазовый переход первого рода, за которым следует распад топологических объектов, таких как спиновые вихри. Мы пока не уверены, можно ли назвать это преобразование топологическим фазовым переходом. Следует также отметить, что геликоидальный магнетик Cu_2OSeO_3, являющийся изолятором, также демонстрирует аналогичную аномалию теплоёмкости выше точки фазового перехода [53]. Магнетосопротивление чистого MnSi при 1,8 К и 4 К (см. рис. 20) резко отличается от остальных данных, представленных на рис. 21 и 22, будучи положительным и анизотропным. Продольное и поперечное магнетосопротивление всех исследованных веществ оказалось отрицательным при температурах выше 4 К из-за подавления магнитных флуктуаций магнитными полями. Некоторые из наших результатов не согласуются с данными по ферромагнитным металлам, продольное магнетосопротивление которых оказывается положительным.

Магнетосопротивление изученных веществ явилось изотропным, т.е. значения MR не зависят от относительного положения направлений электрического тока и магнитного поля, за исключением чистого MnSi при очень низких температурах. Наблюдаемое изотропное магнетосопротивление в MnSi и $Mn_{1-x}Co_xSi$, по-видимому, связано с уменьшением средней длины свободного пробега электрических носителей, вызванным рассеянием на магнитных флуктуациях и примесях.

Обнаруженная инвариантность теплоёмкости спиновой подсистемы при легировании, вероятно, обусловлена относительной жёсткостью киральной спиновой структуры по отношению к спинам примесей. Действительно, тепловые возбуждения в спиновой системе с дальним порядком должны быть коллективными, поэтому спины примесей не могут существенно изменить её энергетический спектр. С другой стороны, ситуация резко меняется в области киральных флуктуаций, где дальнего спинового порядка не существует. Тогда тепловые возбуждения, безусловно, становятся локализованными и чувствительными к различным видам возмущений, включая спины примесей. Это хорошо воспроизводится с помощью моделирования методом Монте-Карло, результаты которого представлены на рис. 33. Как видно из рис. 33, теплоёмкость спиновых систем в области низких температур практически не зависит от концентрации примесей, что свидетельствует о наличии дальнего кирального порядка. Одновременно при высоких температурах теплоёмкость спиновой системы разбивается на несколько ветвей с различной концентрацией примесей, как это происходит в реальной системе (рис. 33). Примечательно, что такое поведение теплоёмкости наблюдается в области сильных киральных флуктуаций, где отсутствует дальний порядок. Здесь имеет смысл заметить, что это загадочное поведение теплоёмкости (рис. 32, 33) может свидетельствовать о топологической инвариантности спиновой подсистемы в рассматриваемых примерах.

7. Дополнительные сведения

7.1. Расчёты методом Монте-Карло

Первые приложения метода численного моделирования Монте-Карло были в основном сфокусированы на исследовании скирмионной фазы, образующейся в магнитном поле, и её плавлении при повышении температуры [25, 54, 55]. Для этого использовался непрерывный гамильтониан Бака и Йенсена [56], адаптированный для дискрет-

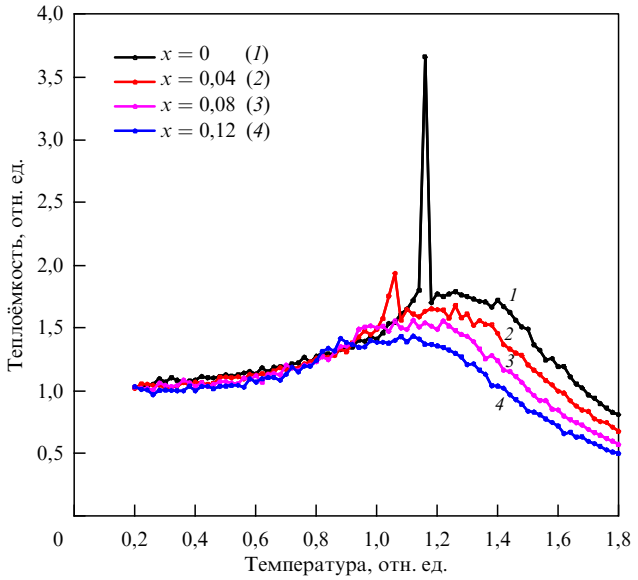


Рис. 33. Расчёты методом Монте-Карло теплоёмкости классической спиновой системы с примесями $S_{1-x}I_x$, показывающие различное влияние примесей на теплоёмкость системы в спиновой упорядоченной и неупорядоченной фазах. Значения x на графике соответствует концентрации примеси [52].

ной спин-решёточной модели. В простейшем приближении, опуская члены, описывающие энергию магнитной анизотропии, он содержит ферромагнитное обменное взаимодействие, взаимодействие Дзялошинского–Мории и магнитную (зеемановскую) энергию

$$H = -\frac{1}{2}\sum_{r,r'}\left[J_{rr'}\,\boldsymbol{S}_r\boldsymbol{S}_{r'} + \boldsymbol{D}_{rr'}(\boldsymbol{S}_r \times \boldsymbol{S}_{r'})\right] - \boldsymbol{B}\sum_r \boldsymbol{S}_r. \quad (1)$$

Здесь суммирование в первом и втором слагаемом идёт по всем узлам решётки $\boldsymbol{r}$, $\boldsymbol{r}'$, обменное взаимодействие $J_{\boldsymbol{rr}'} = J$ предполагается отличным от нуля только для ближайших соседей, вектор $\boldsymbol{D}_{\boldsymbol{rr}'}$ направлен от $\boldsymbol{r}$ к $\boldsymbol{r}'$, $\boldsymbol{D}_{\boldsymbol{r}'\boldsymbol{r}} = -\boldsymbol{D}_{\boldsymbol{rr}'}$ и также отличен от нуля только для ближайших соседей $|\boldsymbol{D}_{\boldsymbol{rr}'}| = D$, D есть константа взаимодействия ДМ, параметр $\boldsymbol{B}$ задаёт магнитное поле.

Первое слагаемое имеет наибольшую величину и описывает обменное спин-спиновое взаимодействие. Второе слагаемое, взаимодействие ДМ, имеет намного меньшую величину и возникает в нецентросимметричных кристаллических структурах, таких как MnSi. Конкуренция обменного взаимодействия и взаимодействия ДМ приводит к геликоидальному магнитному упорядочению. Для одномерной цепочки спинов основное состояние представляет собой магнитную спираль, с шагом зависящим от отношения констант взаимодействия D/J. Для трёхмерной решётки в направлении перпендикулярном вектору спирали спины упорядочиваются ферромагнитно. Малая величины констант взаимодействия D/J приводит к большому шагу спирали $\lambda = 180$ Å по сравнению с постоянной решётки $a = 4{,}6$ Å в MnSi. Знак и величина константы D определяет киральность (направление вращения) и абсолютную величину вектора упорядочения $Q = 2\pi/\lambda$. В кристаллической решётке направление вектора упорядочения спирали из-за наличия слабой кристаллической анизотропии может формироваться в любом из восьми эквивалентных кристаллографических направлений $\langle 111\rangle$. Эксперименты по упругому рассеянию нейтронов показывают наличие восьми брэгговских пиков в соответствующих точках зоны Бриллюэна, каждый домен с одиночной магнитной спиралью обуславливает соответствующий вектору $\boldsymbol{Q}$ брэгговский пик.

При приложении давления наблюдаются необычные свойства MnSi, при давлении $p_c = 14{,}6$ кбар наблюдается фазовый переход первого рода, при этом интенсивность брэгговских пиков около направлений $\langle 111\rangle$ полностью размывается и формируются пики интенсивности вдоль $\langle 110\rangle$. Помимо этого, наблюдается нефермижидкостное поведение сопротивления. Точная взаимосвязь между этими особенностями пока точно не установлена. Для описания этих свойств необходимо дополнить модельный гамильтониан (1) слагаемыми четвёртого порядка по спинам $U(\boldsymbol{q}_1, \boldsymbol{q}_2, \boldsymbol{q}_3)(\boldsymbol{S}_{\mathbf{q}_1}\boldsymbol{S}_{\mathbf{q}_2})(\boldsymbol{S}_{\mathbf{q}_3}\boldsymbol{S}_{\mathbf{q}_4})$. Такое взаимодействие формирует упорядоченное состояние, которое представляет собой суперпозицию нескольких спиновых спиралей с различными волновыми векторами. В рамках этой модели переход под давлением от односпирального состояния к состоянию частичного упорядочения связан с изменениями взаимодействия между различными модами $U(\boldsymbol{q}_1, \boldsymbol{q}_2, \boldsymbol{q}_3)$ [57].

В ненулевом магнитном поле наблюдается фаза состоящая из двумерной решётки магнитных скирмионов (А-фаза) [58]. Эта фаза наблюдается при температуре немного ниже $T_c = 29$ К и в ограниченном диапазоне магнитных полей около $B = 0{,}2$ Тл. Скирмионы упорядочены в двумерную треугольную решётку, которую можно представлять как суперпозицию трёх спиралей с равными векторами упорядочения и развернутыми друг относительно друга на угол $\varphi = 2\pi/3$ в плоскости перпендикулярной магнитному полю. Такая фаза наблюдалась в расчётах Монте-Карло для двумерных решёток [54, 55]. Для трёхмерной решётки первые вычисления А-фазы были получены в [25]. Дополнительные вычислительные трудности расчёта трёхмерной решётки связаны с необходимостью учёта длинноволновых пространственных модуляций, выбора эффективных параметров взаимодействия для спин-решёточной модели и наличия значительного гистерезиса при моделировании.

Различные фазы в расчётах Монте-Карло определяются либо из анализа спиновых конфигураций в реальном пространстве, или из спинового структурного фактора

$$\langle \boldsymbol{S}_q\rangle = \frac{1}{N}\sum_r \langle \boldsymbol{S}_r\rangle \exp\left(-i\boldsymbol{q}\boldsymbol{r}\right). \quad (2)$$

Брэгговский профиль измеряемый в экспериментах по рассеянию нейтронов пропорционален квадрату модуля спинового структурного фактора, $|\langle \boldsymbol{S}_q\rangle|^2$. Одиночная спиновая спираль с волновым вектором $\boldsymbol{Q}$ характеризуется двумя брэгговскими пиками при $\boldsymbol{Q}$ и $-\boldsymbol{Q}$, в то время как скирмионная решётка имеет шесть брэгговских пиков расположенных в углах правильного шестиугольника перпендикулярно полю $\boldsymbol{B}$. Таким способом была идентифицирована фаза скирмионной решётки в [25] в области полей $B/J \simeq 0{,}8-0{,}9$ и температур $T/J \simeq 0{,}1-0{,}2$.

Другими способом, позволяющим определить термодинамические фазы системы, является поведение теплоёмкости и продольной магнитной восприимчивости в окрестности точки перехода. Они определяются термодинамическими средними флуктуаций плотности энергии $E = H/N$ и намагниченности $\boldsymbol{M} = 1/N\sum_r \boldsymbol{S}_r$

$$C(T) = N\frac{\langle E^2\rangle - \langle E\rangle^2}{T^2}, \quad \chi(T) = N\frac{\langle \boldsymbol{M}^2\rangle - \langle \boldsymbol{M}\rangle^2}{T}. \quad (3)$$

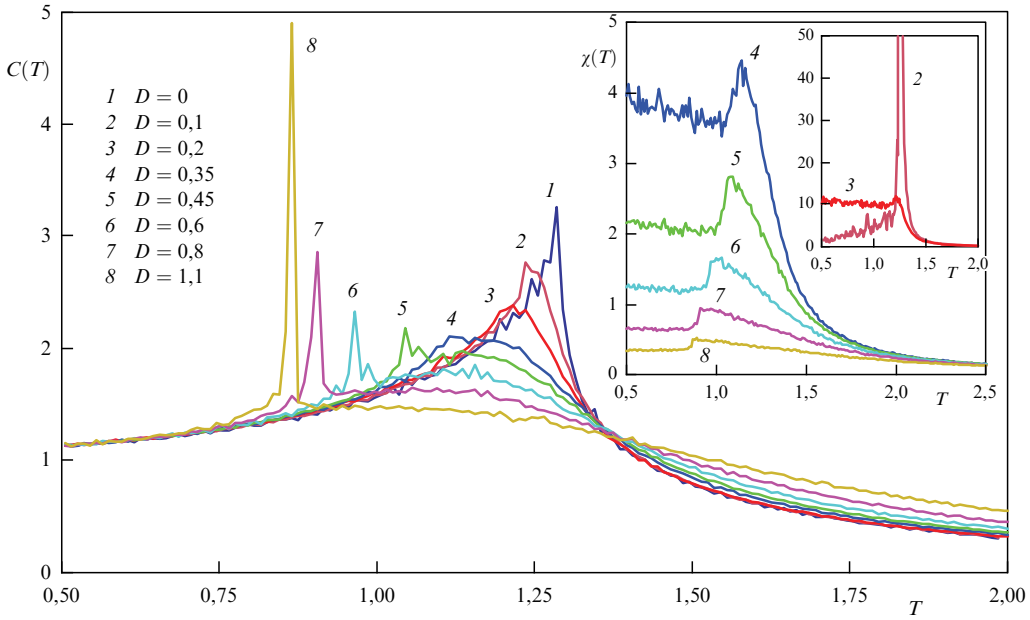


Рис. 34. Поведение теплоёмкости $C(T)$ в нулевом внешнем магнитном поле согласно гамильтониану (1) для различных значений константы D взаимодействия ДМ. На вставке: поведение магнитной восприимчивости $\chi(T)$ [59].

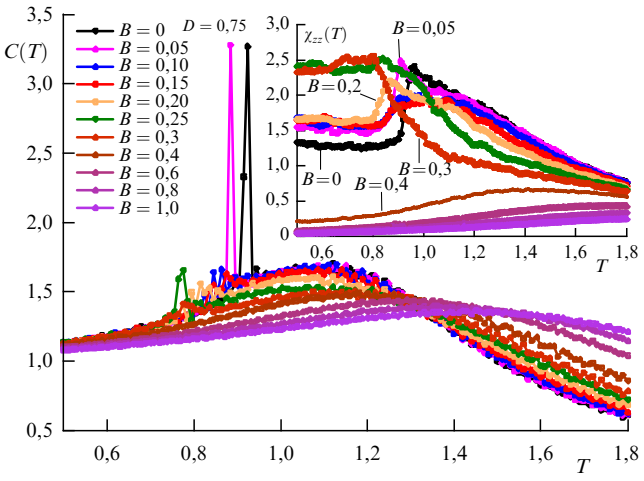


Рис. 35. Поведение теплоёмкости $C(T)$ для различных значений магнитного поля B. На вставке: поведение продольной магнитной восприимчивости $\chi_{zz}(T)$ [60].

7.2. Теплоёмкость в 2D XY-модели

На рисунках 34 и 35 показаны результаты расчёта теплоёмкости и восприимчивости [59, 60]. Результаты приведены для различных величин константы взаимодействия ДМ. Температура и магнитное поле и константа взаимодействия ДМ D даны в единицах $J = 1$. В нулевом магнитном поле поведение $C(T)$ имеет острый пик, указывающий на переход первого рода и характерный побочный максимум (плечо) при температурах выше точки перехода. Узкий максимум формируется при $D \simeq J/2$. Относительно большие значения констант D связаны с тем, что эффективный гамильтониан (1) записан в терминах эффективных спинов, для таких эффективных спинов взаимодействия перенормируются по сравнению с их микроскопическими значениями. Поведение восприимчивости $\chi(T)$ также согласуется с экспериментальным, имеется ступенька при T_c и точка перегиба немного выше T_c. В магнитном поле острый максимум теплоёмкости размывается, однако побочный максимум сохраняется и сдвигается в сторону более высоких температур. Характерная ступенька в восприимчивости с ростом поля пропадает. Укажем также на следующее интересное поведение семейства кривых теплоёмкости. В магнитном поле имеется точка пересечения T^*, в которой происходит пересечение кривых теплоёмкости $C(T, B)$. Аналогичная точка также видна и при пересечении кривых теплоёмкости в нулевом поле $C(T, D)$ для различных констант взаимодействия ДМ D. На самом деле пересечение происходит в очень узкой области около точки T^*. Такое поведение кривых теплоёмкости связано с наличием правила сумм для изменения энтропии $S(T, B)$ по отношению к B в высокотемпературном пределе [61].

7.3. Эффект Холла в MnSi

В ферромагнитном металле холловское сопротивление ρ_{yx} складывается из обычной (ρ_{yx}^N) и аномальной (ρ_{yx}^A) холловской частей,

$$\rho_{yx} = \rho_{yx}^N + \rho_{yx}^A . \qquad (6)$$

Первое слагаемое линейно по приложенному магнитному H (вдоль z) и определяет обычный коэффициент Холла R_0, $\rho_{yx}^N = R_0 H$, второе слагаемое пропорционально однородной намагниченности $M(T, H)$ (также вдоль z). Ранние эксперименты по исследованию эффекта Холла в ферромагнитных металлах общепринято анализировались с помощью эмпирической зависимости

$$\rho_{yx} = R_0 H + 4\pi R_s M . \qquad (7)$$

Эта формула вводит нормальный и аномальный коэффициенты Холла R_0 и R_s, соответственно. Второе слагаемое, ответственное за аномальный эффект Холла, возникает из-за спин-орбитального взаимодействия. В соответствии с этим эмпирическим правилом аномальный коэффициент Холла R_s должен не зависеть от приложенного магнитного поля H, а может зависеть от температуры, $R_s(T)$.

Оказывается, что в чистых ферромагнитных образцах, а также в гелимагнетиках типа MnSi, аномальный эффект Холла следует описывать в несколько иной форме, поскольку определяемый эмпирической формулой (7) аномальный коэффициент Холла R_s показывает сильную зависимость от приложенного поля H. Холловское сопротивление ρ_{xy} следует сначала выразить через обычную (σ_{xy}^N) и аномальную (σ_{xy}^A) холловские проводимости [4, 62, 63]

$$\rho_{yx} = \rho^2 \sigma_{xy}^N + \rho^2 \sigma_{xy}^A , \tag{8}$$

где $\rho = \rho_{xx}$ —обычное сопротивление. Второе слагаемое, аномальная холловская проводимость, пропорциональна однородной намагниченности $M(T,H)$, $\sigma_{xy}^A = S_H M$. В результате, правильная зависимость холловского сопротивления в чистых ферромагнитных образцах имеет вид [4]

$$\rho_{yx} = R_0 B + S_H \rho^2 M . \tag{9}$$

В работе [4] экспериментально проверено, что в чистых образцах MnSi при атмосферном давлении коэффициент S_H не зависит от приложенного поля и температуры, зависимость σ_{xy}^A полностью повторяет зависимость намагниченности $M(T,H)$.

Ещё одним удивительным явлением является поведение холловского сопротивления в MnSi под давлением. На рисунке 36 показаны зависимости холловского сопротивления от магнитного поля $\rho_{yx}(H)$ под давлением $P = 8{,}5$ кбар при различных температурах. При самой низкой температуре (5 К) зависимость $\rho_{yx}(H)$ почти линейна, и отвечает нормальному эффекту Холла, $\rho_{yx}^N \gg \rho_{yx}^A$. С увеличением температуры быстро растёт и аномальный вклад ρ_{yx}^A, при 20 К и 25 К это вклад проявляется как широкий минимум в зависимости $\rho_{yx}(H)$. При 10 К и 15 К появляется ещё одна более удивительная холловская аномалия — острые отрицательные узкие провалы $\rho_{yx}(H)$ в слабых полях. Такие провалы при $T < T_c$ — отличительная черта поведения ρ_{yx}^A под давлением, при атмосферном давлении таких узких провалов не наблюдается [4]. При температурах $T > T_c$ поведение ρ_{yx}^A в целом такое же, как и при атмосферном давлении.

Поведение аномальной части ρ_{yx}^A при атмосферном давлении объясняется на основе теории Карплуса–Латтинжера [42], обобщённой с учётом вклада фазы Берри [42, 64]. В кристаллической решётке появляется отличный от нуля калибровочный потенциал $\boldsymbol{A}(\boldsymbol{k}) = \langle u_{\boldsymbol{k}} | i\nabla_{\boldsymbol{k}} | u_{\boldsymbol{k}} \rangle$ и связанное с ним эффективное магнитное поле $\Omega(\boldsymbol{k}) = \mathrm{rot}\, \boldsymbol{A}(\boldsymbol{k})$, которое действует в $\boldsymbol{k}$-пространстве. Это дополнительное поле влияет на движение носителей и отклоняет их траектории в $\boldsymbol{k}$-пространстве, что и обуславливает наличие аномального холловского вклада σ_{xy}^A.

Что касается появления узких провалов в зависимости $\rho_{yx}(H)$ под давлением, то они возникают вследствие ещё одного механизма проявления фазы Берри. А именно, дополнительное эффективное магнитное поле $\boldsymbol{B}_\varphi$ возникает за счёт взаимодействия носителей с локальными магнитными моментами $\boldsymbol{S}_i$. Оно оказывается пропорциональным киральности $\chi_c = \boldsymbol{S}_i(\boldsymbol{S}_j \times \boldsymbol{S}_k)$ [65, 66]. Это поле в отличие от $\Omega(\boldsymbol{k})$ возникает в $\boldsymbol{r}$-пространстве.

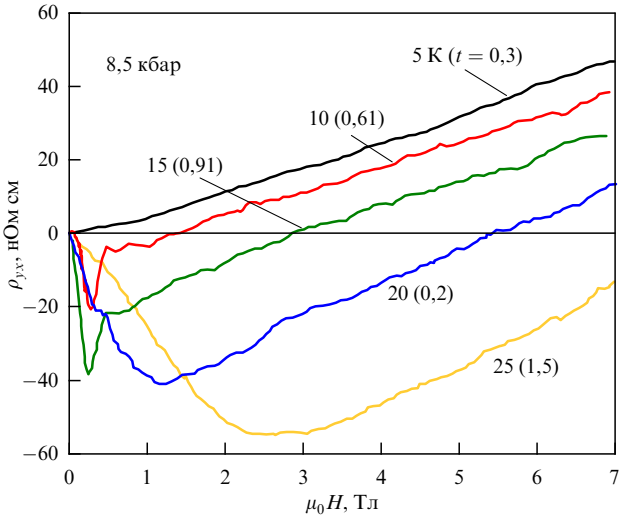


Рис. 36. Поведение холловского сопротивления ρ_{yx} при давлении $P = 8{,}5$ кбар и различных температурах, как это показано на рисунке. Соответствующая температура магнитного фазового перехода $T_c = 16{,}4$ К. Кривые показаны для различных температур от 5 до 25 К. В скобках указана приведённая температура $t = T/T_c$, по данным работы [63].

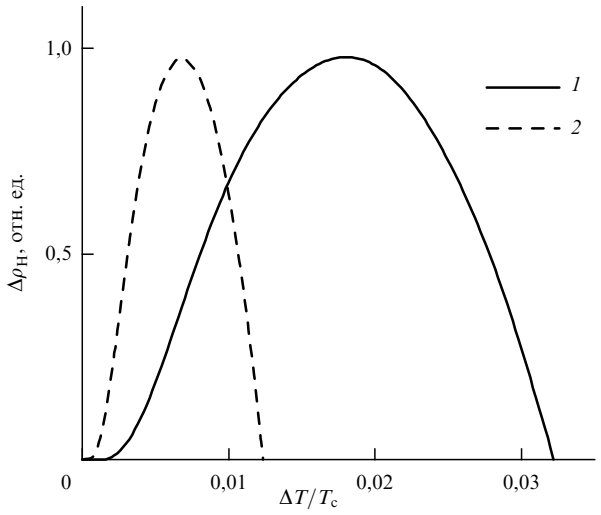


Рис. 37. Температурная зависимость топологического эффекта Холла $\Delta\rho_{yx}$ для FeGe (кривая *1*) $T_c = 279$ К и MnSi (кривая *2*) $T_c = 29{,}1$ К, по данным работы [68].

Влияние киральности не ограничивается только экспериментами под давлением. Как оказалось, скирмионное состояние (A-фаза), наблюдающаяся в MnSi в слабом магнитном поле, также обладает ненулевой киральностью. Здесь оно связано с ненулевой скирмионной плотностью

$$\Phi_z = \frac{1}{8\pi} \boldsymbol{n} \left(\partial_x \boldsymbol{n} \times \partial_y \boldsymbol{n} \right) ,$$

где $\boldsymbol{n} = \boldsymbol{S}(\boldsymbol{r})/|\boldsymbol{S}(\boldsymbol{r})|$. Наличие ненулевого Φ_z приводит к появлению дополнительного ненулевого вклада в $\Delta\rho_{yx}(H)$ [67]. Этот вклад для MnSi и FeGe был рассчитан в работе [68], используя метод функционала плотности. На рисунке 37 показана вычисленная зависимость $\Delta\rho_{yx}$ для FeGe и MnSi. Видно, что ненулевой вклад наблюдается в узкой области около T_c, в температурном интервале, соответствующем области A-фазы.

Список литературы

1. Стишов С М, Петрова А Е *УФН* **181** 1157 (2011); Stishov S M, Petrova A E *Phys. Usp.* **54** 1117 (2011)
2. Стишов С М, Петрова А Е *УФН* **187** 1365 (2017); Stishov S M, Petrova A E *Phys. Usp.* **60** 1268 (2017)
3. Kadowaki K, Okuda K, Date M *J. Phys. Soc. Jpn.* **51** 2433 (1982)
4. Lee M et al. *Phys. Rev. B* **75** 172403 (2007)
5. Neubauer A et al. *Physica B* **404** 3163 (2009)
6. Blatt F J *Physics of Electronic Conduction in Solids* (New York: McGraw-Hill, 1968)
7. Campbell I A, Fert A "Ch. 9. Transport properties of ferromagnets", in *Handbook of Ferromagnetic Materials* (Ed. E P Wohlfarth, Vol. 3) (Amsterdam: North-Holland, 1982) pp. 751–804, DOI:10.1016/S1574-9304(05)80095-1
8. Heaps C W *Phys. Rev.* **6** 34 (1915)
9. Potter H H *Proc. R. Soc. London A* **132** 560 (1931)
10. Bauer A et al. *Phys. Rev. B* **82** 064404 (2010)
11. Petrova A E, Gavrilkin S Yu, Rybalchenko G V, Menzel D, Zibrov I P, Stishov S M *Phys. Rev. B* **103** L180401 (2021)
12. Petrova A E et al. *Phys. Rev. B* **106** 014406 (2022)
13. Stishov S M, Petrova A E, Menzel D, Belemuk A M *Physica B* **675** 415607 (2024)
14. Fawcett E, Maita J P, Wernick J H *Int. J. Magn.* **1** 29 (1970)
15. Pfleiderer C *J. Magn. Magn. Mater.* **226–230** 23 (2001)
16. Lamago D et al. *Physica B* **385–386** 385 (2006)
17. Stishov S M, Petrova A E, Khasanov S, Panova G Kh, Shikov A A, Lashley J C, Wu D, Lograsso T A *Phys. Rev. B* **76** 052405 (2007)
18. Stishov S M, Petrova A E, Khasanov S, Panova G Kh, Shikov A A, Lashley J C, Wu D, Lograsso T A *J. Phys. Condens. Matter* **20** 235222 (2008)
19. Strukov B A, Amin M, Kopchik V A *Phys. Status Solidi* **27** 741 (1968)
20. Matsunaga M, Ishikawa Y, Nakajima T *J. Phys. Soc. Jpn.* **51** 1153 (1982)
21. Зисман А Н, Качинский В Н, Стишов С М *Письма в ЖЭТФ* **31** 172 (1980); Zisman A N, Kachinskii V N, Stishov S M *JETP Lett.* **31** 158 (1980)
22. Petrova A E, Stishov S M *J. Phys. Condens. Matter* **21** 196001 (2009)
23. Petrova A E, Stishov S M *Solid State Commun.* **171** 26 (2013)
24. Kusaka S et al. *Solid State Commun.* **20** 925 (1976)
25. Buhrandt S, Fritz L *Phys. Rev. B* **88** 195137 (2013)
26. Belemuk A M, Stishov S M *Solid State Commun.* **267** 6 (2017)
27. Стишов С М, Петрова А Е, Белемук А М *Письма в ЖЭТФ* **121** 667 (2025); Stishov S M, Petrova A E, Belemuk A M *JETP Lett.* **121** 635 (2025)
28. Pappas C et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 197202 (2009)
29. Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. B* **83** 224411 (2011)
30. Tobochnik J, Chester G V *Phys. Rev. B* **20** 3761 (1979)
31. Gupta R, Baillie C F *Phys. Rev. B* **45** 2883 (1992)
32. Nguyen Ph H, Boninsegni M *Appl. Sci.* **11** 4931 (2021)
33. Kosterlitz J M, Thouless D J *J. Phys. C* **6** 1181 (1973)
34. Березинский В Л *ЖЭТФ* **59** 907 (1970); Berezinskii V L *Sov. Phys. JETP* **32** 493 (1971)
35. Weber H, Minnhagen P *Phys. Rev. B* **37** 5986 (1988)
36. Teitel S, Jayaprakash C *Phys. Rev. B* **27** 598 (1983)
37. Minnhagen P, Kim B J *Phys. Rev. B* **67** 172509 (2003)
38. Nelson D R, Kosterlitz J M *Phys. Rev. Lett.* **39** 1201 (1977)
39. Stishov S M, Petrova A E, Shikov A A, Lograsso Th A, Isaev E I, Johansson B, Daemen L L *Phys. Rev. Lett.* **105** 236403 (2010)
40. Hurd C M *The Hall Effect in Metals and Alloys* (New York: Plenum Press, 1972) DOI:10.1007/978-1-4757-0465-5
41. Pugh E M, Rostoker N *Rev. Mod. Phys.* **25** 151 (1953)
42. Karplus R, Luttinger J M *Phys. Rev.* **95** 1154 (1954)
43. Ishikawa Y, Komatsubara T, Bloch D *Physica B+C* **86–88** 401 (1977)
44. Bauer A, Pfleiderer C *Phys. Rev. B* **85** 214418 (2012)
45. Стишов С М, Петрова А Е *УФН* **193** 614 (2023); Stishov S M, Petrova A E *Phys. Usp.* **66** 576 (2023)
46. Schnatmann L et al. *Adv. Electron. Mater.* **8** 2101081 (2022)
47. Balduini F et al. *Nature Commun.* **15** 6526 (2024)
48. Bloch D et al. *Phys. Lett. A* **51** 259 (1975)
49. Petrova A E, Gavrilkin S Yu, Stepanov V A, Menzel D, Stishov S M *APS Open Sci.* **1** 000048 (2026)
50. Petrova A E, Gavrilkin S Yu, Stepanov V A, Khasanov S S, Menzel D, Stishov S M *Physica B* **727** 418334 (2026)
51. Petrova A E, Gavrilkin S Yu, Menzel D, Stishov S M *Phys. Rev. B* **100** 094403 (2019)
52. Belemuk A M, Stishov S M *Phys. Rev. B* **107** 184411 (2023)
53. Sidorov V A, Petrova A E, Berdonosov P S, Dolgikh V A, Stishov S M *Phys. Rev. B* **89** 100403 (2014)
54. Ambrose M C, Stamps R L *New J. Phys.* **15** 053003 (2013)
55. Yi S D et al. *Phys. Rev. B* **80** 054416 (2009)
56. Bak P, Jensen M H *J. Phys. C* **13** L881 (1980)
57. Binz B, Vishwanath A *Phys. Rev. B* **74** 214408 (2006)
58. Mühlbauer S et al. *Science* **323** 915 (2009)
59. Belemuk A M, Stishov S M *Phys. Rev. B* **95** 224433 (2017)
60. Belemuk A M, Stishov S M *Phys. Rev. B* **101** 144426 (2020)
61. Vollhardt D *Phys. Rev. Lett* **78** 1307 (1997)
62. Manyala N et al. *Nature* **404** 581 (2000)
63. Lee M et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 186601 (2009)
64. Jungwirth T, Niu Q, MacDonald A H *Phys. Rev. Lett.* **88** 207208 (2002)
65. Tatara G, Kawamura H *J. Phys. Soc. Jpn.* **71** 2613 (2002)
66. Taguchi Y et al. *Science* **291** 2573 (2001)
67. Neubauer A et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602 (2009)
68. Повзнер А А, Манько И Д *ФТТ* **68** (4) 558 (2026)

Chiral itinerant magnet MnSi and mixied compounds $Mn_{1-x}(Co, Fe)_xSi$: physical properties and new results

S.M. Stishov [(1, a)], **A.E. Petrova** [(1, b)], **A.M. Belemuk** [(2, c)]

[(1)] *Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation*

[(2)] *Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, Russian Academy of Sciences, Kaluzhskoe shosse 14, 108840 Troitsk, Moscow, Russian Federation*

E-mail: [(a)] *stishovsm@lebedev.ru*, [(b)] *petrovaae@lebedev.ru*, [(c)] *abel@hppi.troitsk.ru*

This article examines the characteristics of the magnetic phase transition in the chiral magnet MnSi and the weak first-order phase transition in the model ferroelectric KH_2PO_4 (KDP), analyzes the results of magnetoresistance and Hall effect measurements in MnSi and Mn(Co)Si, and presents data indicating the existence of a quantum critical region near $T = 0$ in the Mn(Co, Fe) Si and a mysterious universal line indicating that the contribution of spin fluctuations to the heat capacity is independent of the concentration and nature of impurities.

Keywords: phase transitions, heat capacity, magnetoresistance, Hall effect

PACS numbers: 05.70.Fh, 75.40.Cx, **75.47.–m**

Bibliography — 68 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **196** (11) 1123–1139 (2026)

DOI: https://doi.org/10.3367/UFNr.2026.08.040174

Received 9 July 2026

Physics–Uspekhi **69** (11) (2026)

DOI: https://doi.org/10.3367/UFNe.2026.08.040174