

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Геликоидальный зонный магнетик MnSi:
магнитный фазовый переход

С.М. Стишов, А.Е. Петрова

Излагаются новые результаты исследований фазового перехода и фазовой диаграммы кирального магнетика MnSi. Новые результаты получены при анализе экспериментальных данных, характеризующих поведение теплоёмкости, теплового расширения, упругих свойств, электрического сопротивления, нейтронного рассеяния, а также данных теоретического моделирования.

Ключевые слова: геликоидальный магнетик, магнитная фазовая диаграмма, фазовые переходы

PACS numbers: 62.50. – p, 75.30.Kz, 75.40.Cx, 77.80.B –

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.03.038110>

Содержание

1. Введение (1365).
 2. Магнитный фазовый переход в MnSi (1365).
 3. "Инвариант" Вольхарда (1366).
 4. Фазовый переход в MnSi по данным моделирования методом Монте-Карло (1368).
 5. Фазовый переход в MnSi в магнитном поле (1369).
 6. Фазовая диаграмма MnSi при высоких давлениях (1371).
 7. Заключение (1373).
- Список литературы (1373).

1. Введение

MnSi — зонный геликомагнетик — кристаллизуется в структурном типе B20, пространственная группа которого $P2_13$ не содержит центра симметрии. Несмотря на его интенсивное изучение в течение нескольких десятилетий, магнетик MnSi всё ещё остаётся в центре внимания исследователей. Это обстоятельство обусловлено целым рядом причин, часть которых мы перечислим ниже.

1. MnSi является примером вещества с геликоидальной магнитной структурой, обусловленной взаимодействием Дзялошинского – Мории [1].

2. Исследования физических свойств MnSi при высоких давлениях обнаружили ряд интригующих черт, как то: квантовый фазовый переход [1, 2], неферми-жидкостное поведение [3, 4], "частичный" геликоидальный порядок [5] — всё ещё ждущих дальнейших исследований.

3. Возникающая в MnSi в магнитном поле так называемая фаза А, идентифицированная как скирмионный

кристалл [1, 6], оказалась крайне чувствительной ко всякого рода воздействиям, и она рассматривается как перспективный материал для спинтроники [7].

4. Фазовый переход в MnSi при температуре 29 К и нормальном давлении из парамагнитного состояния в геликоидальное окончательно признан фазовым переходом первого рода [8], что ставит под вопрос ранние утверждения о виде фазовой диаграммы MnSi при высоких давлениях [9].

5. И наконец, что немаловажно, MnSi — простейшее бинарное соединение — синтезируется из элементов, допускающих глубокую очистку. MnSi обладает сравнительно невысокой температурой конгруэнтного плавления (~ 1500 К), что облегчает выращивание крупных кристаллов. В настоящее время крупные и достаточно совершенные монокристаллы MnSi высокой чистоты выращиваются в ряде лабораторий и они стали доступными для разнообразных физических исследований.

Настоящая статья включает в себя обзор новых данных, полученных в ходе исследования теплоёмкости, теплового расширения, упругих свойств, электрического сопротивления и нейтронного рассеяния в MnSi, в том числе при высоких давлениях и сильных магнитных полях.

2. Магнитный фазовый переход в MnSi

Вначале рассмотрим магнитный фазовый переход в MnSi при атмосферном давлении и нулевом магнитном поле. Анализ фазового перехода в любых системах, как правило, начинается с приближения среднего поля, пренебрегающего флуктуациями. Основанная на соображениях симметрии феноменологическая модель Ландау, использующая разложение термодинамического потенциала Φ по степеням параметра порядка η , является наиболее популярным приближением. В простейшем случае разложение Ландау выглядит как

$$\Phi(P, T, \eta) = \Phi_0 + A\eta^2 + C\eta^3 + B\eta^4 + \dots, \quad (1)$$

С.М. Стишов, А.Е. Петрова. Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Калужское шоссе 14, 108840 Троицк, Москва, Российская Федерация
E-mail: sergei@hppi.troitsk.ru

Статья поступила 6 марта 2017 г.,
после доработки 23 марта 2017 г.

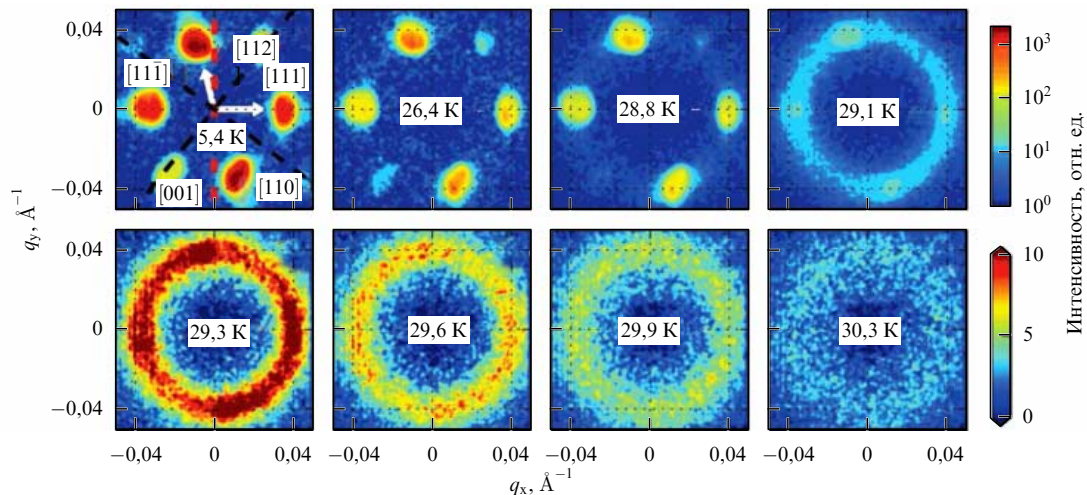


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Геликомагнитный фазовый переход в MnSi при температуре 29 К по данным нейтронных экспериментов [16]; q_x и q_y — координаты импульсного пространства. Видно, что при фазовом переходе в интервале температур 28,8–29,1 К дискретные брэгговские пики, соответствующие геликоидальному магнитному порядку, сменяются диффузным магнитным рассеянием, сконцентрированным на поверхности сферы в обратном пространстве. Последнее отражает существование геликоидальных магнитных флуктуаций в непосредственной близости к температуре фазового перехода.

где коэффициенты A, B, C — функции давления P и температуры T . Ввиду симметрии по отношению обращения времени в случае магнитных фазовых переходов $C \equiv 0$ и соотношение (1) приобретает вид (2)

$$\Phi(P, T, \eta) = \Phi_0 + A\eta^2 + B\eta^4 + \dots (2)$$

В точке фазового перехода второго рода $A = a(T - T_c) = 0$ коэффициент $B > 0$. При $B < 0$ в системе происходит фазовый переход первого рода. В этом случае для стабилизации системы в разложение (2) следует добавить член шестого порядка $D\eta^6$ при $D > 0$. Экспериментальные данные указывают на определённую лабильность коэффициента B в различных системах, вследствие которой фазовый переход может менять характер при изменении внешних условий с формированием так называемой трикритической точки [10].

Существуют внутренние причины, по которым фазовые переходы являются фазовыми переходами первого рода, несмотря на отсутствие симметричных ограничений. В первую очередь это проявляющиеся в реальных сжимаемых решётках стрикционные эффекты [11, 12]. Конкуренция двух и более параметров порядка, обусловленных различными взаимодействиями, сопровождаемая мощными флуктуациями, также может приводить к фазовому переходу первого рода. По сути, указанные факторы перенормируют коэффициент B и даже приводят к появлению ненулевых членов третьего порядка (см. эффект Гальперина–Любенского–Ма [13]). Никого не должно смущать, что мы обсуждаем эволюцию коэффициентов разложения Ландау, являющихся среднеполевыми параметрами, наряду с флуктуационными эффектами, которые, казалось бы, нарушают среднеполевую картину фазового перехода. На самом деле флуктуации сосредоточены в относительно узкой области температур, определяемой критерием Леванюка–Гинзбурга [10], и вне этой области среднеполевая картина по-прежнему верна, следовательно, мы можем рассматривать флуктуации как фактор, влияющий на знак и величину коэффициентов разложения Ландау.

Далее, обращаясь к нашему объекту исследования, заметим, что на флуктуационную природу фазового перехода первого рода в MnSi впервые указали Бак и Иенсен [14], выполнившие соответствующие расчёты, по-видимому, под влиянием работы Хансена [15], обнаружившего скачкообразное изменение интенсивности линии сверхструктурного рассеяния в точке фазового перехода. Кстати, работа Хансена не была опубликована в текущей научной литературе и оставалась неизвестной, до тех пор пока не была извлечена из "небытия" в качестве ссылки в работе [16].

В настоящее время становится популярной флуктуационная модель фазового перехода в MnSi, основанная на теории С. Бразовского [17], в которой подчёркивается роль флуктуаций в системах с флуктуационным спектром, обладающим низким абсолютным минимумом при ненулевом значении импульса. Авторы [16] провели анализ экспериментальных данных по малоугловому рассеянию нейтронов в окрестности фазового перехода в MnSi и построили теорию, которая, по их утверждениям, хорошо описывает совокупность экспериментальных данных (рис. 1).

Надо напомнить, что важной особенностью магнитного фазового перехода в MnSi является наличие побочного пологого максимума или плеча на кривых теплоёмкости, теплового расширения, температурного сопротивления и поглощения звука, как это видно, например, из рис. 2. Плечо расположено в пределах парамагнитной фазы, но характеризуется мощными киральными флуктуациями, как это следует из данных по нейтронному рассеянию [18]. Авторы [16] претендуют на успешное описание этой особенности фазового перехода в MnSi, хотя их графическое доказательство существования плеча (см. рис. 2) не вполне убедительно.

3. "Инвариант" Вольхарда

Несколько слов о так называемом инварианте Вольхарда. В 1997 г. Д. Вольхард обнаружил, что кривые теплоёмкости ряда сильнокоррелированных систем,

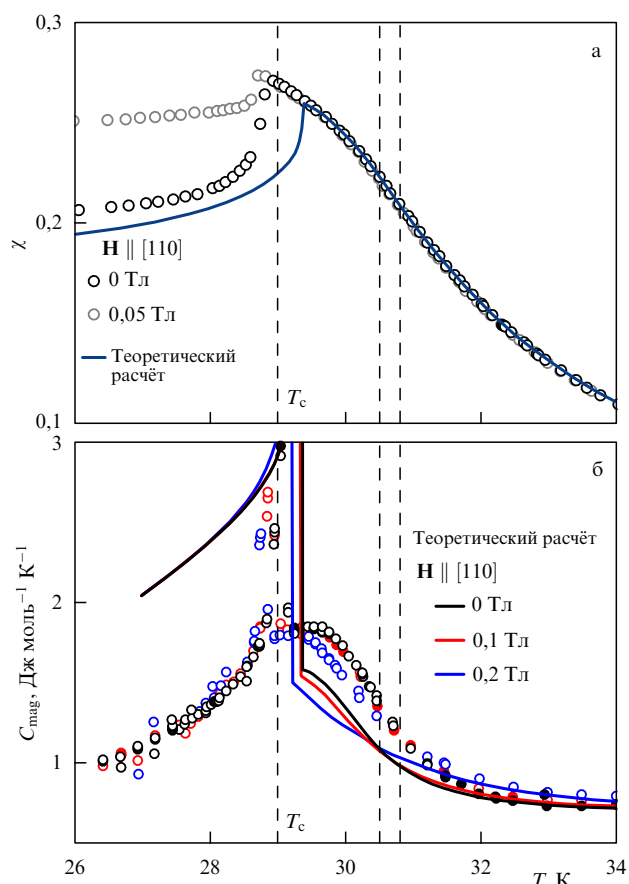


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Сравнение результатов теоретических расчётов на основе модели Бразовского [16] и экспериментальных данных, характеризующих (а) магнитную восприимчивость χ и (б) теплоёмкость C_{mag} MnSi, по данным [16]. Сплошные кривые соответствуют теоретическим расчётам, кружками показаны экспериментальные данные.

измеренные при различных значениях термодинамических параметров (например, давления, магнитного поля и т.д.), пересекаются практически при одной температуре [19]. Этот эффект отчётливо виден на кривых теплоёмкости, теплового расширения, упругих модулей и поглощения звука (рис. 3) [20]. Само название "инвариант Вольхарда", по-видимому, впервые было употреблено в работе [21], где анализировались данные по теплоёмкости MnSi, Mn(Co)Si и Mn(Fe)Si.

Наличие этого инварианта связывается со существованием специфической характеристической энергии, определяющей популяцию геликоидальных магнитных флуктуаций, что естественно указывает на взаимодействие Дзялошинского–Мории [21]. В работе [16] это заключение поддерживается и утверждается, что возникновение "инварианта" Вольхарда непосредственно следует из модели Бразовского. Моделирование ситуации с помощью гауссовых функций, выполненное в [20], показывает, что возникновение псевдоинвариантной температуры следует ожидать всегда, когда магнитное или иное поле уширяет соответствующие максимумы и уменьшает их амплитуды так, что их интегральные значения остаются неизменными (рис. 4).

Таким образом, в работе [20] делается вывод, что "точка пересечения", или "инвариант" Вольхарда, не может служить индикатором существования некоторой специфической энергии, а сам "инвариант" вообще пред-

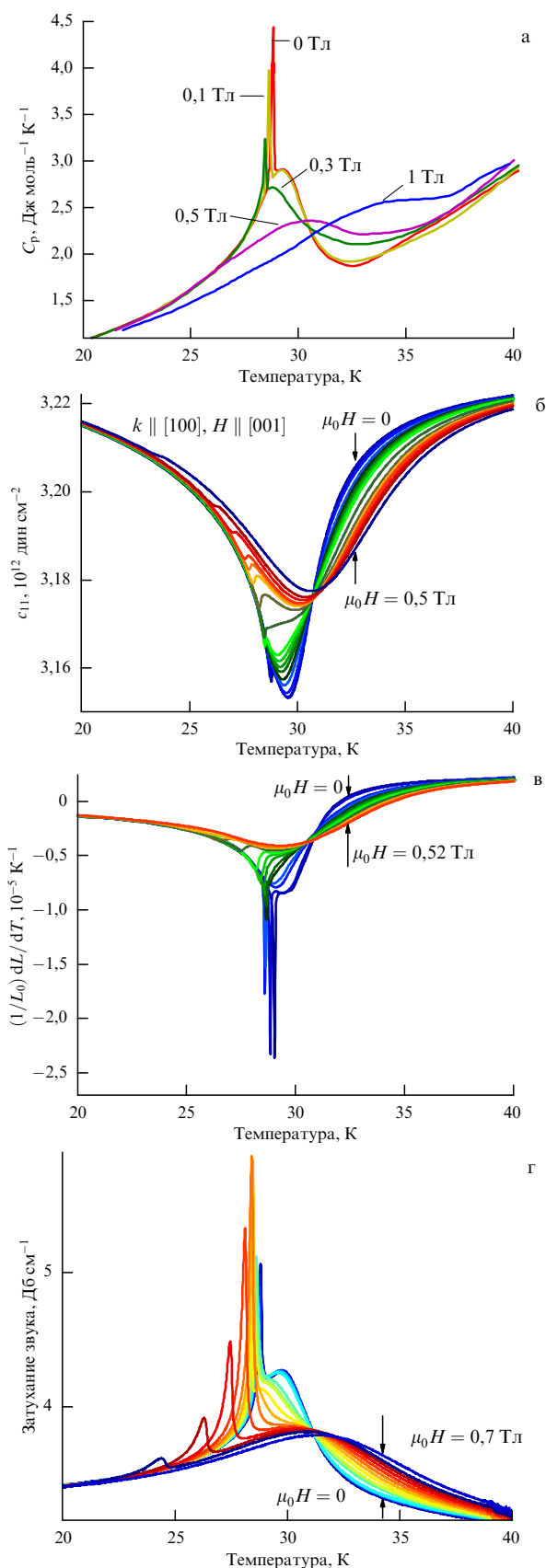


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Теплоёмкость (а), упругий модуль c_{11} (б), коэффициент теплового расширения (в), коэффициент поглощения звука (г) как функции температуры и магнитного поля при фазовом переходе в MnSi [20]. μ_0 — магнитная проницаемость вакуума.

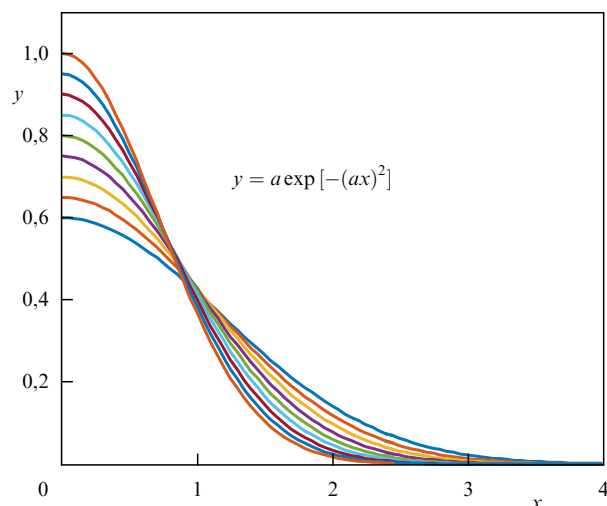


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Моделирование эффекта пересечения Вольхарда с помощью функции Гаусса при вариации ширины a [20].

ставляет собой не инвариант, а просто место приближённого пересечения соответствующих кривых, как это видно из рис. 3. Сами максимумы или минимумы, иллюстрируемые на рис. 5, идентифицируются в [20] как размытые фазовые переходы.

4. Фазовый переход в MnSi по данным моделирования методом Монте-Карло

Следует остановиться на работе [22], анализирующей свойства трёхмерной решёточной системы спинов с помощью классического метода Монте-Карло. Наряду с ферромагнитным обменным взаимодействием (J) в работе учитывалось анизотропное взаимодействие Дзялошинского – Мории (D). На рисунке 6, заимствованном из статьи [22], продемонстрировано удивительное согласие результатов моделирования с экспериментальными данными для MnSi в нулевом магнитном поле. В работе [23] проведено исследование такой же системы спинов тем же самым методом, но с переменным отношением обменного взаимодействия и взаимодействия Дзялошинского – Мории (J/D). Использование отношения J/D не должно вводить в заблуждение, поскольку члены, содержащие J и D , входят в гамильтониан как слагаемые и обращение соответствующих членов в нуль не означает расходимости.

Как оказалось, плечо на кривой теплоёмкости модельной системы спинов появляется вследствие возмущения ферромагнитного фазового перехода второго рода геликоидальными флуктуациями, обусловленными взаимодействием Дзялошинского – Мории. С увеличением вклада последнего в системе происходит фазовый переход первого рода, и при отношении $J/D \approx 1$ поведение теплоёмкости системы становится аналогичным экспериментально наблюдаемому в случаях MnSi и Cu₂OSeO₃ (см. раздел 6): острый пик, соответствующий фазовому переходу первого рода, и пологий максимум или плечо при температурах, несколько превышающих температуру фазового перехода (рис. 3).

Как следует из проведённых расчётов, наблюдаемые максимумы в температурных зависимостях физических величин (рис. 7) связаны с "размытым" фазовым переходом второго рода, что находится в полном согласии с

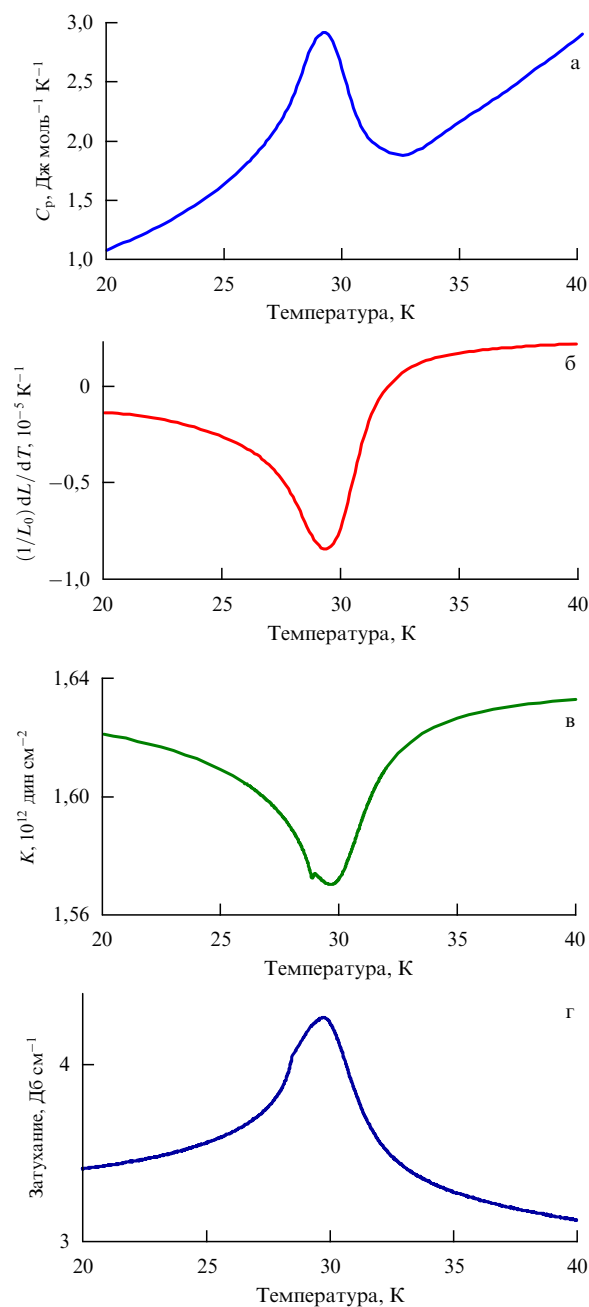


Рис. 5. Теплоёмкость (а), коэффициент теплового расширения (б), модуль всестороннего сжатия K (в), коэффициент поглощения звука (г) как функции температуры при фазовом переходе в MnSi [20]. Резкие пики, обусловленные фазовым переходом первого рода, удалены для более наглядного представления аномалий, по-видимому, свойственных размытому фазовому переходу.

заключением, сделанным в работе [20]. Однако в работе [20] предполагалось, что размытие связано с природными несовершенствами кристалла MnSi, тогда как из расчётов методом Монте-Карло следует, что деградация ферромагнитного фазового перехода второго рода возникает в результате геликоидальных флуктуаций.

Таким образом, область максимума имеет сложную структуру, соответствующую взаимодействию двух флуктуирующих параметров порядка, в результате чего система не может перейти в упорядоченное состояние непрерывным образом, а делает это скачком посредством фазового перехода первого рода.

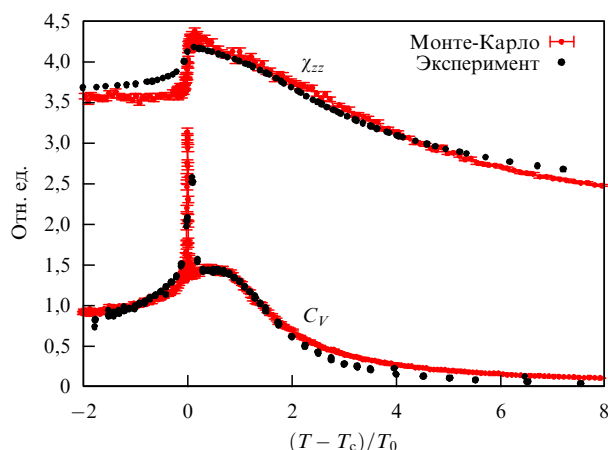


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Теплоёмкость и магнитная восприимчивость при фазовом переходе в трёхмерной системе гейзенберговских спинов со взаимодействием Дзялошинского–Мории по данным расчётов методом Монте-Карло [22]. Экспериментальные данные для MnSi воспроизводятся из работы [16].

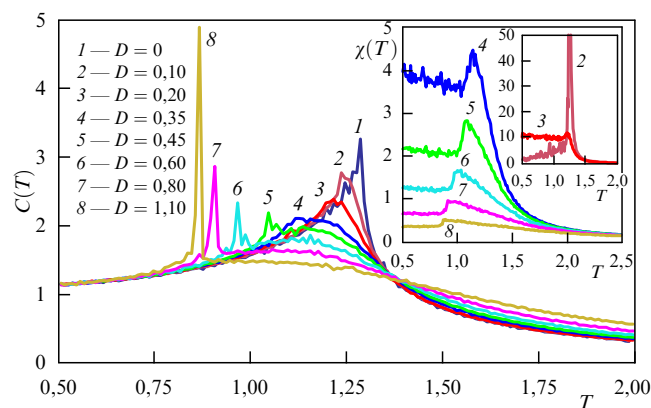


Рис. 7. (В цвете онлайн.) Поведение теплоёмкости при фазовом переходе в трёхмерной системе гейзенберговских спинов со взаимодействием Дзялошинского–Мории при вариации константы взаимодействия $J = 1$ по данным моделирования методом Монте-Карло [23]. Температура выражена в единицах J , теплоёмкость — в безразмерных единицах. На вставках показана магнитная восприимчивость $\chi(T)$ при разных значениях D .

5. Фазовый переход в MnSi в магнитном поле

Обратимся к исследованиям фазового перехода в MnSi в магнитном поле. В работе [24] проведены детальные измерения теплоёмкости MnSi в магнитных полях,

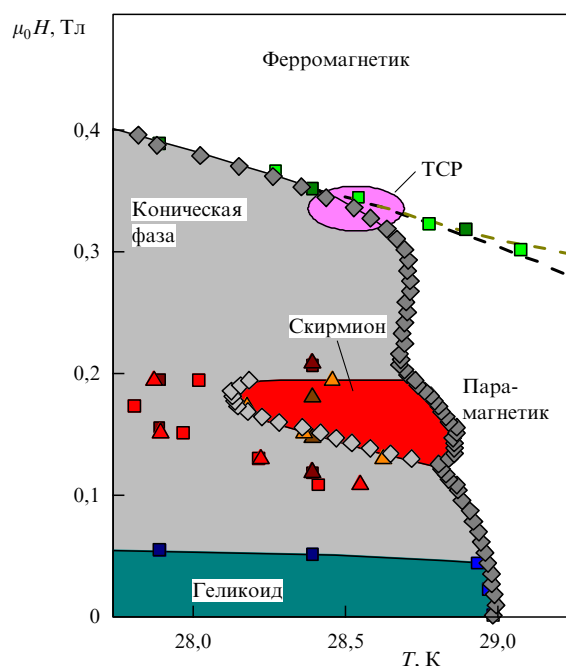


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Магнитная фазовая диаграмма MnSi. Овальным контуром выделена область расположения предполагаемой трикритической точки (TCP) [24].

обнаружившие нетривиальное поведение теплоёмкости в окрестности фазового перехода (рис. 8). Авторы [24] полагают, что результаты, представленные на рис. 8, указывают на существование трикритической точки при температуре 28,5 К и магнитном поле 340 мТл (рис. 9). Одновременно авторы подчёркивают, что наблюдаемые аномалии теплоёмкости на границах скирмионной фазы указывают на её термодинамическую природу.

Результаты ультразвуковых исследований фазовой диаграммы MnSi в магнитном поле представлены на рис. 10 и 11 [25]. Заметим, что измеряемый образец MnSi имел форму диска, что сказалось на величине размагничивающего фактора при различной ориентации образца в магнитном поле. В итоге магнитная шкала соответствующих зависимостей оказывается несколько различной (см. рис. 10 и 11). Отметим также, что чем выше однородность магнитного поля в образце, тем меньше область существования фазы скирмионного кристалла (в конфигурации $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$ магнитное поле направлено параллельно плоскости диска и распределено более однородно, чем в случае $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$).

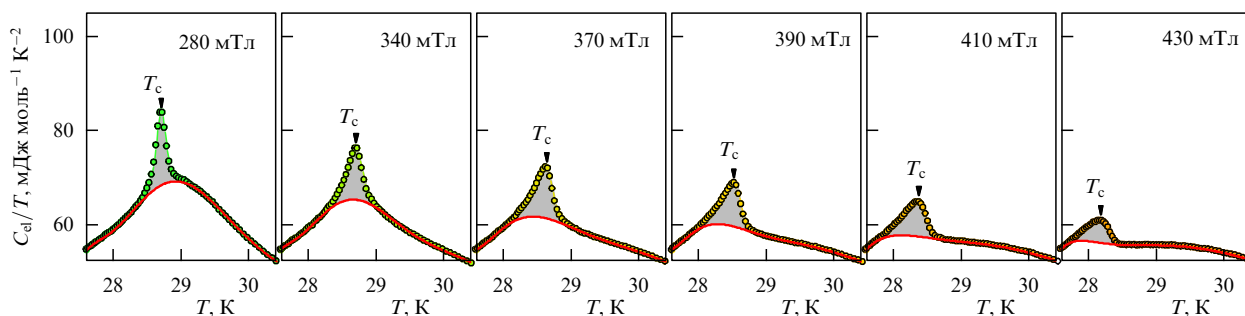


Рис. 8. Теплоёмкость, делённая на температуру, при фазовом переходе в MnSi при вариации магнитного поля [24]. Согласно предположению авторов [24] при величине магнитного поля 340 мТл происходит трикритический переход.

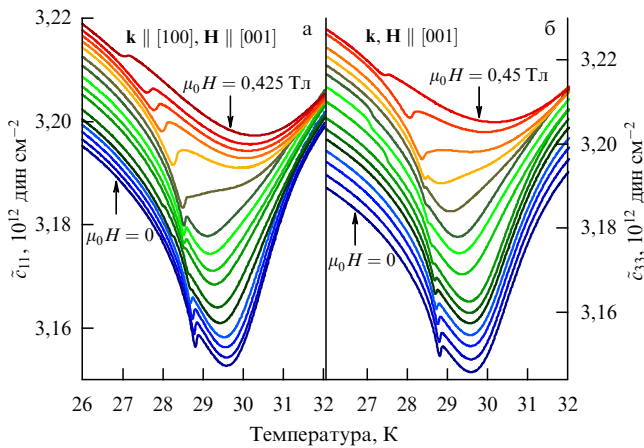


Рис. 10. (В цвете онлайн.) Температурная зависимость упругих модулей $\tilde{c}_{11}$ и $\tilde{c}_{33}$ в области фазового перехода в MnSi при вариации магнитного поля. Знаком "тильда" отмечены измеряемые величины кубического кристалла с тетрагональной анизотропией, наведённой магнитным полем, для того чтобы отличить их от истинно "тетрагональных" величин [25]. $\mathbf{k}$ — волновой вектор. Кривые сдвинуты относительно друг друга по оси ординат.

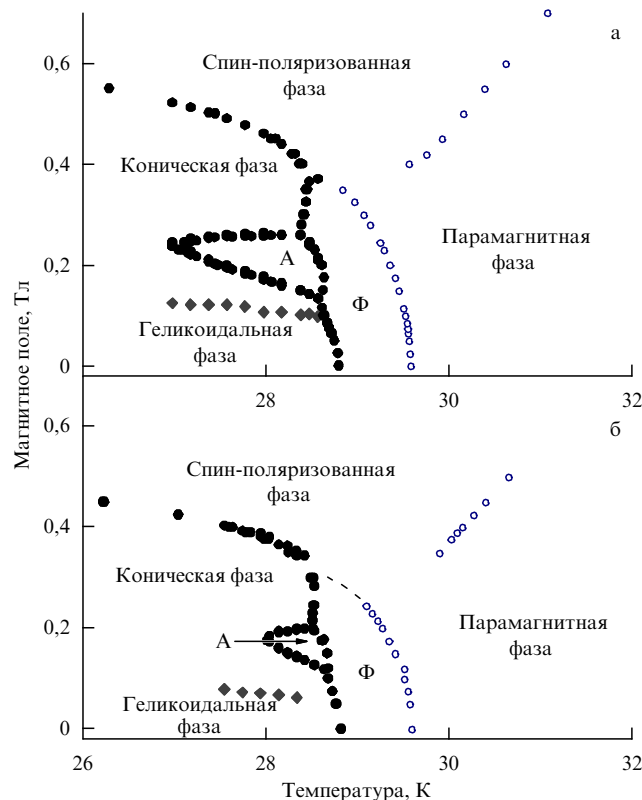


Рис. 11. Магнитная фазовая диаграмма MnSi по данным [25]. А — скирмионный кристалл, Φ — область сильных геликоидальных флуктуаций. Видно, что область существования скирмионной фазы зависит от ориентации образца в магнитном поле.

Как видно из рис. 10, скачкообразное изменение упругих модулей c_{11} и c_{33} при магнитном фазовом переходе в MnSi при наложении магнитного поля вначале быстро убывает, достигая практически нулевых значений в области существования скирмионной фазы, затем возрастает в области магнитных полей и температур, указанных в [24] в качестве трикритических координат, и далее уменьшается до пренебрежимо малых

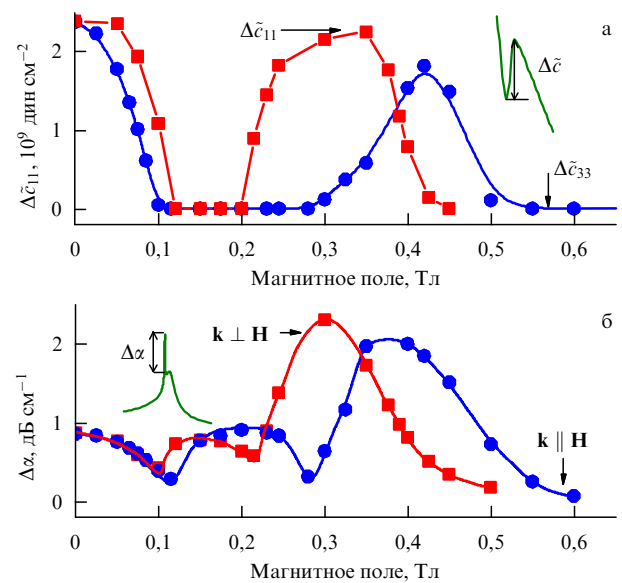


Рис. 12. (В цвете онлайн.) (а) Величины скачков упругих модулей и (б) частичные амплитуды коэффициентов затухания при фазовом переходе в MnSi как функции магнитного поля. Различие между двумя системами данных, приведённых на рис. а и б, связано с различием размагничивающего фактора [25].

значений. Всё сказанное иллюстрируется на рис. 12, где показана зависимость скачков модулей и амплитуды коэффициента затухания от магнитного поля в различной ориентации. Подчеркнём, что в трикритической точке ожидается расхождимость теплоёмкости и сжимаемости и, следовательно, таких величин, как $1/c_{ij}$ [10]. Однако на рис. 10, 12 ничего подобного не наблюдается. Никакой расхождимости также не видно и на рис. 8. Тем не менее определённая аномалия, знаменующаяся максимумами скачков упругих констант и коэффициента поглощения ультразвука, имеет место в области магнитного поля 0,3–0,4 Тл. Именно здесь происходит касание линии минимумов упругих модулей, соответствующих размытому фазовому переходу, и линии фазовых переходов, что делает эту область аналогичной конечной критической точке, в которой линия фазовых переходов второго рода смыкается с линией фазового перехода первого рода [25] (см. рис. 11).

Дополнительную информацию об эволюции магнитного фазового перехода в MnSi можно извлечь из данных по тепловому расширению [26]. На рисунках 13 и 14 представлены некоторые результаты измерений теплового расширения. Видно, что в магнитных полях 0,48 Тл объёмные аномалии практически полностью исчезают, что нельзя согласовать с представлением о существовании трикритической точки в магнитном поле величиной 0,4 Тл и фазовом переходе второго рода при $\mu_B H > 0,4$ Тл.

На рисунке 15 приведены результаты измерений скачков длины образца и высоты пиков коэффициента теплового расширения в направлении [100] при фазовом переходе в MnSi при различных значениях магнитного поля.

Видно, что аномалия коэффициента теплового расширения затухает с увеличением магнитного поля (см. рис. 14, 15), явный провал в середине диапазона соответствует области скирмионной фазы (см. рис. 15). Однако ничто не указывает на трикритическое поведение коэф-

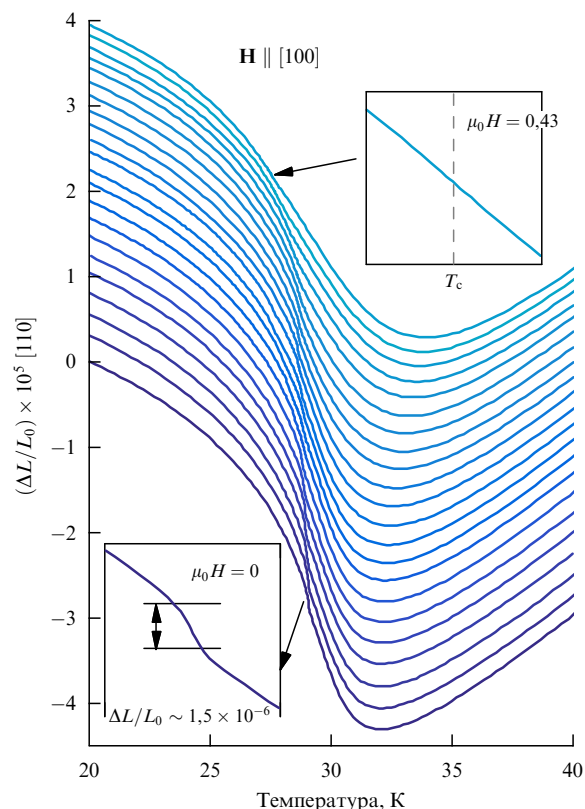


Рис. 13. Линейное тепловое расширение кристалла MnSi как функция температуры при различных значениях магнитного поля. Кривые сдвинуты относительно друг друга по оси ординат. Видно, что аномалия, связанная с магнитным фазовым переходом, исчезает в сильных магнитных полях [26].

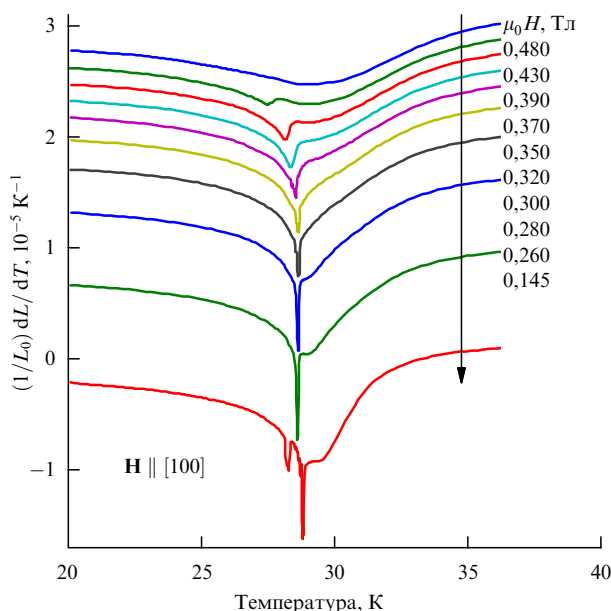


Рис. 14. Температурная зависимость линейного коэффициента теплового расширения кристалла MnSi. Кривые сдвинуты относительно друг друга по оси ординат. Ясно видны деградация и исчезновение пиков коэффициента теплового расширения с увеличением магнитного поля. На нижней кривой заметен также пик, соответствующий скирмионной фазе [26].

коэффициента теплового расширения. Вместе с тем скачок теплового расширения, уменьшаясь с возрастанием магнитного поля до весьма малых, но конечных значений

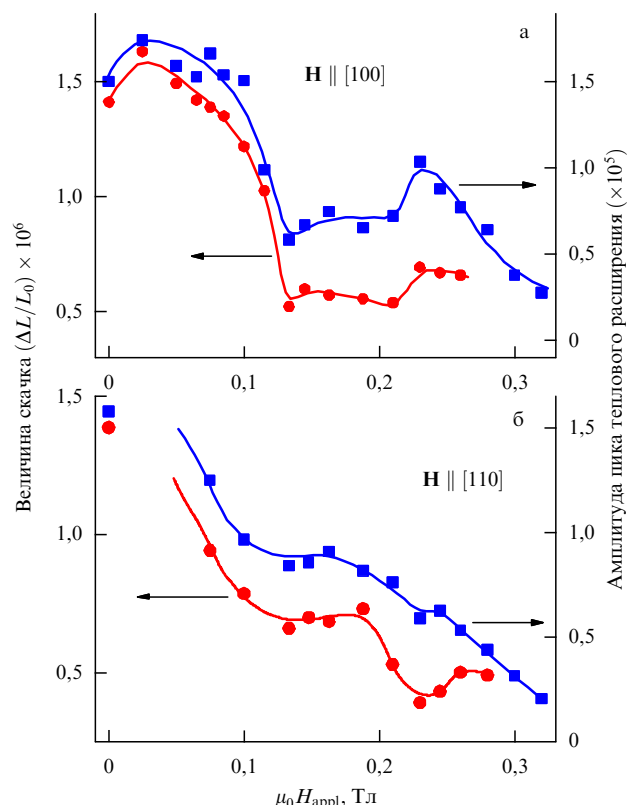


Рис. 15. Зависимость скачков теплового расширения и величины пиков коэффициента теплового расширения кристалла MnSi от магнитного поля. Обе величины затухают с увеличением магнитного поля. Локальная аномалия в середине диапазона соответствует скирмионной фазе. Скачки внезапно эффективно уменьшаются до нуля в полях 0,27–0,3 Тл (см. текст) [26].

(10^{-7}), внезапно обращается в нуль. На самом деле скачок просто размывается, так что измерение его величины становится невозможным. В работе [26] делается вывод о том, что фазовый переход в MnSi всегда является фазовым переходом первого рода, прерывная картина которого нарушается гетерофазными флуктуациями.

6. Фазовая диаграмма MnSi при высоких давлениях

В этом разделе мы обсудим ситуацию с фазовой диаграммой MnSi при высоких давлениях. В своё время в работах [27, 28] на основании измерений магнитной восприимчивости утверждалось, что на кривой фазового перехода при давлении 1,2 ГПа и температуре 12 К существует трикритическая точка, в которой непрерывный фазовый переход становится фазовым переходом первого рода. Эта идея нашла теоретическую поддержку [29]. И хотя интерпретация результатов измерений магнитной восприимчивости MnSi при высоких давлениях подверглась критике (см. [1]), "трикритическая идея" продолжала жить. Измерения объёмных эффектов в пределе низких температур, казалось бы, указывали на прерывный характер изменения объёма при фазовом переходе в MnSi [30, 31]. В работе [32] эта проблема анализируется в связи с результатами измерений электрического сопротивления MnSi. Прежде всего заметим, что "трикритическая идея" усиленно пропагандировалась до тех пор, пока фазовый переход в MnSi

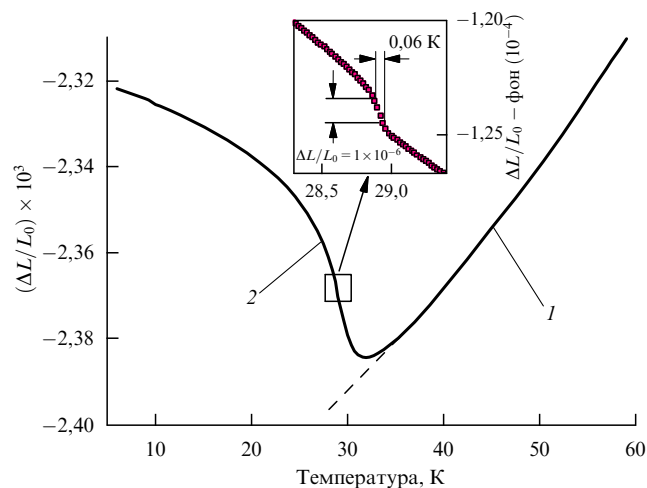


Рис. 16. Линейное тепловое расширение MnSi, иллюстрирующее соотношение между объёмной аномалией и фазовым переходом первого рода [32].

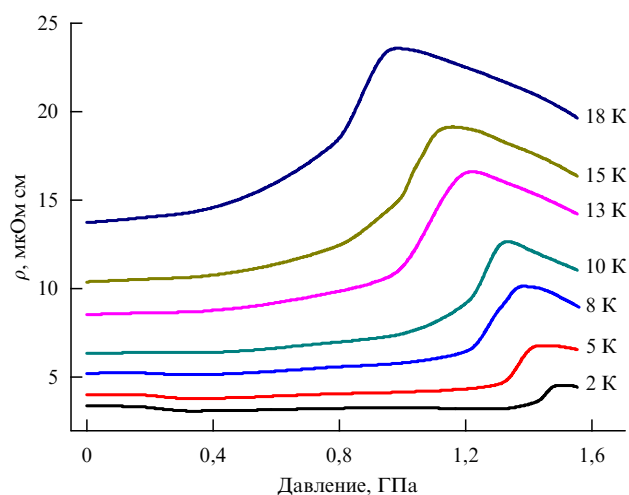


Рис. 17. Изотермы электрического сопротивления MnSi, демонстрирующие эволюцию флуктуационной области в окрестности фазового перехода [32].

считался фазовым переходом второго рода. В настоящее время ситуация, как мы видели ранее, принципиально иная, что, впрочем, не мешает нам рассмотреть указанную проблему.

На рисунке 16 представлена зависимость теплового расширения MnSi от температуры при атмосферном давлении. Видно, что слабый фазовый переход первого рода практически не заметен на фоне обширной объёмной аномалии. Очевидно, что этот переход не мог быть виден в относительно грубых экспериментах при высоких давлениях [30, 31]. По-видимому, авторы [30, 31] наблюдали объёмную аномалию (рис. 16), которая в значительной мере локализуется вследствие "вымерзания" тепловых флуктуаций при низких температурах и высоких давлениях. Эта ситуация иллюстрируется на рис. 17, где представлены изотермы электрического сопротивления MnSi при различных температурах. Видно, что область аномального рассеяния носителей на магнитных флуктуациях уменьшается с падением температуры и увеличением давления. При температурах порядка 2–5 K область аномального рассеяния, так или

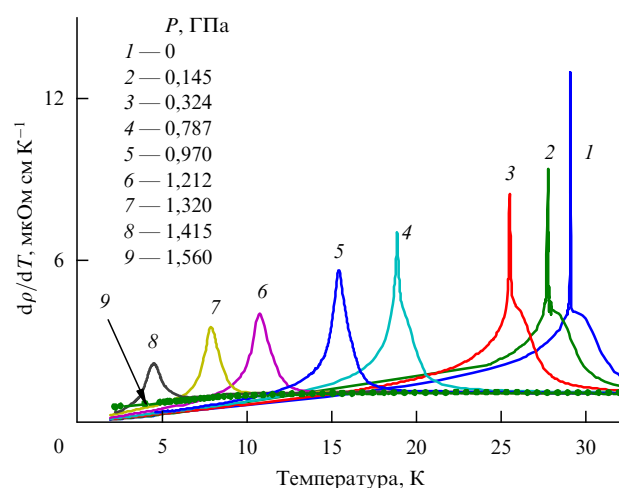


Рис. 18. (В цвете онлайн.) Температурная производная электропроводности $d\rho/dT$ при фазовом переходе в MnSi при высоких давлениях.

иначе связанная с аномалией объёма [20], становится достаточно узкой, чтобы имитировать ситуацию с размытым фазовым переходом первого рода. Однако эти доводы не вынуждают авторов различных концепций пересмотреть свои взгляды. Например, существование трикритической точки на кривой фазового перехода в MnSi обсуждалось в недавнем обзоре [8], при этом его авторы находятся в некотором затруднении, поскольку они признают, что фазовый переход в MnSi является фазовым переходом первого рода в двух предельных случаях: при атмосферном давлении и при высоком давлении и низких температурах. Но тогда, спрашивается, о какой трикритической точке можно говорить? Авторы [8] предлагают "соломоново" решение: трикритическая точка соответствует переходу от слабого фазового перехода первого рода к сильному! Это предложение напоминает анекдот о споре между двумя музеями в США о том, какой из них обладает подлинным черепом героя мексиканской революции Панчо Вильи¹. Черепа были разного размера, и музеи сошлись на том, что один из черепов принадлежал маленькому, а другой — взрослому Панчо Вилье.

Измерения электрического сопротивления [32] и теплоёмкости [33] при высоких давлениях позволили сделать определённые заключения о фазовой диаграмме MnSi (рис. 18, 19) (температурная производная электрического сопротивления при фазовых переходах в магнитных металлах ведёт себя аналогично теплоёмкости [34]). Можно утверждать, что явные признаки фазового перехода первого рода в MnSi (острый пик и плечо (см. рис. 3)) исчезают с повышением давления при понижении температуры.

Последнее может быть связано с подавлением тепловых флуктуаций, если считать, что фазовый переход первого рода в MnSi имеет флуктуационное происхождение. С другой стороны, нельзя исключать, что фазовый переход просто размывается при низких температурах и высоких давлениях вследствие возникновения негидростатических напряжений.

¹ Спустя три года после убийства Панчо Вильи его могилу вскрыли и похитили голову.

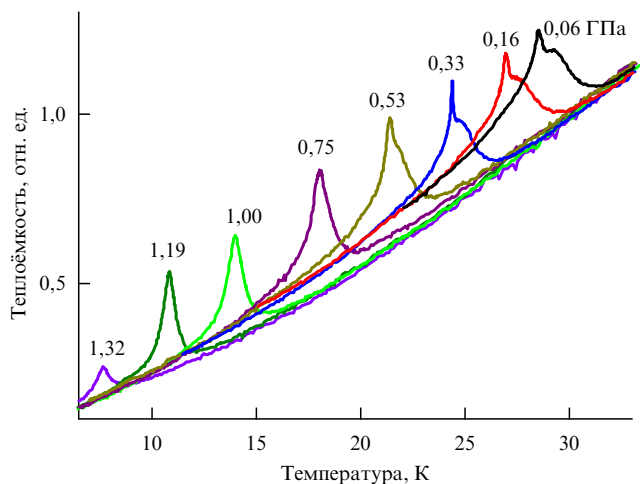


Рис. 19. (В цвете онлайн.) Теплоёмкость в окрестности фазового перехода в MnSi при различных давлениях [33].

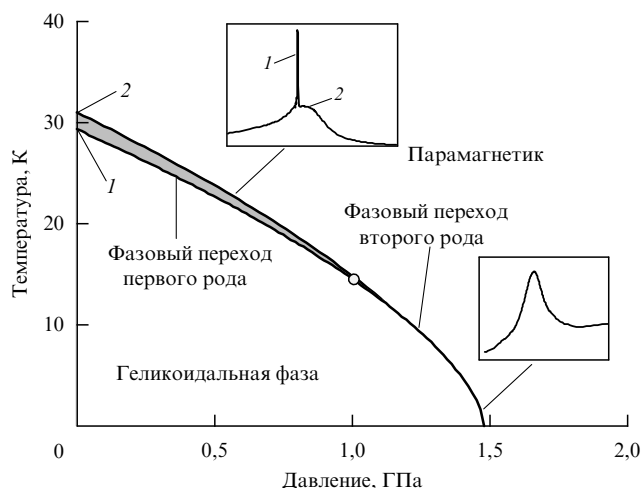


Рис. 20. Предлагаемая фазовая диаграмма MnSi при высоких давлениях. Серая область соответствует домену сильных геликоидальных флуктуаций в парамагнитной фазе. На вставках иллюстрируется эволюция теплоёмкости и температурной производной электросопротивления $d\rho/dT$ с изменением давления. Светлый кружок в основании серой области может соответствовать трикритической точке, если фазовый переход в MnSi при высоких давлениях действительно является непрерывным [32].

Тем не менее результаты работ [32, 33], по-видимому, указывают на отсутствие сильного фазового перехода первого рода в MnSi при $T \rightarrow 0$. Предлагаемая в [32, 33] фазовая диаграмма MnSi приведена на рис. 20.

7. Заключение

Настоящая статья является своего рода дополнением к более ранней статье авторов [1] и не претендует на то, чтобы осветить все достижения и болевые точки проблемы. В качестве определённого достижения отметим следующее: в настоящее время уже является общепризнанным, что магнитный фазовый переход в MnSi при атмосферном давлении и нулевом магнитном поле представляет собой фазовый переход первого рода. Однако этот факт вступает в противоречие с ранними представлениями о виде фазовой диаграммы MnSi при высоких давлениях и низких температурах и характере

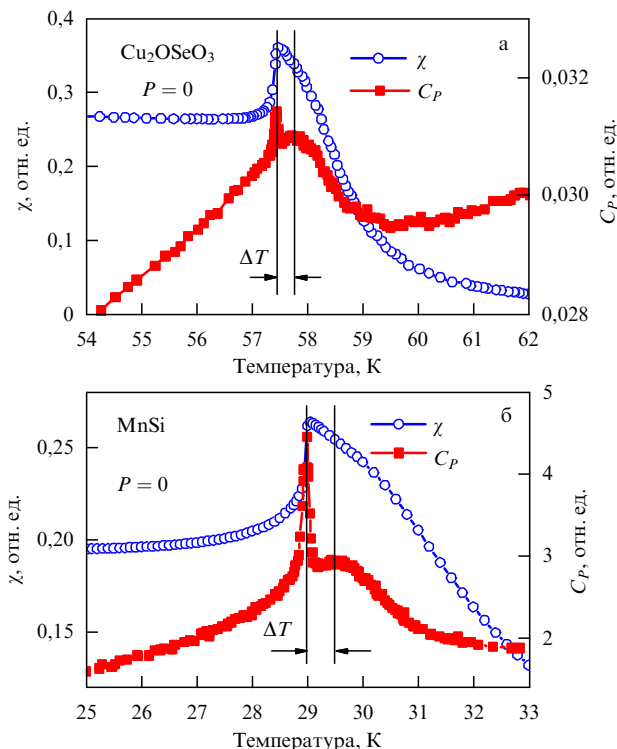


Рис. 21. Магнитная восприимчивость и теплоёмкость при фазовом переходе в киральных магнетиках (а) Cu_2OSeO_3 и (б) MnSi. Подобие между поведением зонного магнетика и магнетика с локализованными спинами очевидно [33].

связанных с этим квантовых явлений [27–29]. Прогресс в этой области требует развития новой экспериментальной техники для исследований при высоких давлениях, что является делом будущего. Не следует также забывать о необычных явлениях, возникающих при фазовом переходе в MnSi в сильных магнитных полях [26]. И наконец, приведём рис. 21 [33], иллюстрирующий близкую аналогию между зонным и гейзенберговским магнетиками, MnSi и Cu_2OSeO_3 , со взаимодействием Дзялошинского–Мории, что, по-видимому, указывает на незначительную роль продольных спиновых флуктуаций при магнитных фазовых переходах [35].

Авторы выражают благодарность Российскому научному фонду (грант 17-12-01050) за финансовую поддержку.

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. Thompson J D, Fisk Z, Lonzarich G G *Physica B* **161** 317 (1990)
3. Pfeleiderer C, Julian S R, Lonzarich G G *Nature* **414** 427 (2001)
4. Doiron-Leyraud N et al. *Nature* **425** 595 (2003)
5. Pfeleiderer C et al. *Nature* **427** 227 (2004)
6. Mühlbauer S et al. *Science* **323** 915 (2009)
7. Tonomura A et al. *Nano Lett.* **12** 1673 (2012)
8. Brando M et al. *Rev. Mod. Phys.* **88** 025006 (2016)
9. Pfeleiderer C et al. *Phys. Rev. B* **55** 8330 (1997)
10. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика Ч. 1* (М.: Физматлит, 2002); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Statistical Physics Vol. 1* (New York: Pergamon Press, 1980)
11. Rice O K *J. Chem. Phys.* **22** 1535 (1954)
12. Ларкин А И, Пикин С А *ЖЭТФ* **56** 1664 (1969); Larkin A I, Pikin S A *Sov. Phys. JETP* **29** 891 (1969)

13. Halperin B I, Lubensky T C, Ma S *Phys. Rev. Lett.* **32** 292 (1974)
14. Bak P, Jensen M H J. *Phys. C* **13** L881 (1980)
15. Aarosin Hansen P, Ph.D. Thesis (Roskilde: Technical Univ. of Denmark, 1977); Report No. 360 (Roskilde: Risø National Laboratory, 1977); http://orbit.dtu.dk/files/53677871/ris_360.pdf
16. Janoschek M et al. *Phys. Rev. B* **87** 134407 (2013)
17. Бразовский С А *ЖЭТФ* **68** 175 (1975); Brazovskii S A *Sov. Phys. JETP* **41** 85 (1975)
18. Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. B* **81** 144413 (2010)
19. Vollhardt D *Phys. Rev. Lett.* **78** 1307 (1997)
20. Stishov S M, Petrova A E *Phys. Rev. B* **94** 140406(R) (2016)
21. Bauer A et al. *Phys. Rev. B* **82** 064404 (2010)
22. Buhrandt S, Fritz L *Phys. Rev. B* **88** 195137 (2013)
23. Belemuk A M, Stishov S M *Phys. Rev. B* **95** 224433 (2017)
24. Bauer A, Garst M, Pfeleiderer C *Phys. Rev. Lett.* **110** 177207 (2013)
25. Petrova A E, Stishov S M *Phys. Rev. B* **91** 214402 (2015)
26. Petrova A E, Stishov S M *Phys. Rev. B* **94** 020410(R) (2016)
27. Pfeleiderer C, McMullan G J, Lonzarich G G *Physica B* **206–207** 847 (1995)
28. Pfeleiderer C et al. *Phys. Rev. B* **55** 8330 (1997)
29. Belitz D, Kirkpatrick T R, Vojta T *Phys. Rev. Lett.* **82** 4707 (1999)
30. Miyake A et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** 044703 (2009)
31. Pfeleiderer C et al. *Science* **316** 1871 (2007)
32. Petrova A E, Stishov S M *Phys. Rev. B* **86** 174407 (2012)
33. Sidorov V A et al. *Phys. Rev. B* **89** 100403(R) (2014)
34. Набутовский В М, Паташинский А З *ФТТ* **10** 3121 (1968); Nabutovskii V M, Patashinskii A Z *Sov. Phys. Solid State* **10** 2462 (1969)
35. Стишов С М *УФН* **186** 953 (2016); Stishov S M *Phys. Usp.* **59** 866 (2016)

Helical itinerant magnet MnSi: magnetic phase transition

S.M. Stishov, A.E. Petrova

*L.F. Vereshchagin Institute of High Pressure Physics, Russian Academy of Sciences,
Kaluzhskoe shosse 14, 108840 Troitsk, Moscow, Russian Federation
E-mail: sergei@hppi.troitsk.ru*

New studies of phase transition and phase diagram of chiral magnet MnSi are reported. New results are obtained in the course of the analysis of experimental data on heat capacity, thermal expansion, elastic properties, electrical resistance neutron scattering, and theoretical modeling.

Keywords: helical magnet, magnetic phase diagram, phase transitions

PACS numbers: **62.50.–p**, 75.30.Kz, 75.40.Cx, 77.80.B–

Bibliography — 35 references

Received 6 March 2017, revised 23 March 2017

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **187** (12) 1365–1374 (2017)

Physics – Uspekhi **60** (12) (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.03.038110>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.03.038110>