

УДК 538.955

СПИН-ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ У MnSi ПО ДАННЫМ ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА И РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

© 2022 г. С. В. Демишев^{1,2,*}

Представлено академиком РАН И.А. Шербаковым 29.05.2022 г.

Поступило 29.05.2022 г.

После доработки 29.05.2022 г.

Принято к публикации 27.06.2022 г.

Выполнен анализ экспериментальных данных по низкотемпературному ($T < 40$ К) рассеянию нейтронов и электронному парамагнитному резонансу для геликоидального магнетика – моносилицида марганца, MnSi. Установлено, что плавная эволюция параметров спиновых флуктуаций, рассматриваемая как в стандартной теории магнитных фазовых переходов, так и в ее обобщении на случай геликоидальных магнетиков, нарушается присутствием спин-флуктуационных переходов (СФП), при которых резко изменяются амплитуда спиновых флуктуаций и их корреляционный радиус. В нулевом магнитном поле переходу при температуре $T_c = 29$ К, обычно интерпретируемому как переход в геликоидальную магнитоупорядоченную фазу, предшествуют два спин-флуктуационных перехода с $T_1 = 32$ К и $T_2 = 30.5$ К. В магнитном поле $B \sim 2$ Тл при температуре 29 К, совпадающей с T_c , обнаружен еще один спин-флуктуационный переход с параметрами, характерными для СФП внутри магнитоупорядоченной фазы. Показано, что при понижении температуры у MnSi при $T = T_1$ происходит СФП с появлением геликоидальных флуктуаций, а возникновение геликоидальной фазы ($B = 0$) или спин-поляризованной фазы ($B = 2$ Тл) происходит при $T = T_2$ и сопровождается спин-флуктуационным переходом.

Ключевые слова: спин-флуктуационные переходы, спиновые флуктуации, электронный парамагнитный резонанс, рассеяние нейтронов, промежуточные магнитные фазы, сценарий Бразовского, моносилицид марганца

DOI: 10.31857/S2686740022070033

В физике магнитных явлений под магнитными переходами обычно понимаются переходы типа парамагнитная фаза – магнитоупорядоченная фаза (беспорядок – порядок) или магнитоупорядоченная фаза 1 – магнитоупорядоченная фаза 2 (порядок – порядок) [1]. В большинстве случаев магнитные или спиновые флуктуации рассматриваются как сопутствующие явления, которые возникают в достаточно узкой окрестности критической температуры, и для их описания используется теория Ландау–Гинзбурга [2]. Однако даже в рамках классической теории магнитных переходов известны примеры, когда спиновые флуктуации играют решающую роль в физической картине фазового превращения. Например, резкое из-

менение температурной зависимости амплитуды спиновых флуктуаций следует из теории Мории [3], где этот эффект отождествляется с переходом парамагнетик – ферромагнетик или парамагнетик – антиферромагнетик. Другим примером может служить сценарий Бразовского, в котором сильные флуктуации параметра порядка изменяют переход второго рода на переход первого рода и одновременно уменьшают температуру перехода [4, 5]. Тем не менее, и в этих случаях, спин-флуктуационная проблематика полностью включена в парадигму классических магнитных фазовых переходов.

Спин-флуктуационные переходы (СФП) представляют собой новый тип магнитных переходов, при которых происходит изменение характеристик спиновых флуктуаций под воздействием управляющих параметров (например, температуры или состава материала), не связанное с образованием фаз с дальним магнитным порядком [6]. В теории известны СФП, обусловленные возникновением анизотропии спиновых флуктуаций

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова
Российской академии наук, Москва, Россия

² Национальный исследовательский университет
“Высшая школа экономики”, Москва, Россия

*E-mail: demis@lt.gpi.ru

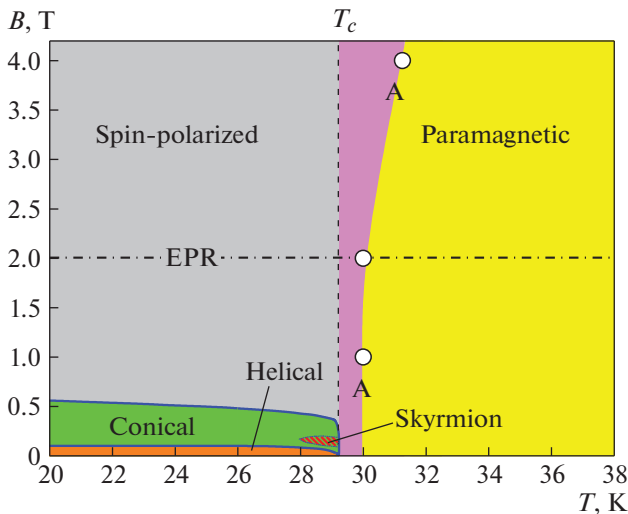


Рис. 1. Магнитная фазовая диаграмма MnSi. Обозначены парамагнитная (Paramagnetic), геликоидальная (Helical), скирмионная (Skyrmion) и спин-поляризованная (Spin-polarized) фазы. Пунктир – экстраполированная линия $T_c(B=0) = \text{const}$. Штрихпунктирная линия (EPR) соответствует магнитному полю, в котором исследовался ЭПР. Белые точки (линия А–А) представляют температуры магнитного перехода по данным магнитного рассеяния. По работе [12]. Розовым цветом выделена область внутри спин-поляризованной фазы, предшествующая спин-поляризационному переходу при $T \sim T_c$.

при переходе из парамагнитной фазы в фазу с квадрупольным (скрытым) порядком [7] и СФП в неупорядоченной модели Изинга, происходящие с изменением амплитуды спиновых флуктуаций [8].

С экспериментальной точки зрения для изучения СФП необходимо использовать методы, чувствительные к параметрам спиновых флуктуаций. В системах с сильными электронными корреляциями прямую информацию о величине спиновых флуктуаций дает ширина линии \mathcal{W} электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) [6, 9]. Другим методом является исследование малоуглового рассеяния нейтронов, позволяющее найти корреляционную длину R_c магнитных флуктуаций [5]. При этом удобным объектом является сильно коррелированный металл – моносилцид марганца, MnSi. В этом материале магнитные флуктуации существуют в достаточно протяженной области в парамагнитной фазе, в которой температура может превышать температуру перехода в геликоидальную фазу на несколько градусов [10]. Кроме того, для MnSi имеются результаты исследований и малоуглового рассеяния нейтронов [5, 10], и ЭПР [6, 11]. При этом данные ЭПР и данные малоуглового рассеяния нейтронов в окрестности перехода из парамагнитной в магнитоупорядоченные фазы у MnSi никогда не анализировались совместно. В насто-

ящей работе впервые представлены результаты такого анализа. Будет показано, что в флуктуационной области в окрестности магнитных фазовых переходов у моносилцида марганца возникает несколько спин-флуктуационных переходов.

1. МАГНИТНАЯ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА И ТЕОРИЯ БРАЗОВСКОГО

Рассмотрим вначале магнитную фазовую B – T -диаграмму, построенную по данным [12] и по литературным данным, приведенным в этой работе (рис. 1). В нулевом магнитном поле $B = 0$ при $T_c \sim 29$ К происходит переход из парамагнитной фазы в фазу со спиральным магнитным порядком (геликоидальная фаза). Увеличение магнитного поля в области $T < T_c$ приводит к быстрому подавлению геликоидальной фазы и образованию конической фазы с осью конуса, направленной вдоль магнитного поля. При $B \sim 0.5$ Тл коническая фаза превращается в аналог ферромагнитной фазы – спин-поляризованную фазу, в которой магнитные моменты выстраиваются параллельно. Отметим, что традиционно MnSi принято относить к зонным магнетикам, у которых спиновая плотность распределена по элементарной ячейке кристалла [3]. Однако последующие исследования ЭПР и транспортных характеристик [12], а также данные LDA-расчетов [13] свидетельствуют о том, что спиновая плотность у MnSi локализована на ионах марганца и величина локализованного магнитного момента (ЛММ) оказывается порядка $\sim 1.2 \mu_B/\text{Mn}$. При этом известный эффект редукции магнитного момента насыщения до значений $\mu_S \sim 0.3$ – $0.4 \mu_B/\text{Mn}$, наблюдающийся как в парамагнитной, так и в различных магнитоупорядоченных фазах [3], обусловлен образованием спин-поляронных состояний, в которых ЛММ марганца и зонных электронов направлены противоположно и компенсируют друг друга [12]. Таким образом, все магнитные фазы на рис. 1 представляют собой различные спин-поляронные фазы, за возможным исключением небольшого кармана в окрестности T_c , образованного скирмионной фазой (или, по используемой в литературе терминологии – А-фазой), которая, в свою очередь, имеет внутреннюю структуру [14].

Спин-поляронная природа различных магнитных фаз у MnSi имеет принципиальное значение для понимания физики перехода между парамагнитной и спин-поляризованной фазой. Для стандартного ферромагнетика в ненулевом магнитном поле фазовый переход между парамагнитной и ферромагнитной фазами отсутствует [1] и можно лишь говорить о большей или меньшей степени упорядочения ЛММ в зависимости от температуры. В то же время экспериментальные данные [12] свидетельствуют о том, что у MnSi пе-

переход между парамагнитной и спин-поляризованной фазами является резким и характеризуется хорошо определенной фазовой границей. Температура перехода в магнитном поле может быть определена по положению минимума на температурной зависимости магнитосопротивления при $B = \text{const}$ (линия А–А на рис. 1), что связано с особенностями магнитного рассеяния в данном материале [12]. Для спин-поляронных фаз стандартное ограничение [1] на переход парамагнетик–ферромагнетик снимается и, согласно [12], именно на границе А–А происходит упорядочение редуцированных магнитных моментов спиновых поляронов.

Перейдем к рассмотрению магнитного перехода между парамагнитной и спин-поляризованной фазами. Анализ удобно начать с температурной зависимости обратной корреляционной длины $k(T) = 1/R_c(T)$, для которой при $B = 0$ наиболее подробные данные были получены в работе [5]. Для объяснения результатов эксперимента (рис. 2) в [5] была использована теория Бразовского [4], обобщенная на случай спиральных магнетиков. В рамках такого подхода возможность спин-флуктуационных переходов не учитывается, однако возникает несколько режимов спиновых флуктуаций, плавно переходящих один в другой. Область кроссовера между различными типами спиновых флуктуаций определяется из условия $R_c \sim R_i$, где R_i – пространственный масштаб, связанный с определенным типом взаимодействий в системе [5]. В качестве R_i в теории [5] фигурируют: длина $R_{DM} \sim D/J$, обусловленная взаимодействием Дзялошинского–Мории и зависящая от отношения энергии Дзялошинского D к обменной энергии J ; длина Гинзбурга R_{Gi} [2, 5], задающая классическую флуктуационную область в теории Ландау–Гинзбурга, а также (неявно) период магнитной спирали в геликоидальной фазе R_0 . В результате по мере роста корреляционной длины $R_c(T)$ (убывании $k(T)$) при понижении температуры возникает трансформация флуктуаций (рис. 2): в области $R_c(T) < R_{DM}$ доминируют ферромагнитные флуктуации, связанные с основным обменом J , затем при $R_c(T) > R_{DM}$ необходимо учитывать взаимодействие Дзялошинского–Мории, в результате которого возникают геликоидальные (киральные) флуктуации, размер которых продолжает увеличиваться вплоть до точки фазового перехода, где должно выполняться условие $R_c(T_c) = R_0$. Поскольку в рассматриваемой модели $R_{Gi} > R_{DM}$, в области $R_c(T) > R_{DM}$ можно выделить диапазон, связанный с длиной Гинзбурга: $R_{Gi} < R_c(T) < R_0$, который в [5] описывается как область сильно взаимодействующих киральных флуктуаций (рис. 2).

В варианте теории Бразовского, использованной в [5], температура перехода в геликоидальную

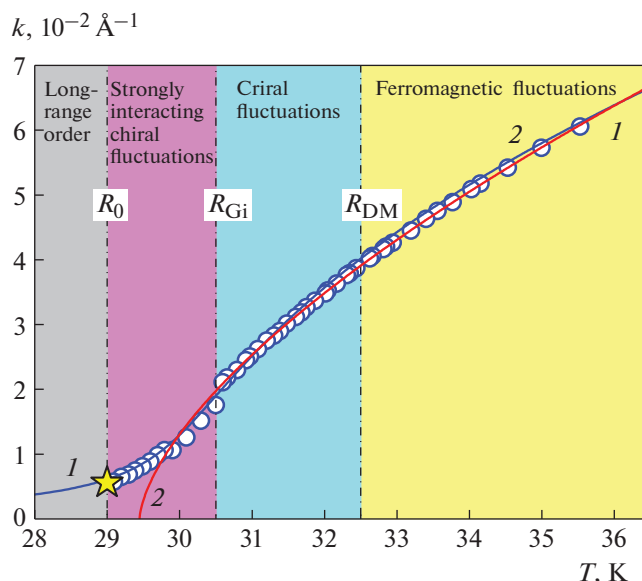


Рис. 2. Температурная зависимость обратной корреляционной длины у MnSi (точки) из работы [5] и различные теоретические аппроксимации. 1 – теория Бразовского для спиральных магнетиков (формула (1)); 2 – стандартное критическое поведение (формула (2)). Обозначены области ферромагнитных флуктуаций (Ferromagnetic fluctuations), геликоидальных (киральных) флуктуаций (Chiral Fluctuations), сильно взаимодействующих киральных флуктуаций (Strongly interacting chiral fluctuations) и геликоидальной фазы с дальним магнитным порядком (Long-range order) согласно описанию, предложенному в [5]. Звездочкой отмечена обратная корреляционная длина, соответствующая периоду спирали в геликоидальной фазе.

фазу T_c оказывается меньше температуры перехода T_{MF} , которой бы обладал спиральный магнетик в том случае, если бы выполнялась теория среднего поля. Параметр T_{MF} задается условием $R_c(T_{MF}) = R_{Gi}$, а обратная корреляционная длина описывается выражением [5]

$$(k/k_{Gi})^2 - \frac{1}{k/k_{Gi}} = \frac{T - T_{MF}}{T_0}, \quad (1)$$

где $k_{Gi} = 1/R_{Gi}$, а T_0 определяет область температурного “размытия” флуктуационной области. Формула (1) задает функциональную зависимость между температурой и обратной корреляционной длиной вида $T = f(k)$, которая может быть использована для аппроксимации экспериментальных данных. Формально аппроксимация зависит от трех параметров, однако если параметр T_{MF} задан, то на кривой $k(T)$ фактически фиксирована точка $k(T_{MF}) = k_{Gi}$ и единственным подгоночным параметром оказывается температура T_0 . Если дополнительно потребовать выполнения условия на период спирали в геликоидальной фазе $k(T_c) = 1/R_0$, то и величину T_0 можно считать заданной. Для $R_0 = 180 \text{ \AA}$ [3, 5, 12] указанная проце-

дура позволяет дать хорошее описание экспериментальной зависимости $k(T)$ с параметрами $T_{MF} = 30.5$ К, $k_{Gi} = 1.9 \times 10^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ и $T_0 = 0.5$ К (рис. 2, кривая 1).

Обращает на себя внимание, что в рассматриваемой теории [5] $k(T)$ остается конечной во всей области $T \geq T_c$, в то время как для обычного фазового перехода корреляционная длина расходится в точке фазового перехода [2] и, следовательно, $k(T)$ обращается в ноль. Интересно, что если для аппроксимации обратной корреляционной длины у MnSi использовать стандартное выражение

$$k(T) = k_0 \cdot (T/T^* - 1)^{\nu} \quad (2)$$

и выполнить трехпараметрическую аппроксимацию в диапазоне $T > T_{MF} = 30.5$ К, то подгонка также дает хорошо согласующийся с экспериментом результат для параметров $T^* = 29.44 \pm 0.02$ К, $\nu = 0.64 \pm 0.06$ и $k_0 = (2.19 \pm 0.02) \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$ (рис. 2, кривая 2). При этом формула (2) описывает эксперимент в области $T > 30$ К, а отклонения от теоретической зависимости (2) в области $T_c < T < 30$ К могут быть связаны с образованием промежуточных спин-поляронных фаз, которые могут возникать при фазовом переходе парамагнетик–ферромагнетик [15] и (или) со спин-флуктуационными переходами. Таким образом, описание температурной зависимости обратной корреляционной длины у MnSi может быть получено в рамках различных моделей.

2. СПИН-ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ У MnSi

Для спин-флуктуационного перехода характерно резкое изменение характеристик спиновых флуктуаций [6]. Кроме того, недавно были обнаружены ступеньки на температурной зависимости ширины линии ЭПР, возникающие в системе спиновых поляронов при магнитных переходах [16], которые, таким образом, оказываются разновидностью СФП. Поэтому для выделения возможных особенностей удобно рассмотреть производные обратной корреляционной длины dk/dT и ширины линии ЭПР dW/dT по температуре. Наиболее подробное из известных на сегодняшний день исследований ЭПР у MnSi было выполнено в работе [11], где были найдены зависимости $dW/dT = f(T)$, которые используются в дальнейшем анализе. Температурная зависимость производной dk/dT была рассчитана по данным $k(T)$ из работы [5], приведенным на рис. 2.

Из сопоставления данных dk/dT и dW/dT видно, что у MnSi при определенных температурах наблюдается резкое изменение параметров спиновых флуктуаций, причем их амплитуда (ширина линии ЭПР) и пространственный масштаб (корреляционная длина) имеют особенности при

практически совпадающих температурах (рис. 3). Такое соответствие данных указывает на то, что в рассматриваемом диапазоне параметров температура – магнитное поле у MnSi происходит несколько СФП, причем отвечающие им границы на магнитной фазовой диаграмме (рис. 1) вертикальны. Отметим, что для $B \leq 2$ Тл фазовая граница, следующая из независимых данных по магнитосопротивлению [12], также оказывается вертикальной (линия А–А на рис. 1).

Прежде всего можно выделить (стрелка 1 на рис. 3) особенности при $T = 32$ К (скачок производной dW/dT и максимум dk/dT). Данный СФП 1 наблюдается в температурной области, где согласно [5] возникают геликоидальные флуктуации. Однако, в отличие от модельного описания [5], эксперимент показывает, что переход между ферромагнитными и геликоидальными (киральными) флуктуациями у MnSi идет путем резкой смены спин-флуктуационных характеристик и не является кроссовером.

Наиболее сильное изменение dW/dT и dk/dT и соответствующий ему СФП 2 происходят при $T = 30.5$ К, т.е. согласно [5] при $T = T_{MF}$ (стрелка 2 на рис. 3). Отметим, что с этой характерной температурой согласуется положение фазовой границы А–А (рис. 1), поскольку абсолютная точность нахождения минимума на температурной зависимости магнитосопротивления в работе [12] не превышала 0.5 К. Таким образом, переход, связанный с усилением взаимодействия геликоидальных флуктуаций, не является плавным, как это предполагалось в [5], а является типичным спин-флуктуационным переходом. Отметим, что особенности dW/dT и dk/dT при $T \sim T_{MF}$ означают наличие ступенек на температурных зависимостях $W(T)$ и $k(T)$ (в согласии с данными показанными на рис. 2 и температурной зависимостью ширины линии ЭПР, приведенной в работе [11]). Такие ступеньки являются характерной чертой магнитных переходов в системах спиновых поляронов [16].

При температуре $T = 29$ К, равной критической температуре T_c , в нулевом магнитном поле наблюдается скачок производной dW/dT (стрелка 3 на рис. 3). Разрыв dW/dT соответствует излому на кривой $W = f(T)$. Как было показано в [11], именно такая особенность ширины линии ЭПР соответствует спин-флуктуационному переходу внутри магнитоупорядоченной фазы. Поэтому магнитный переход при T_c , традиционно связываемый с появлением дальнего магнитного порядка, на самом деле является спин-флуктуационным переходом (СФП 3) в области существования спин-поляризованной фазы. Особая область на магнитной фазовой диаграмме MnSi между СФП2 и СФП3 выделена на рис. 1 розовым цветом. Следует отметить, что СФП 3, в отличие от

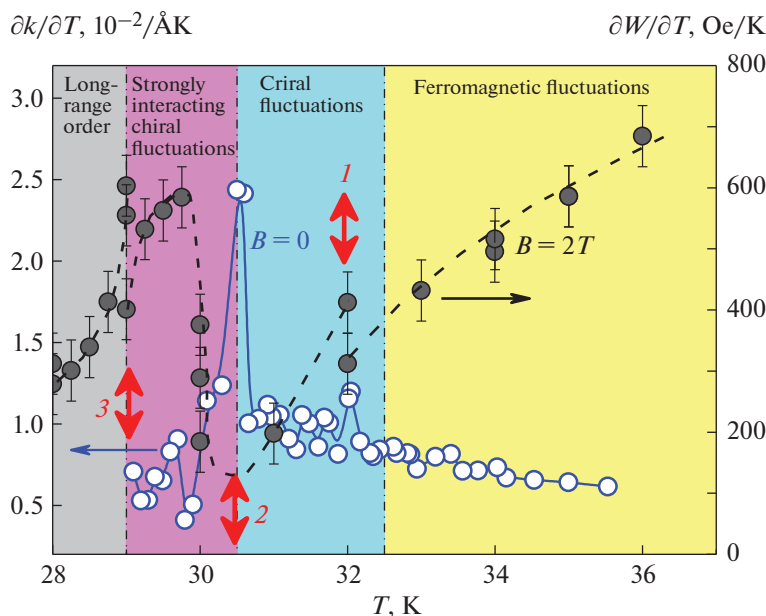


Рис. 3. Температурные зависимости производных обратной корреляционной длины $\partial k/\partial T$ и ширины линии ЭПР $\partial W/\partial T$ у MnSi (исходные экспериментальные данные взяты из работ [5, 11]). Обозначения флуктуационных областей, те же, что и на рис. 2. Стрелками 1–3 отмечены различные спин-флуктуационные переходы (см. текст).

низкотемпературного СФП, при $T \sim 15$ К, обнаруженного в [11], происходит во флуктуационной области в окрестности фазового превращения из парамагнитная фаза – спин-поляризованная фаза.

ВЫВОДЫ

Таким образом, мы показали, что плавная эволюция параметров спиновых флуктуаций, рассматриваемая как в стандартной теории магнитных фазовых переходов, так и в ее обобщении на случай геликоидальных магнетиков, нарушается присутствием спин-флуктуационных переходов, при которых резко изменяются амплитуда спиновых флуктуаций и их корреляционный радиус. В нулевом магнитном поле переходу при $T_c = 29$ К, обычно интерпретируемому как переход в геликоидальную магнитоупорядоченную фазу, предшествуют два спин-флуктуационных перехода, СФП 1 ($T_1 = 32$ К) и СФП 2 ($T_2 = 30.5$ К). В магнитном поле $B \sim 2$ Тл при температуре 29 К, совпадающей с T_c , обнаружен еще один спин-флуктуационный переход с параметрами, характерными для СФП внутри магнитоупорядоченной фазы. Полученные данные свидетельствуют о том, что при понижении температуры у MnSi при $T = T_1$ происходит СФП с появлением геликоидальных флуктуаций, а возникновение геликоидальной фазы ($B = 0$) или спин-поляризованной фазы ($B = 2$ Тл) происходит при $T = T_2$ и сопровождается спин-флуктуационным переходом. Выяснение природы СФП при $T = T_c$ требует про-

ведения дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Вонсовский С.В.* Магнетизм. М.: Наука, 1975. 1032 с.
2. *Chaikin P.M., Lubensky T.C.* Principles of Condensed Matter Physics. N.Y.: Cambridge University Press, 2000. 720 p.
3. *Moriya T.* Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism. Berlin: Springer-Verlag, 1985. 239 p.
4. *Бразовский С.А.* Фазовый переход изотропной системы в неоднородное состояние // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. С. 175–185.
5. *Janoschek M., Garst M., Bauer A., Krautscheid P., Georgii R., Böni P., Pfleiderer C.* Fluctuation-induced first-order phase transition in Dzyaloshinskii-Moriya helimagnets // Phys. Rev. B. 2013. V. 87. P. 134407 (1–16).
6. *Demishev S.V.* Electron Spin Resonance in Strongly Correlated Metals // Applied Magnetic Resonance. 2020. V. 53. P. 473–522.
7. *Penc K., Läuchli A.M.* Spin Nematic Phases in Quantum Spin Systems, in Introduction to Frustrated Magnetism, Chapter 13. Springer Series in Solid-State Sciences, V. 164. Eds. Lacroix C, Mendels P., Mila F. Berlin: Springer-Verlag, 2011. 682 p.
8. *Богословский Н.А., Петров П.В., Аверкиев Н.С.* Спин-флуктуационный переход в неупорядоченной модели Изинга // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. С. 383–390.
9. *Демисhev С.В.* Электронный парамагнитный резонанс и модифицированное уравнение Ландау-Лифшица в сильно коррелированных электронных системах с квантовыми флуктуациями маг-

- нитного момента // Доклады Российской академии наук. Физика и технические науки. 2021. Т. 499. С. 3–7.
10. Pappas C., Lelievre-Berna E., Falus P., Bentley P.M., Moskvina E., Grigoriev S., Fouquet P., Farago B. Chiral Paramagnetic Skyrmion-like Phase in MnSi // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. 197202 (1–4).
 11. Демисhev С.В., Самарин А.Н., Карасев М.С., Григорьев С.В., Семенов А.В. Спиновые флуктуации и спин-флуктуационный переход в магнитоупорядоченной фазе моносилицида марганца // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115. С. 717–723.
 12. Demishev S.V., Glushkov V.V., Lobanova I.I., Anisimov M.A., Ivanov V.Yu., Ishchenko T.V., Karasev M.S., Samarin N.A., Sluchanko N.E., Zimin V.M., Semeno A.V. Magnetic phase diagram of MnSi in the high-field region // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. P. 045131 (1–8).
 13. Corti M., Carbone F., Filibian M., Jarlborg Th., Nugroho A.A., Carretta P. Spin dynamics in a weakly itinerant magnet from ^{29}Si NMR in MnSi // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. P. 115111 (1–5).
 14. Lobanova I.I., Glushkov V.V., Sluchanko N.E., Demishev S.V. Macroscopic evidence for Abrikosov-type magnetic vortices in MnSi A-phase // Sci. Rep. 2016. V. 6. P. 22101 (1–7).
 15. Yu U., Min B.I. Magnetic-phase transition in the magnetic-polaron system studied with the Monte Carlo method: Anomalous specific heat of EuB_6 // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. P. 094413 (1–5).
 16. Shestakov A.V., Fazlizhanov I.I., Yatsyk I.V., Ibragimova M.I., Eremina R.M. Investigations of magnetic properties $\text{Hg}_{0.865}\text{Mn}_{0.135}\text{Te}$ by ESR method // IEEE Magnetics Letters. 2020. V. 11. P. 2503505 (1–5).

SPIN-FLUCTUATION TRANSITIONS IN MnSi ACCORDING TO ELECTRON PARAMAGNETIC RESONANCE AND NEUTRON SCATTERING

S. V. Demishev^{a,b}

^a Prokhorov General Physics Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

^b National Research University Higher School of Economics, Moscow, Russia

Presented by Academician of the RAS I.A. Scherbakov

An analysis of experimental data on low-temperature ($T < 40$ K) neutron scattering and electron paramagnetic resonance for a helicoidal magnet, manganese monosilicide, MnSi, has been carried out. It has been established that the smooth evolution of the parameters of spin fluctuations, considered both in the standard theory of magnetic phase transitions and in its generalization to the case of helicoidal magnets, is disturbed by the presence of spin fluctuation transitions (SFTs), in which the amplitude of spin fluctuations and their correlation radius change sharply. In a zero magnetic field, the transition at a temperature $T_c = 29$ K, which is usually interpreted as a transition to a helicoidal magnetically ordered phase, is preceded by two spin-fluctuation transitions with $T_1 = 32$ K and $T_2 = 30.5$ K. In a magnetic field of $B \sim 2$ T at a temperature of 29 K, coinciding with T_c , another spin-fluctuation transition with parameters characteristic of the SFT inside the magnetically ordered phase was discovered. It is shown that as the temperature decreases, MnSi at $T = T_1$ undergoes a SFT with the appearance of helicoidal fluctuations, while the appearance of a helicoidal phase ($B = 0$) or a spin-polarized phase ($B = 2$ T) occurs at $T = T_2$ and is accompanied by a spin-fluctuation transition.

Keywords: spin fluctuation transitions, spin fluctuations, electron paramagnetic resonance, neutron scattering, intermediate magnetic phases, Brazovskii scenario, manganese monosilicide