

Спиновые флуктуации и спин-флуктуационной переход в магнитоупорядоченной фазе моносилицида марганца

С. В. Демишев^{+*1)}, А. Н. Самарин⁺, М. С. Карасев⁺, С. В. Григорьев[×], А. В. Семенов⁺

⁺Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

^{*}Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

[×]Национальный исследовательский центр “Курчатовский Институт” –
Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова, 188300 Гатчина, Россия

Поступила в редакцию 18 апреля 2022 г.

После переработки 24 апреля 2022 г.

Принята к публикации 24 апреля 2022 г.

Монокристалл моносилицида марганца, MnSi, исследован методом высокочастотного (60 ГГц) электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). В температурном диапазоне 2–40 К получены наиболее подробные из известных на сегодняшний день температурные зависимости ширины линии и g -фактора, позволившие установить, что в спин-поляризованной фазе MnSi, образованной магнитными поляронами, в поле $B \sim 2$ Тл при $T_L \sim 15$ К возникает спин-флуктуационный переход, отвечающий изменению режима магнитных флуктуаций при температуре, существенно меньшей температуры перехода $T_c \sim 30$ К из парамагнитной ($T > T_c$) в магнитоупорядоченную фазу ($T < T_c$). Данный результат расширяет область применимости представления о спин-флуктуационных переходах, которые ранее рассматривались лишь для случая магнитных состояний, не обладающих дальним магнитным порядком. Обсуждается модель для описания параметров ЭПР в системе магнитных поляронов.

DOI: 10.31857/S1234567822110076, EDN: ilvbdu

1. Исследования моносилицида марганца, MnSi, методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) позволили значительно уточнить физическую картину магнитных свойств этого металла со спиральным магнитным упорядочением. Традиционно для описания статической магнитной восприимчивости MnSi применялась теория зонного магнетизма Морие [1], однако исследование спиновой динамики методом ЭПР показало, что магнитный момент не распределен по элементарной ячейке кристалла, а локализован на ионах марганца [2–4] и, согласно LDA расчетам [5] и экспериментальным данным [6], оказывается $\mu_{Mn} \sim (1.2–1.3)\mu_B$. При этом редуцицию магнитного момента насыщения до значений $\mu_S \sim 0.3–0.4\mu_B/Mn$ как в парамагнитной, так и в магнитоупорядоченной фазе можно связать с образованием состояний спин-поляронного типа, в которых локализованные магнитные моменты (ЛММ) марганца и зонных электронов направлены противоположно и компенсируют друг друга. При этом спин-поляронная модель позволяет количественно описать данные по температурным и полевым зависимостям намагниченности и дать

качественную интерпретацию наблюдаемой моды магнитного резонанса [6].

Однако возможности метода ЭПР не ограничены лишь информацией о величине ЛММ, участвующих в магнитных колебаниях. В сильно коррелированных электронных системах ширина резонансной линии несет информацию об амплитуде спиновых флуктуаций [4, 7–9] и, следовательно, электронный парамагнитный резонанс открывает возможности для прямого экспериментального исследования различных спин-флуктуационных явлений, в том числе спин-флуктуационных переходов (СФП) [4]. В общем случае под СФП понимается изменение характеристик спиновых флуктуаций под влиянием управляющего параметра (например, температуры), не связанное с установлением в системе магнитного порядка в результате спинового упорядочения. Наиболее известным СФП является переход в фазу спинового нематика [10], когда нарушается равенство амплитуд спиновых флуктуаций вдоль различных направлений без установления дальнего магнитного порядка. СФП типа спинового нематика был предсказан теоретически [10] и обнаружен экспериментально в антиферроквадрупольной фазе гексаборида церия, CeB₆, в том числе с помощью ЭПР [11, 12]. Инте-

¹⁾e-mail: demis@lt.gpi.ru

ресно, что СФП не сводятся к рассмотренному частному случаю спинового нематика. Например, в [12] был обнаружен СФП нового типа, связанный с изменением симметрии спиновых флуктуаций, который можно рассматривать как аналог ориентационного перехода в магнетиках [4, 12]. Существование СФП в модели Изинга на случайных центрах было установлено в недавней теоретической работе [13].

Спиральные магнетики типа MnSi являются перспективными объектами для поиска и исследования СФП. Известно, что спиральные флуктуации у MnSi существуют в достаточно протяженной области в парамагнитной фазе, в которой температура может превышать температуру перехода в спиральную фазу на несколько градусов [14]. В спиральных магнетиках – твердых растворах замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ на $B-T$ [15, 16] и $T-x$ [15, 17, 18] магнитных фазовых диаграммах экспериментально обнаружены так называемые промежуточные магнитные фазы. Исторически эти фазы рассматривались как области со специфическими спиновыми флуктуациями [19] или как неупорядоченные магнитные фазы с промежуточным (ближним) магнитным порядком, соответствующим упорядоченным областям размером 10–50 нм [20]. С точки зрения современной проблематики СФП “альтернативные” подходы к описанию промежуточных фаз [19, 20] представляют собой не более чем терминологическое различие. Действительно, уже в [20] было указано на тождество картины нейтронной дифракции в промежуточных фазах у $Mn_{1-x}Fe_xSi$ с дифракционными данными для классических жидких кристаллов. Это наблюдение полностью соответствует модели спинового нематика [10] и, следовательно, возникновение рассматриваемых промежуточных фаз следует связать со спин-флуктуационным переходом.

Отметим, что спин-флуктуационный подход был успешно применен для описания $T-x$ магнитной фазовой диаграммы $Mn_{1-x}Fe_xSi$ [18]. Модель [18] основана на идее о сосуществовании в системе двух типов спиновых флуктуаций: классических (CF), радиус которых расходится в точке перехода $T_S(x)$ в спиральную фазу S с дальним магнитным порядком $R_{CF} \sim (T - T_S)^\delta$, и квантовых (QF), радиус которых зависит от температуры по закону $R_{QF} \sim 1/T$ [21]. Предполагается, что промежуточные фазы возникают в результате СФП, когда R_{CF} и R_{QF} достигают критического значения R_c при понижении температуры, причем величина $R_c(x)$ определяется беспорядком в системе. Результаты моделирования $T-x$ магнитной фазовой диаграммы приведены на рис. 1а. Хорошее согласие модели с эксперименталь-

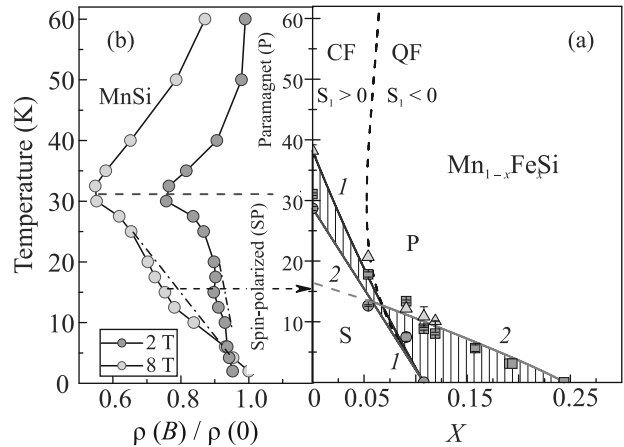


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Магнитная фазовая диаграмма твердых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ по данным [18, 23]. Точки – эксперимент, линии – теоретическая модель [18]. Обозначены спиральная фаза S и парамагнитная фаза P . Пунктирная линия в парамагнитной фазе соответствует спин-флуктуационному переходу между классическими (CF) и квантовыми (QF) флуктуациями. Линии 1 и 2 обозначают границы промежуточных фаз, возникающих из-за спин-флуктуационных переходов, связанных с классическими (линия 1) и квантовыми (линия 2) флуктуациями. (б) – Температурные зависимости магнитосопротивления у MnSi в фиксированных магнитных полях 2 и 8 Тл. Основной минимум магнитосопротивления соответствует границе между парамагнитной фазой (P) и спин-поляризованной фазой (SP) (по работе [3])

ными данными было достигнуто с помощью единственного подгоночного параметра, задающего энергетическую шкалу для квантовых флуктуаций [18]. В модели [18] возникает еще один СФП в парамагнитной фазе (P), разделяющий области, где выполняются условия $R_{CF} > R_{QF}$ (CF) и $R_{CF} < R_{QF}$ (QF). Существование такого СФП, отвечающего кроссоверу между спиновыми флуктуациями различной природы (пунктирная линия на рис. 1а), было экспериментально подтверждено данными по температурным зависимостям удельного сопротивления $\rho(T, x)$ [22] и результатами исследования аномального эффекта Холла [23]. В частности, в [23] было показано, что вследствие изменения характера магнитного рассеяния в выражении для пропорционального намагниченности M аномального вклада в холловское сопротивление $\rho_{aH} = S_1 \rho M$ коэффициент S_1 меняет знак при пересечении CF-QF границы (рис. 1а).

Все рассмотренные выше СФП отвечают изменению характера спиновых флуктуаций в фазах, в которых дальний магнитный порядок отсутствует (антиферроквадрупольная и парамагнитная фаза в

случае CeB_6 , и парамагнитная фаза у $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$), что полностью укладывается в теоретическую парадигму [10, 13]. Однако данные работы [3] позволяют предположить наличие СФП у MnSi внутри магнитоупорядоченной фазы. Согласно [3] минимум на температурной зависимости магнитосопротивления в фиксированном магнитном поле $\rho(B)/\rho(0)$ при $T_c \sim 30$ К точно соответствует переходу между парамагнитной фазой и спин-поляризованной фазой (области P и SP на рис. 1b, в SP фазе редуцированные магнитные моменты спиновых поляронов выстраиваются параллельно, образуя квазиферромагнитный порядок).

Интересно, что, помимо основного минимума на кривых $\rho(B)/\rho(0) = f(T)$, наблюдается дополнительный минимум при $T_L \sim 15$ К (рис. 1b). Природа этой аномалии до сих пор не получила объяснения, однако из данных рис. 1b видно, что данная температура удивительно хорошо соответствует характерному энергетическому масштабу квантовых флуктуаций, экстраполированному к значению $x = 0$ (чистый MnSi , зеленая пунктирная линия на рис. 1a). Таким образом, низкотемпературная особенность магнитосопротивления у MnSi может отражать изменение характера спиновых флуктуаций в спин-поляризованной фазе MnSi в результате некоторого СФП. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию этого вопроса.

2. Для количественного анализа спиновых флуктуаций у MnSi была использована оригинальная методика количественного анализа спектров ЭПР, успешно применявшаяся нами ранее в случае твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ и чистого моносицида марганца [2–4]. Эксперименты были выполнены на частоте ~ 60 ГГц в температурном диапазоне 2–40 К в магнитном поле B до 8 Тл. Акцент был сделан на получение максимально подробных данных, для чего в указанном интервале было записано порядка 200 спектров и получено соответствующее количество экспериментальных точек для температурных зависимостей ширины линии $W(T)$ и g -фактора $g(T)$. Насколько нам известно, эти данные являются наиболее подробными из известных в литературе, в том числе по сравнению с результатами, сообщавшимися в более ранних работах [2–4]. Для исследования были выбраны монокристаллы MnSi с правосторонней кристаллографической киральностью, идентичные исследованным ранее в [24]. Контроль качества монокристаллов осуществлялся рентгенографически и по данным нейтронного рассеяния [24]. Отсутствие нарушения стехиометрии проверялось с помощью рентгенофазового ана-

лиза. В ЭПР-экспериментах магнитное поле было направлено вдоль кристаллографического направления [100].

3. Типичные спектры ЭПР, полученные в настоящей работе, аналогичны опубликованным ранее в [2–4]. На частоте ~ 60 ГГц резонансное поле составляет ~ 2 Тл (вставка на рис. 2a). Для такого поля спиральный магнитный порядок подавлен и единственный магнитный переход, известный из литературы, – это переход P-SP между парамагнитной и спин-поляризованной фазами [3].

Рассмотрим вначале температурную зависимость ширины линии. При понижении температуры ширина линии вначале убывает, а затем в области $T < 25$ К наблюдается значительный низкотемпературный рост $W(T)$: при уменьшении температуры от $T = 25$ К до $T = 2$ К ширина линии увеличивается более чем в два раза (рис. 2a). Обращает на себя внимание наличие двух дополнительных особенностей на кривой $W(T)$. При 29.6 К наблюдается резкое изменение ширины линии (особенность A на рис. 2a). Ранее аналогичное резкое изменение параметра W наблюдалось в магнитном полупроводнике $\text{Hg}_{0.865}\text{Mn}_{0.135}\text{Te}$ при температурах, отвечающих различным магнитным переходам в системе спиновых поляронов [25]. Поэтому, с учетом данных по магнитной фазовой диаграмме MnSi , полученным ранее, скачок ширины линии ЭПР естественно связать с P-SP фазовой границей $T_c = 29.6$ К, поскольку данный магнитный переход отвечает образованию спиновых поляронов в SP фазе. Интересно, что в окрестности особенности A производная $\partial W/\partial T$ демонстрирует λ -аномалию (рис. 2b).

Помимо рассмотренного выше скачка ширины линии, на кривой $W(T)$ можно выделить аномальную точку B при $T \sim T_L \approx 15$ К. При этой температуре достоверно регистрируется излом кривой $\partial W/\partial T = f(T)$ (рис. 2b). Кроме того, особенности B соответствует локальный максимум производной ширины линии по температуре, однако его амплитуда сопоставима с величиной ошибки вычисления $\partial W/\partial T$ из экспериментальных данных и существенно меньше амплитуды аномалии в точке A (рис. 2b). Таким образом, данные ЭПР свидетельствуют о том, что в области температур, где у MnSi ожидается спин-флуктуационный переход внутри SP фазы, действительно происходит изменение характера спиновых флуктуаций.

Наблюдаемая немонотонная зависимость $W(T)$ (рис. 2a) также является весьма нетривиальной. Действительно, для сильно коррелированного металла, такого как MnSi , в парамагнитной фазе ожида-

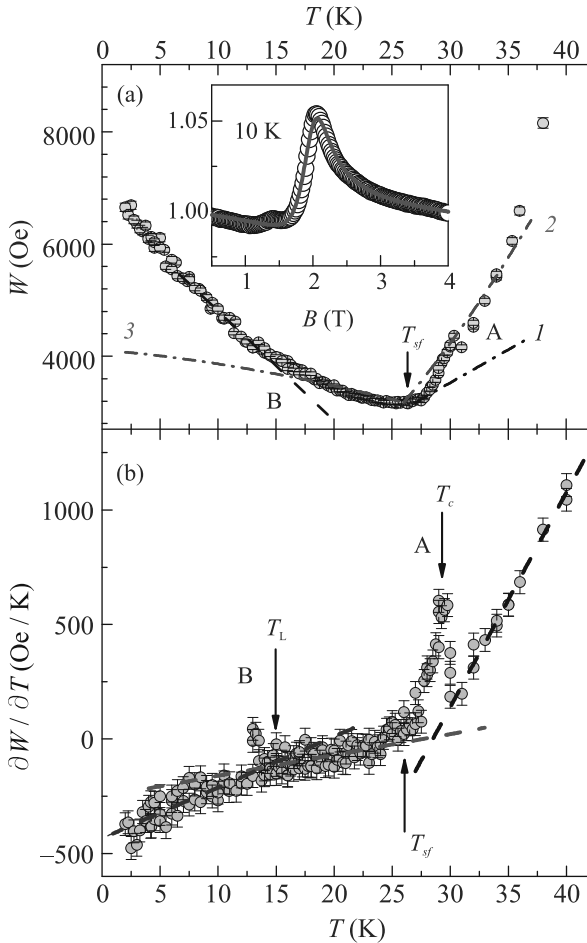


Рис. 2. (Цветной онлайн) Температурные зависимости ширины линии ЭПР W (a) и производной $\partial W/\partial T$ (b). Буквами обозначены особенности $W(T)$: скачок (A) и излом (B). На панели (a): точки – эксперимент, 1–3 – теоретические зависимости (см. текст). Стрелки обозначают различные характерные температуры (см. текст). На панели (b): точки – производная, вычисленная по экспериментальным данным, пунктирные линии на панели отображают качественное изменение производной $\partial W/\partial T$ в различных температурных интервалах. На вставке к панели приведен пример спектра ЭПР при $T = 10$ К. Точки – эксперимент, сплошная линия – описание данных в рамках модели [4], из которой были получены данные по ширине линии и g -фактору

ся корринговский тип спиновой релаксации, когда $W(T) \sim 1/\chi(T)$, где χ – магнитная восприимчивость [9]. Так как магнитная восприимчивость растет по мере приближения к точке перехода в квазиферромагнитную спин-поляризованную фазу, то ширина линии должна убывать, что и наблюдается экспериментально (рис. 2a). При этом $\chi(T)$ задается законом Кюри–Вейсса и, следовательно, должна наблюдаться зависимость ширины линии вида $W(T) \sim$

$\sim 1/\chi(T) \sim T - T_c$. Однако вычисление производной $\partial W/\partial T$ показывает, что эта величина в парамагнитной области $T > T_c$ не является константой, а линейна по температуре (рис. 2b). В результате ширина линии $W(T)$ в парамагнитной фазе MnSi квадратично зависит от температуры, и стандартный корринговский механизм спиновой релаксации в области $T > T_c$ может рассматриваться для описания экспериментальных данных лишь на качественном уровне. Следует отметить, что убывание ширины линии при понижении температуры продолжается и в области $T < T_c$ вплоть до точки минимума $W(T)$ при $T_{sf} \approx 26$ К (рис. 2a). Если оставаться в рамках “корринговской парадигмы”, то необходимо предположить, что у MnSi корреляции в магнитной подсистеме ослаблены во всей области $T > T_{sf}$, а не только при $T > T_c$ в парамагнитной фазе.

Такое предположение, очевидно, несправедливо для магнитной подсистемы, образованной обычными ЛММ, однако может иметь смысл для системы спиновых поляронов. Известно, что процесс формирования спин-поляронной фазы (SP фаза у MnSi) может иметь сложный многостадийный характер и сопровождаться изменением характеристик спиновых поляронов [26]. Поэтому температура образования спиновых поляронов T_c и температура, при которой магнитные корреляции усиливаются T_{sf} , могут отличаться.

В рамках спин-поляронной модели [2, 3] представляет интерес возможное количественное описание ширины линии ЭПР, для чего необходимо учесть вклад спиновых флуктуаций. Для спин-поляронных состояний флуктуации магнитного момента обусловлены переходами электронов из квазисвязанных состояний в окрестности ЛММ Mn в зонные состояния. Электронная природа спиновых флуктуаций позволяет предположить [2], что перспективным для решения поставленной задачи может оказаться теория Мории [1], в которой получено следующее модельное выражение для амплитуды спиновых флуктуаций $S_L(T)$ в системе с ферромагнитными корреляциями:

$$S_L(T)^2 = S_L(T_{sf})^2 \cdot T/T_{sf} \text{ при } T \geq T_{sf}, \quad (1)$$

$$S_L(T)^2 = S_L(T_{sf})^2 \cdot [1 + 2(1 - (T/T_{sf})^{4/3})/3] \text{ при } T < T_{sf}. \quad (2)$$

Легко видеть, что $S_L(T)$, задающаяся формулами (1)–(2), имеет минимум при характерной температуре T_{sf} , которую мы интерпретировали как температуру упорядочения спиновых флуктуаций в спин-поляронном состоянии. При

этом спин-флуктуационный вклад в магнитную восприимчивость, согласно [1] обратно пропорционален квадрату амплитуды спиновых флуктуаций $\chi(T) \sim 1/S_L(T)^2$. Отметим, что немонотонная теоретическая зависимость $S_L(T)$ качественно согласуется с экспериментальными данными $W(T)$.

Поэтому для стандартного корринговского механизма при $T > T_{sf}$ согласно формуле (1) по-прежнему будет иметь место линейная зависимость ширины линии ЭПР от температуры $W(T) \sim 1/\chi(T) \sim S_L(T)^2 \sim T$, которая плохо согласуется с экспериментом (кривая 1 на рис. 2а). Исправить ситуацию может стандартная перенормировка ширины линии некоторым быстрым процессом с характерным временем τ , изменяющим характер фазовой когерентности при резонансе [27]: $\tilde{W}(T) = W(T)^2\tau$. Тогда при определенных условиях можно ожидать модифицированного корринговского закона $W(T) \sim 1/\chi(T)^2 \sim S_L(T)^4 \sim T^2$. Данная оценка для экспериментальных значений T_{sf} и $W(T_{sf})$, отвечающих минимуму зависимости $W(T)$, демонстрирует удовлетворительное согласие с экспериментом при $T < T_c$ (рис. 2а, кривая 2). Отметим, что альтернативный вариант интерпретации квадратичной зависимости был предложен в [8], где этот эффект связывается с релаксацией квазичастиц в системах с тяжелыми фермионами, к которым можно отнести и моносилцид марганца (согласно [28] эффективная масса электронов у MnSi в рассматриваемой области температур оказывается порядка 10 масс свободного электрона).

В области $T < T_{sf}$ система спиновых поляронов упорядочена и формулы корринговского типа $W(T) \sim 1/\chi(T)$ или $W(T) \sim 1/\chi(T)^2$ неприменимы. Если ΔM – амплитуда флуктуаций намагниченности вдоль внешнего поля, то в отсутствие корреляций между флуктуациями частоты спиновой прецессии и намагниченности можно использовать соотношение $W(T) = \Delta M/(\partial M/\partial B) \sim S_L(T)$ [7]. Видно, что данная аппроксимация хорошо согласуется с экспериментом вплоть до $T_L \sim 15$ К (рис. 2б, кривая 3). При этом в низкотемпературной области $T < T_L$ возникает дополнительное уширение линии, которое нельзя описать с помощью модельной функции $S_L(T)$ при $T < T_{sf}$ (формула (2)). В этой же области температур наблюдается изменение зависимости $\partial W/\partial T = f(T)$ (рис. 2б). Таким образом, и экспериментальные данные, и их теоретический анализ согласуются с представлением об изменении характера спиновых флуктуаций в окрестности температуры предполагаемого низкотемпературного спин-флуктуационного перехода у MnSi.

Перейдем теперь к анализу температурной зависимости g -фактора. В случае сильно коррелированных металлов, обладающих широкими линиями ЭПР, точность определения данного параметра ниже по сравнению с точностью определения ширины линии. Причина этого заключается в том, что в рассматриваемом случае для описания формы линии поглощения необходимо использовать сложную функцию комплексных компонент тензора магнитной проницаемости, и, в результате, нельзя корректно найти g -фактор по положению максимума поглощения при резонансе [4]. В настоящей работе для нахождения характеристик ЭПР использовалась методика [2–4], которая, в общем случае, предполагает использование трех подгоночных параметров: осциллирующей намагниченности, ширины линии (параметра спиновой релаксации) и g -фактора (гиромангнитного отношения). Отметим, что экспериментальная форма линии, которая при анализе аппроксимируется теоретической функцией эффективной магнитной проницаемости, зависит от процедуры абсолютной калибровки данных ЭПР [4]. При этом существенным оказывается корректный учет базовой линии, методика безмодельного учета которой приведена в [4]. Отметим, что в случае MnSi наиболее точно определяется именно ширина линии, а для g -фактора может возникнуть дополнительная погрешность, связанная с выбором базовой линии.

Анализ ЭПР у MnSi и $Mn_{1-x}Fe_xSi$, выполненный нами ранее, позволил установить, что осциллирующая часть намагниченности, определяющая форму линии ЭПР, совпадает со статической намагниченностью образца [3, 4]. Поскольку этот параметр может быть определен независимо, то для нахождения $W(T)$ и $g(T)$, в отличие от [2–4], в настоящей работе мы использовали двухпараметрические аппроксимации, что позволило существенно уменьшить погрешность нахождения этих величин. Кроме того, при расчетах особое внимание было уделено более точно по сравнению с [2, 3] учету базовой линии и устранению связанных с этим систематических ошибок, повлиявших на данные $g(T)$, приведенные в предшествующих публикациях [2–4].

Полученные “исправленные” температурные зависимости $g(T)$ и производной $\partial g/\partial T = f(T)$ (рис. 3) согласуются с представлением об определяющей роли спиновых флуктуаций в генезисе низкотемпературных динамических магнитных свойств MnSi. Из рис. 3а видно, что g -фактор при понижении температуры вначале возрастает, проходит через максимум при $T \sim 5$ К, а затем в области $T < 5$ К начинает уменьшаться. При этом особенность А

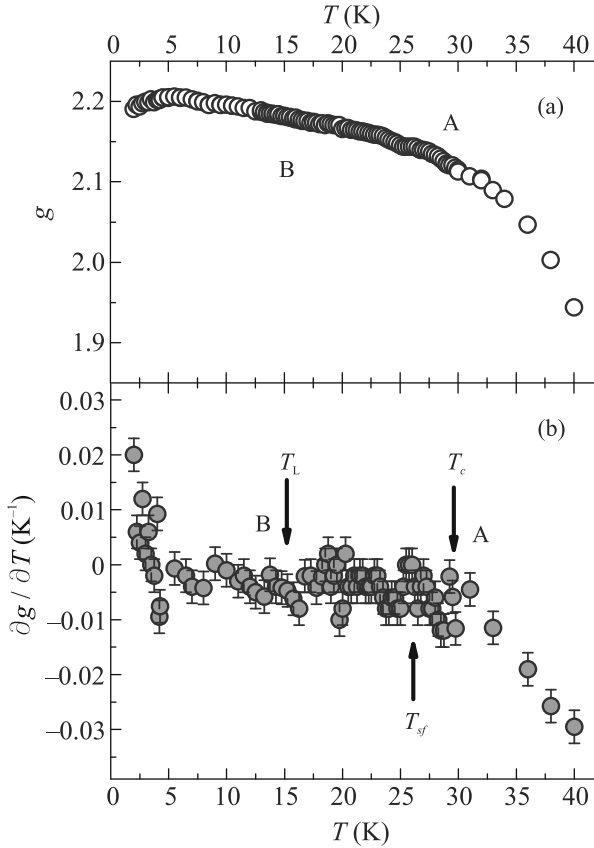


Рис. 3. (Цветной онлайн) Экспериментальные температурные зависимости g -фактора (а) и производной $\partial g/\partial T$ (б). Отмечены особенности и характерные температуры, следующие из температурной зависимости ширины линии ЭПР (обозначения те же, что и на рис. 2)

(переход P-SP) проявляется в виде излома кривой $\partial g/\partial T = f(T)$ (рис. 3б), в то время как в пределах погрешности особенность В (ожидаемый при T_L спин-флуктуационный переход) никак не выделена на температурных зависимостях $g(T)$ и $\partial g/\partial T$ (рис. 3). Отметим, что с характерной температурой минимума ширины линии ЭПР T_{sf} также нельзя связать какие-либо явно выраженные изменения на температурной зависимости g -фактора или его производной.

Начальный участок роста g -фактора при понижении температуры в области $T > T_c$ естественно связать с изменением локального поля в окрестности иона марганца в парамагнитной фазе вследствие изменения экранировки ЛММ зонными электронами, которое предшествует образованию спиновых поляронов. Для оценки эффективного значения g -фактора спинового полярона g_S в пределе $T \rightarrow 0$ можно использовать результаты для двухподре-

точного ферримагнетика [29] с учетом конфигурации противоположно направленных магнитных моментов электронов μ_e и ЛММ марганца μ_{Mn} в спин-поляронном состоянии [6]:

$$g_S = \frac{g_e \mu_e n_e - g_{Mn} n_{Mn}}{\mu_e n_e - \mu_{Mn} n_{Mn}} \approx g_{Mn} \frac{g_e \mu_{Mn} / g_{Mn} \mu_e - 1}{\mu_{Mn} / \mu_e - 1}. \quad (3)$$

Здесь n_e и n_{Mn} – число электронов и ЛММ в спиновом поляроне соответственно. В формуле (3) мы использовали соотношение $n_e/n_{Mn} \approx (\mu_{Mn}/\mu_e)^2$ полученное в [6] как условие стабильности спинового полярона. Для оценки примем, что g -фактор электронов $g_e \approx 2$, а для g -фактора Mn используем высокотемпературное значение в парамагнитной фазе $g_{Mn} \approx 1.9$ (рис. 3а). Тогда для $\mu_e = \mu_B$ и $\mu_{Mn} = 1.3\mu_B$ [6] с помощью формулы (3) находим $g_S(T \rightarrow 0) \approx 1.23g_{Mn} \sim 2.3$. Таким образом, в SP фазе, в которой образуются спин-поляронные состояния при $T < T_c$, естественно ожидать возрастания g -фактора при понижении температуры в соответствии с наблюдаемым поведением (рис. 3а). При этом наша численная оценка $g_{SP}(T \rightarrow 0) \sim 2.3$ также разумно согласуется с экспериментом.

Наблюдаемое при $T < 5$ К уменьшение g -фактора (рис. 3а), во-первых, указывает на наличие дополнительного специфического вклада в $g(T)$. Во-вторых, уменьшение $g(T)$ возникает в области, в которой изменяется зависимость $W(T)$, что также можно связать с дополнительным вкладом в ширину линии. Такое поведение согласуется с предсказаниями работы [7], в которой было показано, что учет квантовых флуктуаций магнитного момента приводит к перенормировке параметров в уравнении Ландау–Лифшица, в результате чего изменяется и ширина линии ЭПР, и поле резонанса. При этом квантовые спиновые флуктуации одновременно увеличивают W и уменьшают g , что находится в качественном согласии с результатами эксперимента (рис. 2, 3).

4. Таким образом, совокупность ЭПР-данных $W(T)$ и $g(T)$ согласуется с представлением о СФП при $T_L \sim 15$ К, связанном с квантовыми флуктуациями, как это и предполагалось по результатам работ [3, 18, 23] (рис. 1). Результаты исследования ЭПР, полученные в настоящей работе, подтверждают возможность существования СФП в магнитоупорядоченной (спин-поляризованной) фазе у MnSi, что существенно расширяет область применимости концепции спин-флуктуационных переходов, которые ранее рассматривались лишь для случая магнитных состояний, не обладающих дальним магнитным порядком. По-видимому, теоретические и экспериментальные исследования различных спин-флуктуационных

переходов могут оказаться одной из точек роста в современной физике магнитных явлений.

1. T. Moriya, *Spin fluctuations in itinerant electron magnetism*, Berlin, Heidelberg, N.Y., Tokyo, Springer-Verlag (1985).
2. С. В. Демишев, А. В. Семенов, А. В. Богач, В. В. Глушков, Н. Е. Случанко, Н. А. Самарин, А. Л. Чернобровкин, *Письма в ЖЭТФ* **93**(4), 213 (2011).
3. S. V. Demishev, V. V. Glushkov, I. I. Lobanova, M. A. Anisimov, V. Yu. Ivanov, T. V. Ishchenko, M. S. Karasev, N. A. Samarina, N. E. Sluchanko, V. M. Zimin, and A. V. Semenov, *Phys. Rev. B* **85**, 045131 (2012).
4. S. V. Demishev, *Applied Magnetic Resonance* **51**, 473 (2020).
5. M. Corti, F. Carbone, M. Filibian, Th. Jarlborg, A. A. Nugroho, and P. Carretta, *Phys. Rev. B* **75**, 115111 (2007).
6. S. V. Demishev, T. V. Ishchenko, and A. N. Samarina, *Low Temp. Phys.* **41**, 971 (2015).
7. S. V. Demishev, *Dokl. Phys.* **66**, 187 (2021).
8. P. Wölfle and E. Abrahams, *Phys. Rev. B* **80**, 235112 (2009).
9. P. Schlottmann, *Phys. Rev. B* **79**, 045104 (2009).
10. K. Penc and A. M. Läuchli, in *Introduction to Frustrated Magnetism*, Springer Series in Solid-State Sciences, ed. by C. Lacroix, P. Mendels, and F. Mila, Springer-Verlag, Berlin (2011), v. 164, p. 331.
11. A. V. Semenov, M. I. Gilmanov, A. V. Bogach, V. N. Krasnorussky, A. N. Samarina, N. A. Samarina, N. E. Sluchanko, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, V. V. Glushkov, and S. V. Demishev, *Sci. Rep.* **6**, 39196 (2016).
12. S. V. Demishev, V. N. Krasnorussky, A. V. Bogach, V. V. Voronov, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, V. V. Glushkov, and N. E. Sluchanko, *Sci. Rep.* **7**, 17430 (2017).
13. Н. А. Богословский, П. В. Петров, Н. С. Аверкиев, *Письма в ЖЭТФ* **114**(6), 383 (2021).
14. C. Pappas, E. Lelievre-Berna, P. Falus, P. M. Bentley, E. Moskvin, S. Grigoriev, P. Fouquet, and B. Farago, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 197202 (2009).
15. A. Bauer, A. Neubauer, C. Franz, W. Münzer, M. Garst, and C. Pfleiderer, *Phys. Rev. B* **82**, 064404 (2010).
16. A. Bauer and C. Pfleiderer, *Phys. Rev. B* **85**, 214418 (2012).
17. S. V. Grigoriev, E. V. Moskvin, V. A. Dyadkin, D. Lamago, T. Wolf, H. Eckerlebe, and S. V. Maleyev, *Phys. Rev. B* **83**, 224411 (2011).
18. S. V. Demishev, I. I. Lobanova, V. V. Glushkov, T. V. Ischenko, N. E. Sluchanko, V. A. Dyadkin, N. M. Potapova, and S. V. Grigoriev, *Pis'ma v ZhETF* **98**(12), 933 (2013).
19. M. Janoschek, M. Garst, A. Bauer, P. Krautscheid, R. Georgii, P. Böni, and C. Pfleiderer, *Phys. Rev. B* **87**, 134407 (2013).
20. S. V. Demishev, I. I. Lobanova, A. V. Bogach, V. V. Glushkov, V. Yu. Ivanov, T. V. Ischenko, N. A. Samarina, N. E. Sluchanko, S. Gabani, E. Čížmar, K. Flachbart, N. M. Chubova, V. A. Dyadkin, and S. V. Grigoriev, *Pis'ma v ZhETF* **103**(5), 365 (2016).
21. S. Sachdev, *Quantum Phase Transitions*, 2nd ed., Cambridge University Press, Cambridge (2011).
22. С. В. Демишев, В. В. Глушков, С. В. Григорьев, М. И. Гильманов, И. И. Лобанова, А. Н. Самарин, А. В. Семенов, Н. Е. Случанко, *УФН* **186**(6), 628 (2016).
23. V. V. Glushkov, I. I. Lobanova, V. Yu. Ivanov, V. V. Voronov, V. A. Dyadkin, N. M. Chubova, S. V. Grigoriev, and S. V. Demishev, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 256601 (2015).
24. S. V. Grigoriev, D. Chernyshov, V. A. Dyadkin, V. Dmitriev, E. V. Moskvin, D. Lamago, Th. Wolf, D. Menzel, J. Schoenes, S. V. Maleyev, and H. Eckerlebe, *Phys. Rev. B* **81**, 012408 (2010).
25. A. V. Shestakov, I. I. Fazlizhanov, I. V. Yatsyk, M. I. Ibragimova, and R. M. Eremina, *IEEE Magn. Lett.* **11**, 2503505 (2020).
26. U. Yu and B. I. Min, *Phys. Rev. B* **74**, 094413 (2006).
27. Ч. Киттель, *Введение в физику твердого тела*, Наука, М. (1978), с. 606.
28. F. P. Mena, D. van der Marel, A. Damascelli, M. Fath, A. A. Menovsky, and J. A. Mydosh, *Phys. Rev. B* **67**, 241101(R) (2003).
29. R. K. Wangsness, *Phys. Rev.* **91**, 1085 (1953).