

## Является ли MnSi зонным магнетиком? Результаты ЭПР-эксперимента

С. В. Демишев<sup>1)</sup>, А. В. Семенов, А. В. Богач, В. В. Глушков, Н. Е. Случанко, Н. А. Самарин, А. Л. Чернобровкин

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 141700 Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 октября 2010 г.

После переработки 20 января 2011 г.

У монокристаллов моносилицида марганца, MnSi, исследован высокочастотный (60 ГГц) электронный парамагнитный резонанс. Измерения, выполненные в диапазоне температур 4.2–300 К в магнитном поле до 70 кЭ позволили установить, что магнитный резонанс у MnSi обусловлен локализованными магнитными моментами гейзенберговского типа, обладающими слабо зависящим от температуры  $g$ -фактором,  $g \sim 1.9–2$ . В то же время найдено, что ширина линии ЭПР обусловлена спиновыми флуктуациями и в широком температурном интервале  $4.2 < T < 60$  К может быть количественно описана в рамках теории Морие с помощью функции  $S_L(T)$ . Обнаруженные расхождения с моделью слабого зонного магнетика, традиционно используемой для описания магнитных свойств MnSi, указывают на возможную спин-поляронную природу необычных магнитных свойств этого сильно коррелированного металла.

1. Первая волна интереса к необычным физическим свойствам моносилицида марганца, MnSi, возникла в конце 70-х – начале 80-х годов прошлого века в связи с экспериментальными и теоретическими исследованиями слабых зонных магнетиков. В классической монографии [1] MnSi рассматривается в качестве важного экспериментального примера, подтверждающего теорию Морие. В рамках этого подхода была не только интерпретирована магнитная фазовая диаграмма MnSi (рис.1), но и объяснены особенности его магнитных свойств [2–4]. Согласно [1, 2], в нулевом магнитном поле  $H = 0$  при  $T_C = 29$  К происходит геликоидальное упорядочение спиновой плотности (рис.1) с периодом спирали 18 нм, а для области  $T < T_C$  увеличение  $H$  приводит вначале к переходу из геликоидального состояния в коническое при  $H \sim 1$  кЭ, а затем из конического – в ферромагнитное состояние при  $H \sim 6$  кЭ (рис.1). При этом для  $T = 0$  величина спиновой плотности в расчете на формульную единицу MnSi составляет  $S_L(0) = 0.4\mu_B$  [1–4], и в литературе эта величина часто рассматривается как амплитуда локализованного магнитного момента  $\mu(0) = S_L(0)$  на ионе марганца. В области  $T > T_C$  для магнитной восприимчивости MnSi выполняется закон Кюри-Вейсса ферромагнитного типа  $\chi = C/(T - T_C)$  [1–5], соответствующий эффективному магнитному моменту  $\mu_{\text{eff}} = (1.4–2.2)\mu_B$  [3–5]. Такое отличие  $\mu_{\text{eff}}$  от  $\mu(0)$  является типичным для слабых зонных магнетиков, однако следует подчеркнуть, что, согласно теории Морие [1], параметр  $\mu_{\text{eff}}$  не имеет физического смысла и зависимость  $\chi(T)$  кюри-

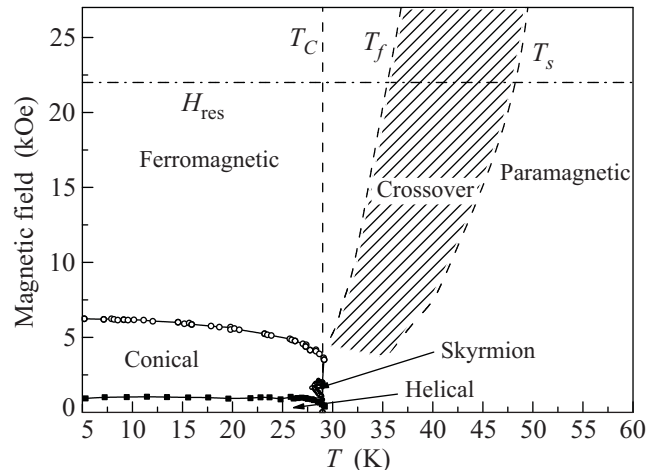


Рис.1. Магнитная фазовая диаграмма MnSi (по работам [2, 5, 12]). На диаграмме отмечены геликоидальная (Helical), коническая (Conical), скирмионная (Skyrmion), ферромагнитная (Ferromagnetic) и парамагнитная (Paramagnetic) фазы. Переходная область (Crossover) построена по результатам работы [5]. На диаграмме отмечено поле магнитного резонанса  $H_{\text{res}}$  в ЭПР-эксперименте, а также характерные температуры  $T_C$ ,  $T_s$  и  $T_f$  (см. текст)

вейссовского типа связана с увеличением амплитуды спиновых флуктуаций с температурой.

За последние 5–7 лет моносилицид марганца вновь оказался в центре внимания исследователей, главным образом в связи с проблематикой геликоидального упорядочения [6–8], квантовых критических явлений в условиях высокого давления [9, 10] и скирмионных состояний [11, 12]. Хотя, согласно современным представлениям, MnSi является одним из немногих объектов, где такие состояния реализуются

<sup>1)</sup> e-mail: demis@lt.gpi.ru

на эксперименте (рис.1), однако доказательства их существования до сих пор носят косвенный характер. Другим известным на сегодняшний день примером является геликоидальный магнетик  $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ , где недавно было осуществлено прямое электронно-микроскопическое наблюдение скирмионов [13].

Интересно, что скирмион, являющийся магнитным аналогом вихря Абрикосова в сверхпроводнике II рода, представляет собой “конструкцию” из локализованных магнитных моментов (ЛММ) гейзенберговского типа [14]. Поэтому появление скирмионов на магнитной фазовой диаграмме (рис.1) не вполне согласуется с традиционным пониманием  $\text{MnSi}$  как классического слабого зонного магнетика с сильными спиновыми флуктуациями [1]. В свете этой проблемы следует упомянуть результаты расчета магнитных свойств  $\text{MnSi}$  методом LDA [15], согласно которым спиновая плотность сосредоточена преимущественно на ионе Mn, а амплитуда магнитного момента на Si составляет 2–3% от магнитного момента Mn. При этом ЛММ на ионе Mn не зависит от магнитного поля вплоть до  $H \sim 1000$  кЭ, и его величина (вычисленная для экспериментального значения постоянной решетки) составляет  $\mu_{\text{Mn}} \approx 1.2\mu_B$  [15]. Таким образом, LDA-расчеты также свидетельствуют в пользу модели гейзенберговского типа, однако найденная величина ЛММ иона Mn оказывается в три раза больше наблюдаемой в магнитоупорядоченной фазе ( $\mu(0) = 0.4\mu_B$ ).

Трудности стандартного описания магнитных свойств  $\text{MnSi}$  были также отмечены в работе [16], где было показано, что данные по высокочастотной динамической проводимости этого соединения противоречат предсказаниям модели слабого зонного магнетизма.

Следует подчеркнуть, что, несмотря на многолетнюю историю исследования, у моносилицида марганца до сих пор не получили объяснения особенности перехода между парамагнитной и ферромагнитной фазами в магнитном поле. В эксперименте эта фазовая граница имеет размытый характер, причем широкой переходной области кроссовера  $T_f(H) < T < T_s(H)$  (рис.1) отвечает максимум магнитной восприимчивости. Такое поведение также затруднительно интерпретировать в рамках моделей зонного магнетизма.

По нашему мнению, выбор в пользу той или иной модели, наиболее адекватно описывающей магнитные свойства  $\text{MnSi}$ , может быть сделан на основании данных электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Действительно, в модели зонного магнетизма магнитные свойства определяются спиновыми флук-

туациями (амплитудой локальной спиновой плотности), поэтому именно эти характеристики должны описывать особенности физической картины ЭПР у  $\text{MnSi}$ . Насколько нам известно, такое сопоставление теории [1] и эксперимента до сих пор не проводилось, и настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию этого вопроса.

Отметим, что в литературе известна единственная работа [17], где исследовался ЭПР у  $\text{MnSi}$ . Авторы [17] справедливо отмечали нетривиальность наблюдения магнитного резонанса в зонном магнетике с сильными спиновыми флуктуациями, однако для интерпретации экспериментальных данных (в частности для объяснения модового состава в магнитоупорядоченной фазе) использовали модель взаимодействующих ЛММ гейзенберговского типа. При этом каких-либо физических аргументов в пользу возможности такого непоследовательного подхода в [17] приведено не было.

2. Измерения ЭПР у монокристаллов  $\text{MnSi}$  были выполнены на частоте 60 ГГц в температурном диапазоне 4.2–300 К в магнитном поле до 70 кЭ. Была применена методика исследования ЭПР, предложенная нами ранее в [18, 19] для исследования магнитных резонансов сильно коррелированных металлов  $\text{EuV}_6$  [18] и  $\text{CeV}_6$  [19]. Использование специальной геометрии резонаторных измерений позволило исключить влияние неоднородности магнитного поля и краевых эффектов на форму линии поглощения, а также дало возможность корректно учесть эффекты размагничивания [18, 19]. С этой целью для области параметров, отвечающих магнитному резонансу, с помощью сквид-магнитометра нами дополнительно измерялась намагниченность образца  $M$ . Для проведения процедуры абсолютной калибровки резонаторных измерений [18, 19] был выполнен совместный анализ данных резонансного магнитопоглощения и данных по полевым и температурным зависимостям магнитосопротивления (подробное описание процедуры нормировки на базовую линию и абсолютной калибровки линии поглощения и приводится в [18, 19]). Процедура абсолютной калибровки позволила применить методику количественного анализа формы линии ЭПР [18, 19], которая позволяет найти не только  $g$ -фактор и ширину линии, но и осциллирующую часть намагниченности, определяющую наблюдаемые магнитные колебания [18, 19]. Кроме того, форма линии анализировалась в рамках теории Дайсона, что позволило оценить характер спиновой диффузии в исследуемой системе [19].

При проведении экспериментов внешнее магнитное поле было ориентировано вдоль кристаллогра-

фического направления (110). Качество монокристаллов MnSi контролировалось с помощью рентгеноструктурного анализа, а также путем измерения температурных зависимостей проводимости и магнитной восприимчивости. Образцы, измерявшиеся в настоящей работе, были идентичны исследованным ранее в [9, 10] и имели при  $H = 0$  температуру перехода  $T_C = 29$  К.

3. Спектры пропускания резонатора с образцом показаны на рис.2. Видно, что в исследованной об-

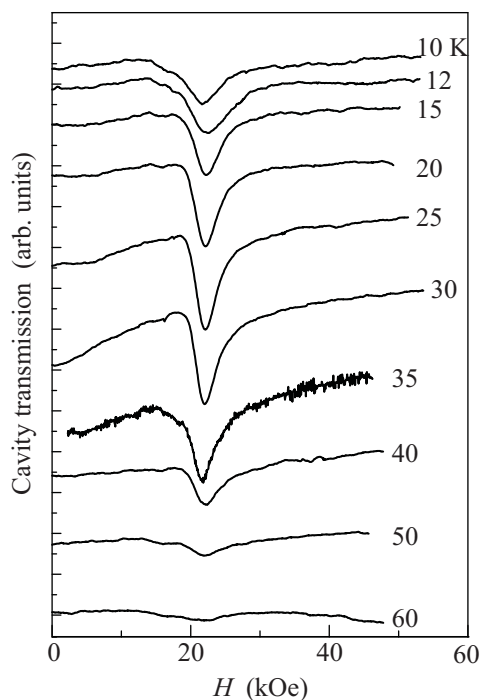


Рис.2. ЭПР у MnSi на частоте 60 ГГц при различных температурах

ласти параметров наблюдается одна линия дайсоновской формы, что является типичным для различных сильно коррелированных металлов [18–21]. Магнитный резонанс был зарегистрирован в температурном интервале 4.2–60 К, при этом амплитуда линии ЭПР вначале растет с температурой, а затем, при  $T > 30$  К, начинает уменьшаться (рис.2). Такое немотонное поведение у MnSi является следствием влияния двух противоположных факторов: роста магнитной восприимчивости при понижении температуры, обуславливающего увеличение сигнала ЭПР, и заметного возрастания проводимости для  $T < T_C$  [3], приводящего к уменьшению скин-слоя и, следовательно, к уменьшению доли объема образца, определяющего его динамический магнитный отклик. Отметим, что в области  $T > 70$  К амплитуда линии ЭПР

падает настолько сильно, что магнитный резонанс наблюдать не удается (рис.2).

Измерения в частотном диапазоне 40–100 ГГц показали, что частота резонанса в моносилициде марганца пропорциональна среднему магнитному полю внутри образца  $H_i = H_e - 4\pi M$  (здесь  $H_e$  – внешнее магнитное поле). Интересно, что хотя ЭПР исследовался в той области параметров, где скирмионная фаза отсутствует (рис.1), область резонансных магнитных полей оказывается весьма близкой к характерному полю скирмионной решетки  $H_{\text{eff}} \sim 25$  кЭ, определяющему топологический эффект Холла у MnSi [12]. Однако в наших экспериментах никаких признаков реального внутреннего поля указанной амплитуды обнаружено не было, поэтому  $H_{\text{eff}}$  следует рассматривать или как фиктивное поле, определяющее фазу Берри [12], или как поле, дающее некоторый вклад в полную намагниченность  $M$ , которая дает поправку к резонансному значению внешнего магнитного поля.

Рассмотрим результат анализа спектров ЭПР в рамках модели Дайсона. После нормировки на базовую линию, согласно методике [18, 19], кривые резонансного магнитопоглощения аппроксимировались теоретическими зависимостями в рамках модели Дайсона (типичный пример анализа формы линии приведен на рис.3а). Из сравнения экспериментальных данных с расчетом было оценено соотношение между временем спиновой релаксации  $T_2$  и временем спиновой диффузии  $T_D$ . Найдено, что лучше всего наблюдаемая форма линии ЭПР воспроизводится в случае  $T_2 \ll T_D$ , а в противоположном пределе,  $T_2 > T_D$ , теоретическая зависимость не позволяет описать экспериментальные данные. При этом следует иметь в виду, что уже при  $T_2 \sim T_D$  модель Дайсона удовлетворительно согласуется с экспериментом.

Таким образом, эффекты спиновой диффузии у MnSi не играют существенной роли, и элементарные осциллирующие магнитные диполи можно рассматривать как неподвижные. Однако сам по себе этот результат не позволяет сделать окончательных выводов о природе осциллирующего магнитного момента, поскольку в сильно коррелированных системах условие  $T_2 \leq T_D$  может отвечать как случаю обычного ЭПР на локализованных магнитных моментах, так и ЭПР на тяжелых носителях заряда [19, 20]. Так как для MnSi величина эффективной массы при низких температурах может быть оценена величиной  $m^* \sim 17m_0$  [16], то вклад в магнитный резонанс от зонных носителей нельзя исключить из рассмотрения только на основании того факта, что ЭПР-эксперимент “видит” осциллирующие магнитные диполи как пространственно локализованные.

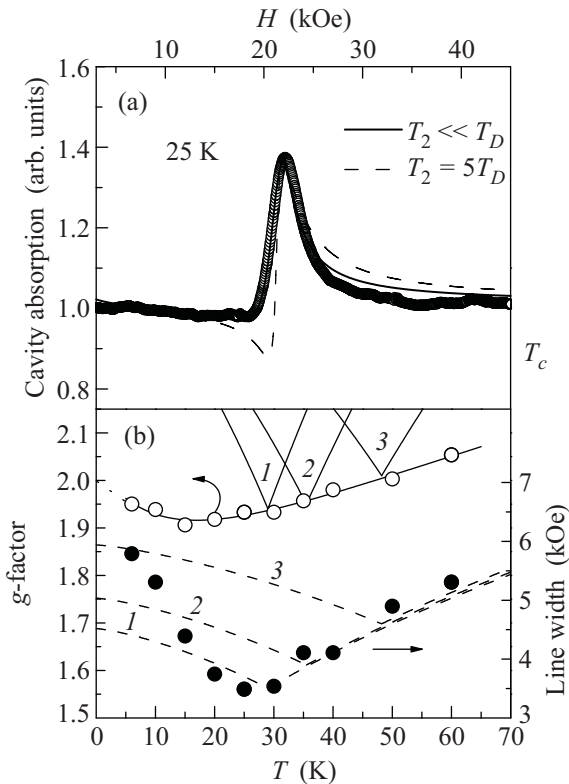


Рис.3. (а) Пример анализа формы линии ЭПР в рамках теории Дайсона (подробности в тексте). (б) Температурные зависимости  $g$ -фактора и ширины линии. Точки – эксперимент, теоретические кривые 1–3 для  $g(T)$  и  $W(T)$  соответствуют функции  $S_L(T)$  в теории Мории для температур  $T_C$ ,  $T_f$  и  $T_s$  соответственно

Отметим, что выполненный нами количественный анализ формы линии по методике [18, 19] показал, что для резонансного магнитного поля осциллирующая и полная статическая намагниченности образца совпадают в пределах экспериментальной погрешности  $\sim 3\%$ . Этот результат представляется вполне естественным в рамках теории Мории, когда следует ожидать осцилляций полной спиновой плотности в образце. При этом в модели гейзенберговского типа в намагниченность образца будут вносить вклад не только ЛММ, но и зонные электроны. Однако оценка с учетом температурной перенормировки эффективной массы [16] и данных по эффекту Холла [12] показывает, что в рамках гейзенберговской модели паулиевский вклад зонных электронов у MnSi не превышает 1–2% от полной намагниченности. Таким образом, учитывая погрешность анализа данных ЭПР, мы видим, что осциллирующая намагниченность не позволяет сделать однозначного выбора в пользу той или иной модели.

Проанализируем теперь температурные зависимости ширины линии и  $g$ -фактора, найденные из анализа формы линии ЭПР при различных температурах (рис.3б). Видно, что при понижении температуры ширина линии  $W$  вначале убывает, проходит через минимум в окрестности  $T_C$  и затем начинает увеличиваться в области  $T < T_C$ . Аналогичную температурную зависимость обнаруживает и  $g$ -фактор. При этом экстраполяция в области  $T > T_C$  дает для  $g(T = 0)$  значение 1.82, для  $T < T_C$  аналогичная процедура позволяет получить оценку  $g(T = 0) \approx 2$  (рис.3б).

Сопоставим теперь полученные результаты с моделью слабого зонного ферромагнетика. Одним из ключевых параметров в теории Мории [1] является функция  $S_L(T)$ :

$$S_L(T)^2 = S_L(T_C)^2 \cdot T/T_C (T \geq T_C), \quad (1)$$

$$S_L(T)^2 = S_L(T_C)^2 \cdot \left[ 1 + \frac{2}{3} f(T/T_C) \right] (T < T_C), \quad (2)$$

где  $f(x) = 1 - x^\alpha$  и  $\alpha = 4/3$  для случая магнетика с ферромагнитным взаимодействием [1]. Как следует из формулы (1), величина  $S_L(T)$  имеет минимум при  $T = T_C$ , и при этом выполняется известное соотношение  $S_L(T_C)^2 = (3/5)S_L(0)^2$  [1]. Согласно [1], функция  $S_L(T)^2$  интерпретируется двояко: как средний квадрат амплитуды спиновой плотности или как квадрат амплитуды спиновой флуктуации. Поэтому, если рассматривать  $S_L(T)$  как спиновую плотность, можно предположить, что амплитуда осциллирующего магнитного диполя будет порядка  $\mu \sim S_L(T)$ . В то же время в сильно коррелированных системах спиновые флуктуации определяют ширину линии магнитного резонанса [18–21], поэтому можно ожидать, что  $W \sim S_L(T)$ . Таким образом, представляет интерес сопоставление температурных зависимостей ширины линии  $W(T)$  и  $g$ -фактора  $g(T) \sim \mu(T)$  с теоретической зависимостью (1), (2).

При анализе данных в (1), (2) необходимо подставить экспериментальное значение  $T_C$ , отвечающее точке магнитного перехода. В ЭПР-эксперименте в поле резонанса  $H_{\text{res}}$  переход между ферромагнитной и парамагнитной фазами размыт (рис.1), и *a priori* не очевидно, какая характерная температура должна фигурировать в выражении для  $S_L(T)$ . Для оценки мы использовали как экспериментальное значение температуры Кюри  $T_C$ , так и характерные температуры  $T_s(H_{\text{res}})$  и  $T_f(H_{\text{res}})$ , которые ограничивают область кроссовера (рис.1). Если температура магнитного перехода задана, то должны выполняться очевидные соотношения  $g(T) = g(T_C)S_L(T)/S_L(T_C)$  или (и)  $W(T) = W(T_C)S_L(T)/S_L(T_C)$ . Так как величины

$g(T_C)$  и  $W(T_C)$  известны из эксперимента, то аппроксимация данных  $g(T)$  и  $W(T)$  с помощью формул (1), (2) не содержит свободных параметров.

Результаты анализа температурных зависимостей  $g$ -фактора и ширины линии ЭПР с помощью формул (1), (2) приведены на рис.3б. Теоретические кривые 1, 2, 3 для  $g(T)$  и  $W(T)$  получены для  $T_C = 29$  К,  $T_f(H_{res}) = 35.5$  К и  $T_s(H_{res}) = 48.2$  К соответственно. Видно, что в случае  $g$ -фактора температурная зависимость, предсказываемая исходя из (1), (2) для любой температуры перехода, оказывается существенно более сильной по сравнению с наблюдаемой экспериментально. При этом, согласно теории Мории [1], слабая температурная зависимость  $S_L(T)$ , согласующаяся с экспериментом для случая  $g(T)$ , соответствует не спиновым флуктуациям, а хорошо определенным локализованным магнитным моментам.

Из рис.3б следует, что для  $W(T)$  в интервале  $T > T_s(H_{res})$  аппроксимации 1–3 практически совпадают и правильно передают амплитуду изменения ширины линии ЭПР, а для  $T < T_s(H_{res})$  все экспериментальные точки лежат в интервале между кривыми 1 ( $T_C$ ) и 3 ( $T_s(H_{res})$ ). Таким образом, в отличие от  $g$ -фактора, гипотеза о том, что у MnSi спиновые флуктуации определяют ширину линии ЭПР, хорошо согласуется с экспериментом. Более того, если интерпретировать температурный диапазон  $T_C < T < T_s(H_{res})$ , включающий область кроссовера, как область, где имеет место дисперсия температуры магнитного перехода, то, как видно из рис.3б, открывается возможность не только качественного, но и количественного описания наблюдаемой немонотонной зависимости  $W(T)$  в широком температурном диапазоне  $4.2 \leq T \leq 60$  К.

Мы видим, что картина магнитных свойств MnSi, вытекающая из исследования ЭПР, оказывается нетривиальной и не согласуется с традиционно используемой моделью зонного магнетика [1]. Совокупность полученных в настоящей работе данных, включая оценку времени спиновой диффузии, свидетельствует о том, что динамические магнитные свойства MnSi определяются пространственно локализованными магнитными моментами гейзенберговского типа, причем, согласно LDA-расчетам [15], эти магнитные моменты должны быть локализованы на ионах марганца. При этом нельзя исключить перенормировку таких ЛММ в результате влияния спиновых флуктуаций, что может проявляться в виде температурно-зависимой поправки к  $g$ -фактору, однако, как следует из данных рис.3б, такая поправка не превышает ~5%, и данные эффекты не могут иметь решающего характера.

Необычно и то обстоятельство, что спиновая релаксация в системе локализованных магнитных моментов у MnSi, задающая ширину линии электронного парамагнитного резонанса, определяется спиновыми флуктуациями зонных носителей, описываемыми в рамках теории Мории. Этот результат указывает на сильное взаимодействие ЛММ и зонных электронов, которое, на наш взгляд, определяет природу аномальных магнитных свойств моносилицида марганца.

Если исходить из картины гейзенберговских ЛММ, то изменение магнитного момента иона Mn при переходе из парамагнитной в ферромагнитную фазу (следующее из величины константы Кюри и намагниченности насыщения при  $T = 0$ ) не является фиктивным, как в теории Мории, и, следовательно, требует новой интерпретации. При этом, на первый взгляд, совершенно парадоксальным выглядит факт слабого изменения  $g$ -фактора, что, наоборот, должно свидетельствовать о постоянстве магнитного момента в широкой окрестности магнитного перехода. Возможный выход из такой ситуации может быть найден, по-видимому, в рамках спин-поляронной модели, которая ранее продемонстрировала свою эффективность для описания магнитных свойств FeSi [22].

Предположим, что взаимодействие между ЛММ и зонными электронами вблизи иона Mn имеет антиферромагнитный характер, а взаимодействие между ЛММ по-прежнему остается ферромагнитного типа (такая ситуация принципиально возможна для случая РККИ взаимодействия в металле). Тогда в рамках спин-поляронного подхода при переходе из парамагнитной фазы в одну из магнитоупорядоченных фаз должно произойти образование спинового полярона малого радиуса, сопровождающееся экранировкой “голового” магнитного момента иона Mn одним или несколькими зонными носителями. В результате произойдет уменьшение амплитуды ЛММ  $\mu_{Mn}$  до наблюдаемых значений  $\mu(0)$ , что естественным образом объясняет статические магнитные данные. При этом, очевидно, сохранится локальный характер магнитного момента. Поэтому широкая переходная область кроссовера на магнитной фазовой диаграмме может быть интерпретирована как область образования спиновых поляронов, магнитные моменты которых будут пространственно упорядочиваться при более низких температурах (сходный спин-поляронный сценарий был рассмотрен в [23] применительно к случаю EuB<sub>6</sub>).

Представление о сложной, “составной” природе редуцированного ЛММ позволяет объяснить не толь-

ко статические, но и динамические магнитные свойства MnSi. Поскольку в результате образования спинового полярона магнитные моменты зонного электрона, локализованного возле иона Mn, и самого иона Mn направлены противоположно и полной компенсации магнитного момента не происходит, то задача описания магнитного резонанса такого объекта в квазиклассическом приближении оказывается аналогичной задаче о магнитных колебаниях ферромагнетика. Используя результаты, полученные в [24], находим, что  $g$ -фактор для ЭПР-подобной моды будет определяться формулой

$$g = g_{Mn} \cdot \frac{1 - y(g_e/g_{Mn})}{1 - y}, \quad (3)$$

где  $y = [\mu_{Mn} - \mu(0)]/\mu_{Mn}$ , а  $g_{Mn}$  и  $g_e$  обозначают  $g$ -факторы для иона Mn и локализованного в его окрестности зонного носителя. Согласно предлагаемой интерпретации, в парамагнитной фазе магнитный резонанс определяется ЛММ ионов марганца, поэтому будет выполняться условие  $g = g_{Mn}$ . Так как в эксперименте  $g \approx 2$ , то орбитальный момент иона Mn заморожен. Как следует из формулы (3), постоянство частоты резонанса при переходе в ферромагнитную фазу  $g = g_{Mn}$  возможно при условии  $g_e = g_{Mn} \approx 2$ , то есть орбитальный момент локализованного электрона, образующего спиновый поларон, также должен быть заморожен. Последнее требование соответствует  $s$ -подобной волновой функции электрона, локализованного возле иона Mn, что представляется нам вполне естественным предположением.

Для завершения описания динамических магнитных свойств необходимо объяснить, почему в рассматриваемой модели спиновые флуктуации зонных электронов могут определять ширину линии магнитного резонанса. По-видимому, это обстоятельство связано с переходами электронов между спин-поляронными и зонными состояниями, то есть экранировка ЛММ марганца имеет динамический характер (в энергетических терминах данная ситуация соответствует тому, что спин-поляронный уровень квазисвязанных состояний является резонансным и располагается в окрестности уровня Ферми). Такие переходы будут определять как флуктуации спиновой плотности в окрестности иона Mn, так и время фазовой когерентности "составного" магнитного момента спинового полярона и, следовательно, ширину линии магнитного резонанса.

Таким образом, мы видим, что спин-поляронная модель, в отличие от модели слабого зонного магнетика, позволяет объяснить (по крайней мере качественно) совокупность статических и динамиче-

ских магнитных свойств MnSi, включая данные, полученные в настоящей работе.

4. В заключение отметим, что выполненное в настоящей работе исследование ЭПР у монокристаллов MnSi показало, что динамические магнитные свойства этого сильно коррелированного металла определяются локализованными магнитными моментами гейзенберговского типа, время релаксации которых определяется спиновыми флуктуациями, амплитуда которых находится в разумном согласии с теорией Мори. Полученный результат противоречит общепринятому описанию MnSi как слабого зонного магнетика и указывает на необходимость разработки новой теории, адекватно описывающей магнитные свойства этого необычного материала.

Авторы выражают свою признательность С.М. Стишову и А.Е. Петровой за предоставление монокристаллов MnSi, постоянный интерес к работе и полезные дискуссии. Работа поддержана Государственной программой "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" и программой РАН "Сильно коррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах". Исследование выполнено в соответствии с планом работ по проекту Российского фонда фундаментальных исследований, грант # 11-02-00123-а.

1. T. Moriya, *Spin fluctuations in itinerant electron magnetism*, Berlin, Heidelberg, New York, Tokio, Spinger-Verlag, 1985.
2. Y. Ishikawa, G. Shirane, J. A. Travin, and M. Kohgi, *Phys. Rev. B* **16**, 4956 (1977).
3. T. Sakakibara, H. Mollmto, and M. Date, *J. Phys. Soc. Jpn.* **51**, 2439 (1982).
4. Y. Ishikawa, Y. Noda, Y. J. Uemura et al., *Phys. Rev. B* **31**, 5884 (1985)
5. C. Thessieu, C. Pfeiderer, F.N. Stepanov, and J. Flouquet, *J. Phys.: Condens. Matter* **9**, 6677 (1997).
6. S. V. Maleev, *Phys. Rev. B* **73**, 174402 (2006).
7. S. V. Grigoriev, S. V. Maleev, A. I. Okorokov et al., *Phys. Rev. B* **74**, 214414 (2006).
8. S. V. Grigoriev, S. V. Maleev, A. I. Okorokov et al., *Phys. Rev. B* **73**, 224440 (2006).
9. A. E. Petrova, V. Krasnorussky, J. Sarrao, and S. M. Stishov, *Phys. Rev. B* **73**, 052409 (2006).
10. A. E. Petrova, V. N. Krasnorussky, T. A. Lograsso, and S. M. Stishov, *Phys. Rev. B* **79**, 100401(R) (2009).
11. C. Pappas, E. Lelievre-Berna, P. Falus et al., *Phys. Rev. Lett.* **102**, 197202 (2009).
12. A. Neubauer, C. Pfeiderer, B. Binz et al., *Phys. Rev. Lett.* **102**, 186602 (2009).

13. X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa et al., *Nature* **465**, 901 (2010).
14. A. N. Bogdanov and D. A. Yablonskii, *Sov. Phys. JETP* **69**, 142 (1989).
15. M. Corti, F. Carbone, M. Filibian et al., *Phys. Rev. B* **75**, 115111 (2007).
16. F. P. Mena, D. van der Marel, A. Damascelli et al., *Phys. Rev. B* **67**, 241101(R) (2003).
17. M. Date, K. Okuda, and K. Kadowaki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **42**, 1555 (1977).
18. A. V. Semeno, V. V. Glushkov, A. V. Bogach et al., *Phys. Rev. B* **79**, 014423 (2009).
19. S. V. Demishev, A. V. Semeno, A. V. Bogach et al., *Phys. Rev. B* **80**, 245106 (2009).
20. E. Abrahams and P. Woelfle, *Phys. Rev. B* **78**, 104423 (2008).
21. P. Woelfle and E. Abrahams, *Phys. Rev. B* **80**, 235112 (2009).
22. В. В. Глушков, И. Б. Воскобойников, С. В. Демишев и др., *ЖЭТФ* **126**, 444 (2004).
23. U. Yu and B. I. Min, *Phys. Rev. B* **74**, 094413 (2006).
24. R. K. Wangsness, *Phys. Rev.* **91**, 1085 (1953).