

НАБЛЮДЕНИЕ ДИНАМИКИ ЛОКАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ВО ФРУСТРИРОВАННЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ МЕТОДОМ μ SR

С.Г.Барсов, Г.П.Гасникова, А.Л.Геталов, В.П.Коптев, С.А.Котов,
Л.А.Кузьмин, А.З.Меньшиков*, С.М.Микиртычьянц, Г.В.Щербаков*

*С.-Петербургский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова РАН
188350 Гатчина, Ленинградской обл., Россия*

**Институт физики металлов Уральского отд. РАН
620219 Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 22 апреля 1993 г.

Во фрустрированных ферромагнетиках, принадлежащих структурно-упорядоченным $(Mn_{1-x}Fe_x)Pt_3$ сплавам, показано существование в спиновой системе медленно релаксирующих процессов, которые являются результатом динамического кроссовера от состояния ферромагнетизма к асперомагнетизму.

Характерной особенностью неупорядоченных магнитных систем с конкурирующим обменным взаимодействием между атомами является наличие фрустрированных спинов, определяющих склонность к переходу при низких температурах в состояние возвратного спинового стекла или смешанной фазы, описываемой одновременно ферро- и антиферромагнитными параметрами порядка. Магнитное состояние таких систем ниже температуры Кюри T_C и выше температуры Нееля T_N остается неопределенным. Его можно представить либо как асперомагнетик (или "планарное спиновое стекло"), у которого существует бесконечный радиус взаимодействия по ферромагнитным Z -проекциям и спин-стекольным X -, Y -проекциям полного магнитного момента [1], либо как систему обменно слабо связанных ("расплавленных") и медленно релаксирующих спинов на фоне ферромагнитной матрицы, характеризующейся сильным затуханием спиновых волн [2]. Решение этого вопроса наталкивается на трудности обнаружения динамики спиновой системы, отличной от спин-волновой. В частности, метод неупругого рассеяния нейтронов оказывается не эффективным из-за малого времени взаимодействия нейтрона с атомным спином ($\sim 10^{-12} \div 10^{-10}$ с). С целью преодоления этих трудностей в настоящей работе используется метод релаксации спина мюона (μ SR), который позволяет исследовать динамику внутренних локальных магнитных полей в нулевом внешнем магнитном поле за времена $\sim 10^{-8} \div 10^{-5}$ с [3,4].

Для проведения исследования были выбраны структурно-упорядоченные $(Mn_{1-x}Fe_x)Pt_3$ сплавы, которые представляли собой идеальную систему хаотически распределенных атомов Fe и Mn с конкурирующим обменным взаимодействием типа $J_{MnMn} > 0$, $J_{MnFe} > 0$ и $J_{FeFe} < 0$ в пределах простой кубической решетки, поскольку, как установлено в работе [5], магнитные атомы железа ($\mu_{Fe} = 3,3 \mu_B$) и марганца ($\mu_{Mn} = 4,2 \mu_B$) статистически располагаются по углам куба, а немагнитные атомы платины – в центрах его граней. Ранее проведенные исследования этих сплавов магнитными и нейтронографическими методами [5-7] позволили построить магнитную фазовую диаграмму (рис.1), которая оказалась характерной для систем с двумя сильно взаимодействующими векторными параметрами порядка и одним скалярным [5,8].

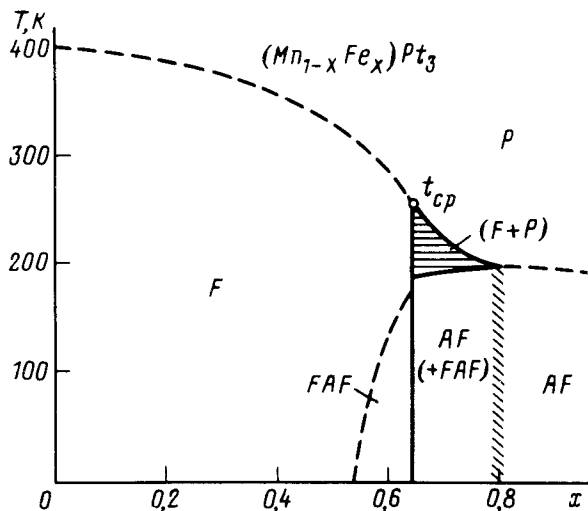


Рис.1. Магнитная фазовая диаграмма сплавов $(Mn_{1-x}Fe_x)Pt_3$ [5] в структурно-упорядоченном состоянии, где магнитные атомы железа и марганца имеют решетку простого куба, пунктир - линии фазового перехода II рода, сплошные - I рода, t_{cp} - трикритическая точка, FAF - смешанная фаза, описываемая ферромагнитным и антиферромагнитным параметрами порядка

На мюонном канале ПИЯФ РАН методом измерения релаксации спина мюона (μ SR) проведено исследование динамики внутренних локальных магнитных полей в нулевом внешнем магнитном поле в диапазоне температур 10–340 К. Измерялся временной спектр позитронов распада

$$n(t) = N_\mu^{-1} \{ N_0 \exp(-t/\tau_\mu) [1 + a_0 \exp(-\lambda t) G_{st}(t)] + N_B \}, \quad (1)$$

где N_μ - число остановившихся в мишени мюонов, $\tau_\mu = 2,2$ мкс - время жизни мюона, N_0/N_μ , a_0 , N_B/N_μ - параметры, зависящие только от характеристик экспериментальной установки и мюонного пучка, $G_{st}(t)$ - функция деполяризации спина мюона в статических локальных полях. Для исследуемых образцов распределение статических полей в магнитоупорядоченной фазе таково, что при $t > 0,05$ мкс $G_{st}(t) \approx 1/3$ [4]. λ - скорость деполяризации спина мюона, отражающая динамику магнитных полей при $t > 0,05$ мкс.

В данной работе использованы сплавы с $x = 0,45; 0,55; 0,6; 0,65$, принадлежащие ферромагнитной области фазовой диаграммы и находящиеся близко к критической концентрации $X_c = 2/3$, разделяющей области ферромагнетизма (F) и антиферромагнетизма (AF). Как показали нейтрон-дифракционные исследования [5], указанные сплавы (кроме сплавов с $x = 0,45; 0,8$) при низких температурах переходят в состояние смешанной фазы, описываемой одновременно двумя волновыми векторами $K_F = 2\pi/a(0, 0, 0)$ и $K_{AF} = 2\pi/a(1/2, 1/2, 0)$. Исследования этих образцов μ SR-методом показали (рис.2), что при температурах магнитных фазовых переходов в AF и F фазы (T_N и T_c) в зависимости $\lambda(T)$ наблюдаются четко выраженные пики. Значения этих температур в пределах ошибок совпадают с температурами переходов, определенными другими методами.

Но для образцов с $x < 0,65$ наблюдается третий сравнительно широкий пик с максимумом при промежуточной температуре $T_N < T_A < T_c$: $T_A = 235(10)$ К для $x = 0,60$, $T_A = 243(2)$ К для $x = 0,55$ и $T_A = 270(5)$ К для $x = 0,45$, который, очевидно, указывает на наличие еще одного, не регистрируемого другими методами, фазового перехода.

Температурные зависимости восприимчивости, измеренные при нагреве

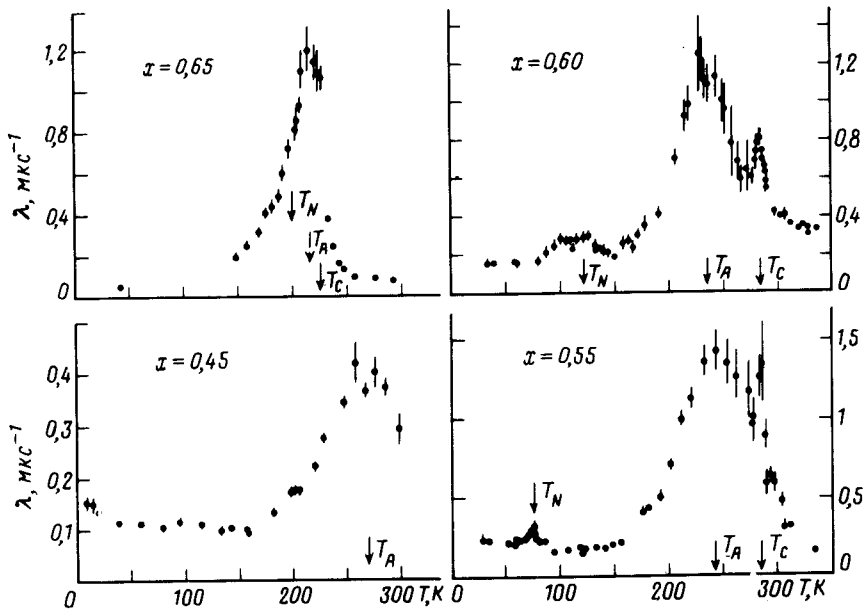


Рис.2. Температурные зависимости скорости деполаризации мюонов в $(\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{Pt}_3$ сплавах, измеренные в нулевом внешнем магнитном поле. Стрелками указаны температуры T_c и T_N , взятые из фазовой диаграммы (рис.1). Температура T_A соответствует положению максимума промежуточного пика

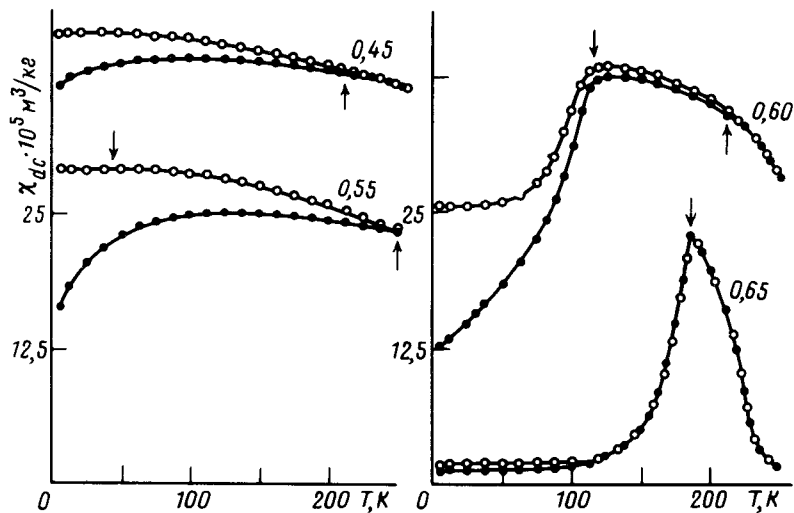


Рис.3. Температурная зависимость статической восприимчивости для $(\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{Pt}_3$ сплавов разных составов, измеренной при нагреве образца после охлаждения до 4,2 К: в отсутствие магнитного поля (сплошные точки), в магнитном поле $H = 0,04 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ (светлые кружки), T_A показывает температуру начала слабой необратимости; T_N соответствует температуре перехода в смешанную фазу, цифрами у кривых обозначена концентрация железа x

образцов после их охлаждения до 4,2 К в отсутствие внешнего поля ($\chi_{ZFС}$) и при его наличии (χ_{FC}) (рис.3) свидетельствуют о появлении при температурах ниже T_A значительной необратимости.

Поэтому естественно предположить, что наблюдаемая вблизи T_A перестройка магнитной структуры обусловлена переходом системы из ферромагнитного состояния в асперомагнитное, которое является неоднородным от узла к узлу из-за статистического распределения атомов железа и марганца по подрешетке и сильной пространственной дисперсии обменной энергии по кристаллу. Такой переход, растянутый по температуре, скорее отвечает динамическому кроссоверу от состояния с одним параметром порядка (ферромагнитным), образовавшимся при температуре Кюри в результате "замораживания" Z -проекции магнитного момента, к состоянию, связанному с критическим замедлением X -

Y -проекции полного момента при некоторой температуре, характерной для каждой локальной конфигурации атомов железа и марганца. В результате этого в целом по кристаллу в широкой области температур существуют медленно релаксирующие процессы.

-
1. M.Gabay and G.Toulouse, Phys. Rev. Lett **47**, 201 (1981).
 2. W.M.Saslov and G.Parker, Phys. Rev. Lett. **56**, 1074 (1986).
 3. С.Г.Барсов, А.Л.Геталов, В.П.Коптев и др., Препринт ЛИЯФ-1312, 1988.
 4. В.П.Коптев, Н.А.Тарасов, Препринт ЛИЯФ-1313, 1987.
 5. Г.П.Гасникова, А.З.Меньшиков, ФММ **9**, 64 (1992).
 6. А.П.Вохмянин, В.В.Келарев, А.Н.Пирогов, С.К.Сидоров, ФММ **50**, 1010 (1980).
 7. W.H.Schreiner, W.Staunn, and E.F.Wasserman, J. Phys. F. Met. Phys. **15**, 2005 (1985).
 8. A.Z.Menshikov, Physica B **149**, 249 (1988).