

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ТЕМПЕРАТУРЫ "ЗАМЕРЗАНИЯ" СПИНОВОГО СТЕКЛА $\text{Fe}_{4.5}\text{Ni}_{3.5}\text{Mn}_{2.0}$

А.В.Дерябин, А.В.Тьков

Исследована обратимая восприимчивость спинового стекла $\text{Fe}_{4.5}\text{Ni}_{3.5}\text{Mn}_{2.0}$. Обнаружено смещение температуры "замерзания" T_f при изменении частоты, величина которого на один – два порядка больше, чем у других "фрустрированных" спиновых стекол.

Большое внимание продолжает привлекать вопрос о том, является ли образование спинового стекла истинным фазовым переходом. Для решения этой проблемы существенное значение имеют исследования зависимости температуры "замерзания" спинового стекла T_f от характерного времени измерения τ . Такие исследования проводились, в основном, на РККИ спиновых стеклах ¹. В то же время в большинстве современных моделей спинового стекла рассматривается система со знакопеременным прямым обменным взаимодействием ^{2, 3}. При изучении таких "фрустрированных" систем (например, диэлектрических соединений $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{S}$ ⁴) наблюдалось некоторое смещение T_f при изменении τ . Однако, данный эффект мал (менее 0,1К), что затрудняет интерпретацию эксперимента.

Нами исследовалась "фрустрированная" система другого типа. Это сплав $Fe_{4.5}Ni_{3.5}Mn_{2.0}$, который близок по составу к критической концентрации перехода ферромагнетизм – антиферромагнетизм ($x_c \approx 43$) в системе $Fe_xNi_{1-x}Mn_{2.0}$ ^{5,6}. В сплавах Fe – Ni – Mn прямое обменное взаимодействие между атомами – ближайшими соседями знакопеременно⁷, что ведет к образованию при $x \sim x_c$ состояния спиновое стекло с весьма высокими значениями T_f (до 110К⁶).

Нами изучены остаточная намагниченность M_r и дифференциальная обратимая восприимчивость χ сплава $Fe_{4.5}Ni_{3.5}Mn_{2.0}$ в области температур 60 – 120К (0,7 – 1,3 T_f). Остаточная намагниченность измерялась методом Вейсса – Форрера (при фиксированных с точностью $\pm 0,05$ К значениях температуры) как функция времени. Обратимая восприимчивость изучалась на низкочастотном магнитометре в диапазоне частот $17 \div 1020$ Гц (амплитуда перемагничивающего поля не превышала 0,04 Э). Температура измерялась платиновым термометром сопротивления с погрешностью $\pm 0,02$ К.

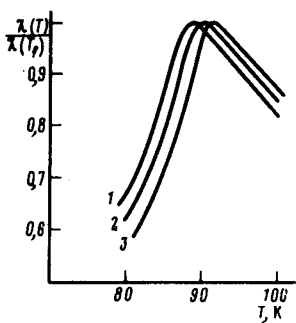


Рис. 1

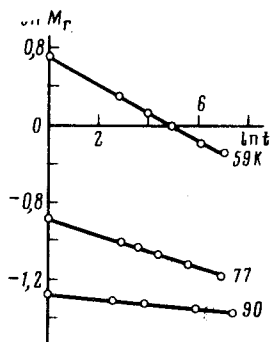


Рис. 2

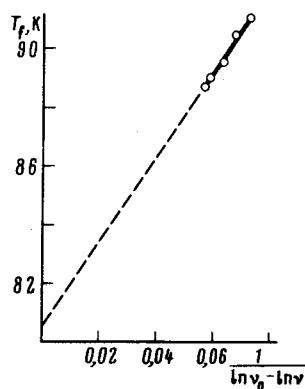


Рис. 3

Рис. 1. Температурные зависимости относительной величины обратной дифференциальной восприимчивости $\chi(T) / \chi(T_f)$ при частотах перемагничивания: 1 – 32 Гц, 2 – 317 Гц, 3 – 1020 Гц

Рис. 2. Временные зависимости остаточной намагниченности M_r в логарифмических координатах

Рис. 3. Зависимость температуры "замерзания" спинового стекла $Fe_{4.5}Ni_{3.5}Mn_{2.0}$ от величины $\frac{1}{\ln \nu_0 - \ln \nu}$

На температурной зависимости обратной восприимчивости сплава $Fe_{4.5}Ni_{3.5}Mn_{2.0}$ наблюдается острый максимум при $T_f \approx 90$ К. Обнаружено, что при изменении частоты перемагничивания от 17 до 1020 Гц смещение максимума $\chi(\Delta T_f)$ равно 2,2 К (рис. 1). Это примерно в 20 раз больше, чем у сплавов $Eu_xSr_{1-x}S$ с $x \sim x_c$ ⁴ и вдвое превышает максимальное значение ΔT_f , наблюдавшееся ранее у спиновых стекол РККИ типа 1. На рис. 1 представлены значения обратной восприимчивости, измеренной в отсутствие постоянного подмагничивающего магнитного поля H . При $H \neq 0$ смещение T_f становится еще больше, однако точность определения величины ΔT_f в этом случае меньше из-за "размытости" максимума χ .

Частотная зависимость T_f сплава $Fe_{4.5}Ni_{3.5}Mn_{2.0}$ хорошо описывается законом Воге – Фулгера¹

$$\tau = \tau_0 \exp \frac{E_a}{k_B(T_f - T_0)} \quad (1)$$

где E_a – энергия активации, τ_0 и T_0 – некоторые характеристические значения времени и температуры, k_B – постоянная Больцмана.

Для определения постоянной времени τ_0 использовались временные зависимости остаточной намагниченности сплава $\text{Fe}_{4.5}\text{Ni}_{3.5}\text{Mn}_{2.0}$. Для их анализа использовалось выражение

$$M_r(t) = M_r(0)(t/\tau_0)^{-\alpha}, \quad (2)$$

где α — коэффициент, пропорциональный температуре⁸.

На рис. 2 показаны зависимости $\ln M_r$ от $\ln t$, из которых при различных температурах были определены значения коэффициента α и суммы $\ln M(0) + \alpha \ln \tau_0$. Затем (в предположении, что τ_0 не является функцией температуры⁸) была построена зависимость $\ln M(0)$ от $\alpha(T)$. Она оказалась близка к линейной, что позволило вычислить величину $\tau_0 \approx 10^{-9}$ с. Значение τ_0 у сплава $\text{Fe}_{4.5}\text{Ni}_{3.5}\text{Mn}_{2.0}$ оказалось меньше, чем у РККИ спиновых стекол (где $\tau_0 \sim 10^{-10} - 10^{-13}$ с^{1,9}).

С использованием найденного значения $\tau_0 = 1/\nu_0$ затем был построен график $T_f = f\left(\frac{1}{\ln \nu_0 - \ln \nu}\right)$ (рис. 3) и определены параметры T_0 и E_a/k_B . Оказалось, что у спинового стекла $\text{Fe}_{4.5}\text{Ni}_{3.5}\text{Mn}_{2.0}$ аномально велика как характеристическая температура $T_0 \approx 80\text{K}$, так и энергия активации ($E_a/k_B = 146\text{K}$). У "фрустрированных" сплавов типа EuSrS , EuGdS значения T_0 и E_a/k_B не превышают 20K, а у РККИ спиновых стекол $T_0 \leq 40\text{K}$, $E_a/k_B \leq 80\text{K}$ ^{1,4}.

Эта особенность сплава $\text{Fe}_{4.5}\text{Ni}_{3.5}\text{Mn}_{2.0}$ может быть объяснена в рамках "кластерной" модели спинового стекла^{1,8,10}. В рамках этой модели высокое значение T_0 свидетельствует о более сильном межкластерном взаимодействии в сплаве $\text{Fe}_{4.5}\text{Ni}_{3.5}\text{Mn}_{2.0}$ по сравнению с другими спиновыми стеклами¹⁰, а большая величина E_a/k_B — о том, что при $x \sim x_c$ кластеры в FeNiMn сплавах крупнее, чем в сплавах типа AuFe , EuSrS .

В соответствии с выводами работы¹¹ смещение температуры "замерзания" спинового стекла $\text{Fe}_{4.5}\text{Ni}_{3.5}\text{Mn}_{2.0}$ на несколько градусов при относительно небольшом изменении характерного времени измерения трудно объяснить в рамках динамического скейлинга. Следовательно, полученный нами экспериментальный результат можно интерпретировать как свидетельство отсутствия фазового перехода при температуре T_f у "фрустрированных" спиновых стекол.

Литература

1. Tholence J.L. Solid State Comm., 1980, 35, 113.
2. Edwards S.F., Anderson P.W. J. Phys. F., 1975, 5, 965.
3. Sherrington P., Kirpatrick S. Phys. Rev. Lett., 1975, 35, 1792.
4. Holtzberg F., Francavilla T.L., Huang C.Y., Tholence J.L. J. Appl. Phys., 1982, 53, 2229.
5. Menshikov A.Z., Burlet P., Chemberod A., Tholence J.L. Solid State Comm., 1981, 39, 1093.
6. Дерябин А.В., Чирков Ю.А., Тьков А.В. XVI Всесоюзная конференция по физике магнитных явлений, тезисы докл. Тула, 1983, ч. 3, с. 33.
7. Menshikov A.Z., Kazantsev V.A., Kuzmin N.N., S.Jorov S.K. JMMM, 1975, 1, 91.
8. Berton A., Chayssy J., Odin J., Prejean J.J., Rammal R., Souletie J., Journier R. JMMM, 1980, 15 – 18, 203.
9. Lungren L., Svedlindh P., Beekman O.J. Phys. F., 1982, 12, 2663.
10. Shtrikman S., Wohlfarth E.P. JMMM, 1983, 31 – 34, 1421.
11. Гунзбург С.Л. Физика конденсированного состояния. Л., 1982, с. 43.