

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И ДИПОЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СИСТЕМАХ СУПЕРПАРАМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ

В.В.Кохорин, А.Е.Перекос

Впервые обнаружены особенности магнитных свойств суперпарамагнетиков, обусловленные дипольным межчастичным взаимодействием.

Хотя возможность фазового перехода в системе суперпарамагнитных частиц (за счет магнетостатического взаимодействия) обсуждалась в работе [1], экспериментальных подтверждений этой возможности до последнего времени не существовало.

В настоящей работе рассмотрен вопрос о взаимодействии в системе однодоменных частиц кобальта (точнее твердого раствора на основе Со), размещенных в медной матрице. Такие частицы образуются в процессе распада пересыщенных твердых растворов Cu – Со. Были использованы три сплава этой системы, состав которых приведен в таблице.

№№	Состав сплава ат. %	$I_s, \text{гс}$	$M \cdot 10^{16}$ эрг/гс	$n \cdot 10^{-16}$ см ⁻³	$d \cdot 10^{19}$ см ³	$d, \text{Å}$
1	Cu + 4,04% Со	58	6,0	9,78	5,0	100
2	Cu + 1,47% Со	17	11,8	1,42	9,8	125
3	Cu + 1,11% Со	12	16,4	0,73	13,7	140

В результате отпуска закаленных в воде образцов при температуре 873К происходит выделение сферических частиц, диаметр которых возрастает с увеличением времени выдержки. Времена выдержки подбирались таким образом, чтобы диаметр частиц изменялся от ~ 50 до $\sim 150 \text{Å}$. Выделение ферромагнитных частиц размером $< 150 \text{Å}$ в образцах сплавов Cu – Со приводит к тому, что при комнатной температуре они являются суперпарамагнетиками [2].

В качестве основного метода экспериментального исследования интересующей нас задачи был выбран индукционный способ измерения низковольтной магнитной восприимчивости.

На рис. 1 помещены температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$, измеренные в полях различной частоты. Наличие на кривых $\chi(T)$ максимумов, положение которых не зависит от частоты измерительного поля, позволяет допустить, что наблюдаемое изменение восприимчивости связано с эффектом дипольного взаимодействия между магнитными моментами макрочастиц. (В исследованном интервале температур в сплавах Cu – Со локализованные магнитные моменты на атомах Со отсутствуют [3]). Если бы существовала зависимость температуры максимумов (T_p) от частоты, то это свидетельствовало бы о том, что они связаны с блокировкой магнитного момента частиц в поле

анизотропии. Согласно концепции, впервые предложенной Неелем, время релаксации магнитного момента ферромагнитной частицы $\tau = \tau_0 \exp(KV/kT)$, где K — эффективная константа анизотропии, V — объем частицы, k — постоянная Больцмана, T — температура, τ_0 — постоянная. Температуру, при которой время измерения совпадает с τ , называют температурой блокировки T_B . Для значения $\tau_0 = 10^9$ сек при увеличении частоты на два порядка легко получить, что $T_{B(2)} = 1,4T_{B(1)}$, где $T_{B(2)}$ — температура блокировки для повышенной частоты. Если принять, что в наших опытах проявлялся эффект блокировки, то для $T_{B(1)} \sim 200$ К получили бы смещение максимума $\chi(T)$ на величину ~ 80 К, что заметно превышает погрешность измерения. Третья очевидная возможность — максимумы соответствуют температуре Кюри частиц Co , была отвергнута, исходя из результатов высокотемпературных измерений в полях с напряженностью $H = 10$ кэ (температура Кюри заметно превышала T_L). Хотя результаты, приведенные на рис. 1 позволяют

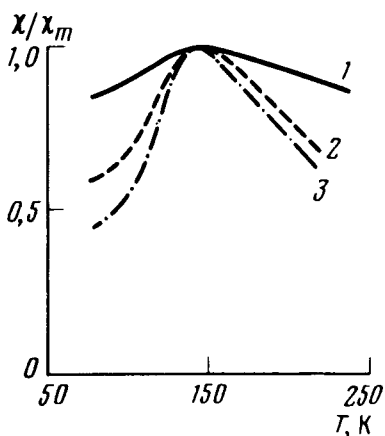


Рис. 1. Зависимость магнитной восприимчивости сплава $Cu - 4,04\% Co$ χ/χ_m от температуры. χ_m — значение восприимчивости в максимуме. Кривые 3, 2, 1 соответствуют частотам измерительного поля 50; $5 \cdot 10^2$; $5 \cdot 10^3$ гц, соответственно. Нагрев при 873 К — 2,5 часа

предполагать, что в системе магнитных моментов однодоменных частиц при понижении температуры происходит образование связанного состояния (фазовый переход от суперпарамагнитного состояния к состоянию типа "спинового стекла"), все же требуются дополнительные доказательства того, что особенности $\chi(T)$ определяются параметрами коллектива частиц, а не характеристиками отдельных частиц. В данном случае максимумы $\chi(T)$ размыты по сравнению со спиновыми стеклами [4], но это находит свое объяснение, если учесть, что в процессе коалесценции устанавливается довольно уширенное распределение частиц по размерам.

Увеличение времени выдержки приводит к росту температуры максимумов на кривых $\chi(T)$. На рис. 2 помещены зависимости T_L от времени отпуска для образцов сплавов трех составов. В пределах погрешности экспериментальные точки укладываются на прямые. Согласно работе [5] временам старения, использованных нами (рис. 2) соответствует стадия стационарной коалесценции частиц.

Для структурных состояний трех сплавов, которым отвечают одинаковые значения $T_L \sim 110$ К производились измерения параметров

систем частиц (методами магнето- и рентгеноструктурного анализа). Результаты приведены в таблице, где I_s — намагниченность насыщения, M — средний магнитный момент частиц, n — плотность частиц, V — средний объём, d — диаметр частиц. Время отпуска при 873К составляло 70 мин, 10 и 14 час соответственно для сплавов 1, 2 и 3.

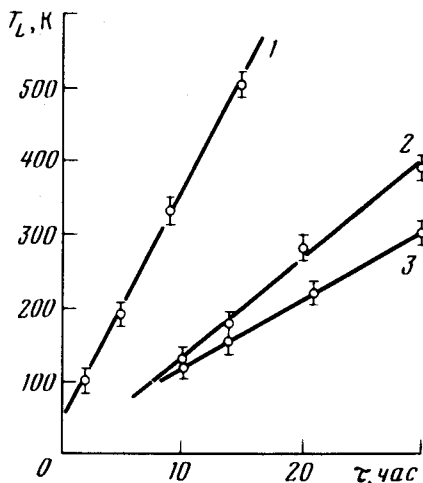


Рис.2. Зависимость T_L от времени отпуска при 873К для различных сплавов; 1 — Cu — 4,04% Co, 2 — Cu — 1,47% Co, 3 — Cu — 1,11% Co

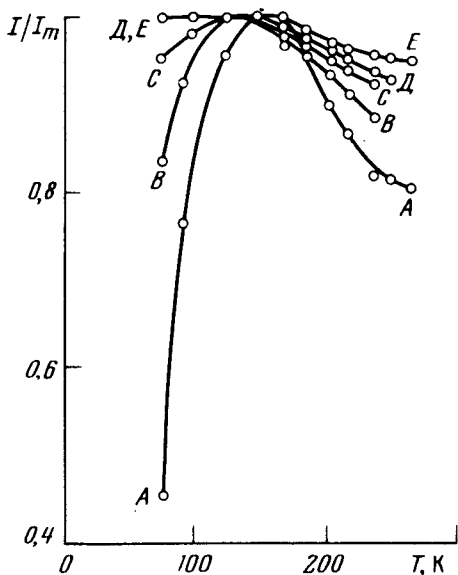


Рис.3. Зависимости намагниченности образца сплава Cu — 4,04% Co от температуры I/I_m ; I_m — максимальное значение. Нагрев при 873К — 2,5 часа. Кривые A, B, C, D, E получены в полях напряженности 10, 25, 50, 100, 200 э, соответственно

Действительно, значение T_L определяется не только характеристиками отдельных частиц (одинаковым значениям T_L соответствуют различные объемы частиц). Согласно результатам, представленным в таблице, значение T_L зависит от плотности частиц, т. е. от среднего расстояния между отдельными частицами. Именно такого рода зависимость следует ожидать, исходя из концепции фазового перехода в системе

магнитных моментов частиц. Если использовать приближенное выражение для энергии дипольного взаимодействия, то можно оценить величину T_L согласно формуле $T_L = M^2/k l^3$, где l — среднее расстояние между частицами. Воспользуемся данными таблицы для оценки T_L , в результате получим $T_L \sim 250, 141, 140^\circ$ для сплавов 1, 2, 3 соответственно. Следовательно, по порядку величины получаем удовлетворительное согласие с опытным значением T_L , найденным по результатам измерений $\chi(T)$.

Максимумы наблюдались также при измерении зависимости намагниченности от температуры. На рис. 3 нанесены данные, соответствующие полям различной напряженности. Увеличение напряженности измерительного поля приводит к постепенному уширению и исчезновению максимумов. Таким образом наблюдается такое же изменение формы максимумов, как и для спиновых стекол [6], только в данном случае требуются меньшие поля для сглаживания особенности. Это и понятно, так как магнитные моменты взаимодействующих частиц в нашем случае достигают величины $\sim 10^5 \mu_B$ (для спиновых стекол $\leq 10 \mu_B$, где μ_B — магнетон Бора), поэтому магнитные поля оказывают большее ориентирующее действие на магнитные моменты частиц по сравнению со спиновыми стеклами.

Приведенные результаты и соображения позволяют думать, что нами отмечено новое явление — образование связанного состояния в системе суперпарамагнитных частиц. Низкотемпературное состояние, по-видимому, является аналогом спиновых стекол и может быть названо макроспиновым стеклом. Т. е. магнитные моменты фиксируются ("замораживаются") в произвольных ориентациях, что обусловлено зависимостью энергии парного взаимодействия диполей от углов и неупорядоченным расположением самих частиц в объеме образца.

Институт металлофизики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
26 марта 1978 г.

Литература

- [1] С.Р. Bean, J.D. Livingston. J. Appl. Phys., **30**, 120, S, 1959.
- [2] J.J. Becker, Trans. AIME, **209**, 59, 1957.
- [3] R. Tournier, A. Blandin. Phys. Rev. Lett., **24**, 397, 1970.
- [4] V. Canella, J.A. Mydosh. Phys. Rev., **6**, 4220, 1972.
- [5] S. Nasu, H. Yasuoka, Y. Nakamura, Y. Murakami. Acta Met., **19**, 561, 1971.
- [6] T. Mizouchi, Mc Quire T.R., S. Kirkpatrick, R.J. Gambino. Phys. Rev. Lett., **38**, 89, 1977.