

наоборот. Линию A_{2u} : 366 (462) см^{-1} , единственную между A_{2u} : Υ и A_{2u} : O_4 , естественно связать с деформационными колебаниями $O_2, 3$ аналогично [1, 7]. Высокое значение $TO-LO$ расщепления для этого колебания позволяет утверждать, что линия E_u : 355 (415) см^{-1} также определяется деформационными колебаниями $O_2, 3$. В таком случае оставшееся «кислородное» деформационное колебание O_4 естественно связать с линией E_u : 248 (265) см^{-1} . Две низкоэнергетичные линии E_u : 120 (122) и A_{2u} : 108 (108) см^{-1} , характеризующиеся минимальным $TO-LO$ расщеплением, видимо, соответствуют модам тяжелых атомов, а именно $\text{Cu}1$ и $\text{Cu}2$. Тогда оставшиеся две линии E_u : 65 (72) и A_{2u} : 156 (187) необходимо связать с модами E_u : $\text{Ba}+O_4$ и A_{2u} : $\text{Ba}+O_4+\text{Cu}1$.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Thomsen C., Cardona M., Kress W. e. a. // Sol. St. Comm. 1988. V. 65. N 10. P. 1139—1144.
- [2] Gasparov L. V., Emel'chenko G. A., Kulakovskii V. D. e. a. // Opt. Soc. Am. B. 1989. V. 6. N 3. P. 440—447.
- [3] Kamaras K., Porter C. D., Dos M. G. e. a. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N8. P. 919—922.
- [4] Burns G., Dacol F. H., Freitas P. P. e. a. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 10. P. 5171—5173.
- [5] Macfarlane R. M., Rosen H. J., Engler E. M. e. a. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 1. P. 284—289.
- [6] Krol D. M., Stavola M., Weber W. e. a. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 16. P. 8325—8328.
- [7] Bates F. E. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 1. P. 322—327.

Институт физики твердого тела АН СССР
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
4 октября 1989 г.

УДК 548 : 537.621

© Физика твердого тела, том 32, № 5, 1990
Solid State Physics, vol. 32, № 5, 1990

СОСТОЯНИЕ КЛАСТЕРНОГО СПИНОВОГО СТЕКЛА В СПЛАВЕ $\text{Co}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}$: ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ НАМАГНИЧЕННОСТИ

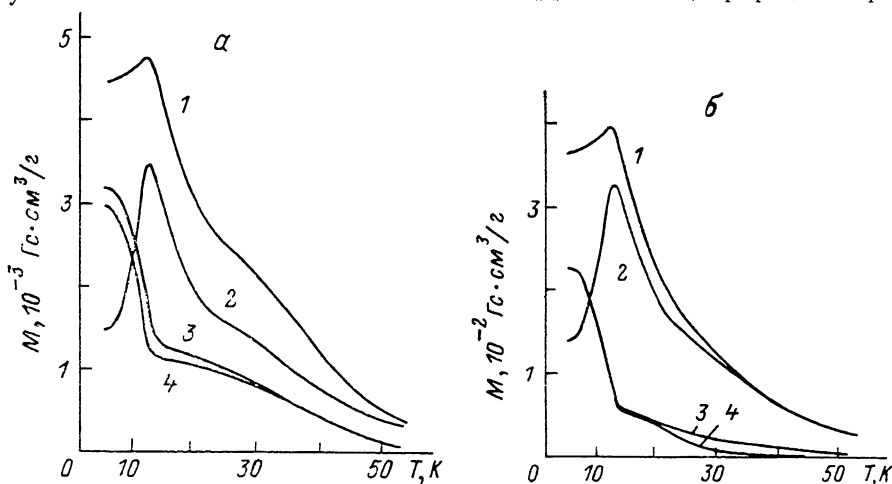
*Н. А. Белоус, И. А. Зорин, Н. В. Кулич,
И. В. Лежненко, А. И. Товстолыткин*

Кобальт-галлиевые сплавы $\text{Co}_x\text{Ga}_{1-x}$, имеющие в области концентраций $0.35 < x < 0.75$ структуру В2 (CsCl), в последнее время подвергались широкому изучению [1-4]. Авторы указанных работ связывают магнитные свойства этих сплавов с антиструктурными атомами Co , возникающими как при отличии состава от стехиометрического ($\text{Co}_{0.50}\text{Ga}_{0.50}$), так и при определенной термической предистории. Согласно измерениям малоуглового нейтронного рассеяния, динамической восприимчивости и ЯМР, при концентрациях $0.50 \leq x \leq 0.56$ магнитное поведение сплавов соответствует кластерным спиновым стеклам [2-4].

Целью данной работы являлось изучение квазистатических магнитных свойств главным образом в парамагнитной области, кластерного спинового стекла на примере сплава $\text{Co}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}$. Поликристаллические образцы указанного состава были получены выплавкой в дуговой печи с закалкой выливанием в тигель и последующим отжигом при 850 °С в течение 24 ч. Измерения намагниченности производились при помощи СКВИД-магнитометра в магнитном поле до 125 Э и температурном интервале 4.2—60 К.

На рисунке приведены результаты измерений изотермической (zero-field cooled) намагниченности M_{ZFC} , термостатической (field cooled) намагниченности M_{FC} и термоостаточной (thermoremanent) намагниченности M_{TR} образца $Co_{0.53}Ga_{0.47}$ для магнитного поля $H=10$ (а) и 100 Э (б). Измерения проводились при нагреве образцов в измерительном поле H (для M_{ZFC} и M_{FC}) или без приложения поля (для M_{TR}). Каждому измерению предшествовало охлаждение образца до 4.2 К в поле H (для M_{FC} и M_{TR}) или без поля (для M_{ZFC}).

Одной из особенностей полученных температурных зависимостей намагниченности является заметное различие M_{FC} и M_{ZFC} , даже при температурах, существенно превышающих температуру замерзания $T \gg T_f \approx 13$ К, что связано с гистерезисными эффектами [5], природа которых



Температурные зависимости намагниченности $Co_{0.53}Ga_{0.47}$ для $H=10$ (а) и 100 Э (б).

1 — термостатическая намагниченность M_{ZFC} , 2 — изотермическая намагниченность M_{ZFC} , 3 — термоостаточная намагниченность M_{TR} , 4 — разность экспериментальных зависимостей ($M_{FC} - M_{ZFC}$). $H = 10$ Э.

выше T_f обусловлена, по-видимому, хаотической локальной анизотропией кластеров. Эта анизотропия, очевидно, зависит от формы и пространственной ориентации антиструктурных кластеров кобальта. Указанное различие существенно ослабевает с ростом измерительного поля (ср. рисунок а и б).

Медленно релаксирующая остаточная намагниченность является характерным для спиновых стекол свойством [6-8], но в данном случае обращает на себя внимание существование в $Co_{0.53}Ga_{0.47}$ значительной термоостаточной намагниченности M_{TR} и при $T > T_f$, что особенно хорошо выражено в небольших полях (см. рисунок, а). Очевидно, это также связано с хаотической локальной анизотропией кластеров. Особый интерес представляет тот факт, что во всем использованном нами диапазоне измерительных полей от 10 до 125 Э температурные зависимости намагниченностей $Co_{0.53}Ga_{0.47}$ с достаточной точностью удовлетворяют соотношению

$$M_{FC}(T) = M_{ZFC}(T) + M_{TR}(T). \quad (1)$$

На рисунке, а, б приведены температурные зависимости разности $M_{FC}(T) - M_{ZFC}(T)$, полученные вычитанием соответствующих экспериментальных кривых. Хорошо заметно, что эти зависимости в широком интервале магнитных полей и температур близки к экспериментальной зависимости $M_{TR}(T)$, что подтверждает соотношение (1).

Этот результат, на наш взгляд, можно объяснить известной симметрией энергетического распределения потенциальных барьеров между различными метастабильными состояниями в спиновом стекле (в данном слу-

чае — кластерном) по отношению к наличию или отсутствию малого внешнего магнитного поля. В условиях реального эксперимента естественно считать, что квазиравновесными значениями намагниченности при наличии внешнего поля является M_{FC} , а при отсутствии поля — нулевая намагниченность. Включение поля при $M(T)=0$ либо выключение его при $M(T)=M_{FC}(T)$ при некоторой температуре T (в нашем случае 4.2 К) приводит лишь к частичному изменению намагниченности от $M(T)=0$ до $M_{ZFC}(T)$ (при включении поля) или от $M(T)=M_{FC}(T)$ до $M_{TR}(T)$ (при выключении), поскольку система может перейти только в такое метастабильное состояние, которое отделено от исходного энергетическими барьерами, не превосходящими энергию термической активации системы. Равенство изменений намагниченности в обоих случаях

$$M_{FC}(T) - M_{TR}(T) = M_{ZFC}(T) - 0 \quad (2)$$

и показывает одинаковый характер распределения потенциальных барьеров в спиновом стекле по отношению к включению и выключению малого внешнего поля. Нагрев системы приводит к увеличению энергии термической активации, переходу в новые метастабильные состояния и соответствующим изменениям намагниченности, которые по-прежнему удовлетворяют соотношениям (1), а следовательно, и (2).

Весьма важным, на наш взгляд, является сохранение описанного выше поведения системы и при температурах, превышающих температуру замерзания T_f . В этом случае потенциальные барьеры, препятствующие перестройке асперомагнитной структуры системы, формируются, по-видимому, главным образом за счет хаотической локальной анизотропии кластеров кобальта. Небольшие экспериментально наблюдаемые отклонения от (1) скорее всего могут быть связаны с релаксационными явлениями, такими, например, как «старение» спиновых стекол [8]. Тщательный учет этих явлений несомненно может представить интерес в плане дальнейших работ в этом направлении, так же как и исследования классических спиновых стекол, в частности стекол с локализованными моментами.

Авторы приносят глубокую благодарность А. Г. Леснику за участие в обсуждении данной работы.

Список литературы

- [1] Amamou A., Gautier F. // J. Phys. F: Met. Phys. 1974. V. 4. N 4. P. 563—581.
- [2] Cywinski R., Booth J. G., Rainford B. D. // J. Phys. F: Met. Phys. 1977. V. 7. N 12. P. 2567—2581.
- [3] Grover A. K., Gupta L. C., Vijayaraghavan R., Matsumura M., Nakano M., Asayama K. // Sol. St. Comm. 1979. V. 30. N 7. P. 457—460.
- [4] Meisel M. W., Wen-Sheng Zhou, Owers-Bradley J. R., Ochiai Y., Brittain J. O., Halperin W. P. // J. Phys. F: Met. Phys. 1982. V. 12. N 2. P. 317—331.
- [5] Клименко А. Г. // Препринт ИНХ СО АН СССР 85-4. Новосибирск, 1985. 45 с.
- [6] Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф. // Изв. вузов, физика. 1984. № 10. С. 23—45.
- [7] Vanhatalo J., Laiho R. // Sol. St. Comm. 1988. V. 65. N 10. P. 1207—1210.
- [8] Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф. // УФН. 1989. Т. 157. № 2. С. 267—310.

Институт металлофизики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
18 октября 1989 г.