

ТЕПЛОЕМКОСТЬ КЛАСТЕРНЫХ СПИНОВЫХ СТЕКОЛ

Н. Н. Ефимова, В. А. Пераков, В. И. Овчаренко, Н. Ю. Тютрюмова

К числу свойств, характерных для магнитных неупорядоченных состояний типа спинового стекла (СС), относится линейная зависимость магнитной части теплоемкости $C_m(T)$ при температурах ниже температуры замерзания T_f , переходящая в максимум при $T > T_f$ [1,2]. Круг вопросов, связанных с природой низкоэнергетических возбуждений в СС, непосредственно перекрывается с такими проблемами, как структура и механизмы формирования неупорядоченных состояний, и является предметом многих экспериментальных и теоретических исследований, а также компьютерных расчетов [1-7]. В настоящей работе представлены результаты исследования температурной зависимости теплоемкости в интервале $T = 4.2 \div 30$ К для нескольких соединений разбавленной диэлектрической системы $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$, где исходное соединение ($x = 0$) является коллинеарным двухподрешеточным ферримагнетиком с $T_c = 913$ К. Согласно полученным ранее данным [8,9], при диамагнитном разбавлении ($\text{Ga} \rightarrow \text{Fe}$) в области концентраций ионов Ga^{3+} $0.9 \leq x \lesssim 1.5$ при низких температурах реализуется состояние ферримагнитного спинового стекла (ФСС), для $1.5 \lesssim x < 2.0$ — кластерного СС, а при $x \geq 2.0$ в широком диапазоне температур наблюдается суперпарамагнитное поведение. Отличительной чертой рассматриваемых объектов является короткодействующий характер конкурирующих обменных взаимодействий антиферромагнитного типа (меж- и внутриподрешеточных). При разбавлении величина J_{ij} несколько понижается и составляет $|J_{ij}| = 15 \div 20$ К, внутриподрешеточные взаимодействия J_{ii} в несколько раз слабее [10]. При замещении $\text{Ga} \rightarrow \text{Fe}$ соотношения между конкурирующими взаимодействиями изменяются за счет изменения числа обменных связей, причем $z_{ij}J_{ij}/z_{ii}J_{ii}$ понижается.

Для измерения теплоемкости был использован вакуумный адиабатический калориметр с термометром сопротивлений ТСУ-2, изготовленным и проградуированным во ВНИИФТРИ. Создание и поддержание высокого вакуума в измерительной камере осуществлялось адсорбционным насосом [11]. Погрешность измерений $\pm 1\%$. Исследования проведены на тех же образцах, что и в [8,9].

Результаты исследования температурных зависимостей магнитных вкладов в теплоемкость $C_m(T)$ неупорядоченных образцов ($x = 1.35, 1.6, 1.9$) представлены на рис. 1. Для получения этих данных дополнительно были проведены исследования температурных зависимостей теплоемкости $C(T)$ исходного соединения ($x = 0$) и полностью замещенного — немагнитного галлата лития ($x = 2.5$). В последнем случае $C(T)$ определяется только фононным вкладом решетки $C_\phi(T) \sim T^3$ (рис. 2). Поскольку массы ионов Ga^{3+} и Fe^{3+} близки, можно считать, что во всех случаях фононный вклад остается постоянным. Это подтверждается тем, что для неразбавленного образца с $x = 0$ после вычитания из полной теплоемкости решеточного вклада получен магнитный вклад $C_m(T) \sim T^{3/2}$ (вставка

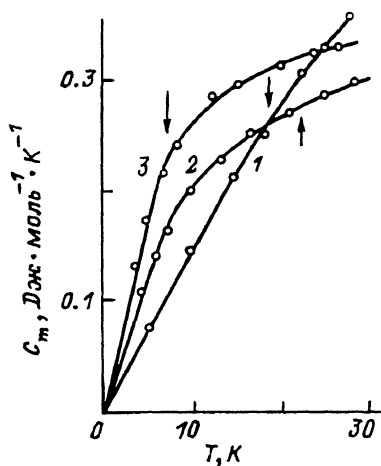


Рис. 1. Температурные зависимости магнитных вкладов в теплоемкость $C_m(T)$ образцов системы $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$, находящихся в неупорядоченных магнитных состояниях типа СС. $x = 1.35$ (1), 1.6 (2), 1.9 (3). Стрелками показаны температурные замерзания T_f .

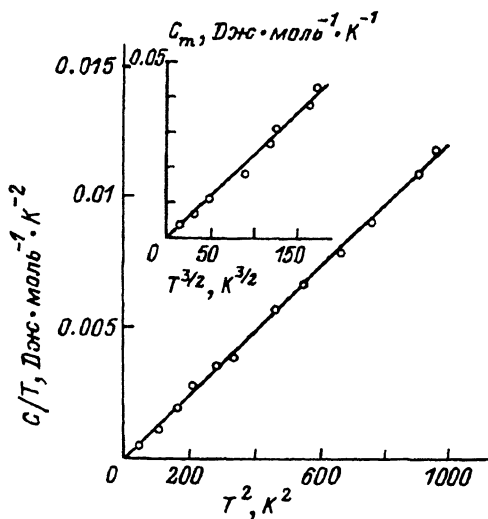


Рис. 2. Температурная зависимость теплоемкости немагнитного галлата лития $\text{Li}_{0.5}\text{Ga}_{2.5}\text{O}_4$ в координатах $C/T - T^2$.

На вставке — температурная зависимость в координатах $C_m - T^{3/2}$ магнитной части теплоемкости коллинеарного ферримагнетика $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$.

к рис. 2), т.е. обусловленный спиновыми волнами с квадратичным законом дисперсии, что типично для коллинеарных ферримагнетиков [12,13].

Из рис. 1 видно, что в рассматриваемом интервале температур значения C_m тем выше, чем больше содержание немагнитных ионов Ga^{3+} . Для всех образцов при $T \rightarrow 0$ К наблюдается линейная зависимость $C_m(T)$. Однако если для $x = 1.35$ и 1.9 линейный участок простирается от 4.2 К почти до $T = T_f$, то для случая $x = 1.6$ лишь до $T \sim 0.2T_f$, а при $T > 0.2T_f$ величина C_m заметно ниже, чем следовало бы из линейного хода. Для обоих СС-образцов в интервале температур, где наблюдается отклонение от линейного хода, зависимости $C_m(T) \sim T^{0.52}$.

Как следует из рис. 1, ход зависимостей $C_m(T)$ для образцов, находящихся в СС-состоянии ($x = 1.6$ и 1.9), отличается от наблюдаемого для классических СС [1,2,6]: характерный максимум при $T > T_f$ в рассматриваемом интервале температур здесь отсутствует, хотя для $x = 1.9$ это составляет $\sim 4T_f$. Отметим, что подобное поведение $C_m(T)$ наблюдалось и в некоторых других СС-системах, например $\text{Eu}_x\text{Za}_{1-x}\text{S}$ [7].

Полученные результаты можно объяснить в рамках следующей модели структуры состояния СС. Обменная связь между спинами по кристаллу резко неоднородна, имеются большие группы спинов с сильным обменом — перколяционные кластеры, между которыми через сильно разупорядоченную матрицу осуществляется сравнительно слабая обменная связь. В соответствии с расчетами, выполненными для простейшей модели состояния кластерного СС, в такой системе должны наблюдаться линейный ход зависимости $C_m(T)$ при $T < T_f$ и максимум при температуре, соответствующей энергии внутрискластерного обмена [5], т.е. при $T > T_f$. Для рассматриваемого случая, как следует из исследования па-

рамагнитной восприимчивости [8], упорядочение в кластерах сохраняется до температур, значительно превышающих T_f , что обусловлено большой величиной внутрикластерного обменного взаимодействия. Это может быть одной из причин отсутствия максимумов на температурных зависимостях $C_m(T)$ в используемом для измерений интервале температур.

Необходимо также учесть, что в неупорядоченных магнетиках могут существовать различные типы возбуждений и именно с кластерами связана большая часть степеней свободы магнитной подсистемы [14]. О том, что тепловое разупорядочение спинов в интервале $4.2\text{K} \div T_f$ для рассматриваемых образцов еще сравнительно невелико, свидетельствует тот факт, что здесь реализуется лишь незначительная часть ΔS полной магнитной энтропии. Полученные значения $\Delta S/S_{\max}$ составляют 0.14 ($x = 1.35$), 0.22 ($x = 1.6$), 0.18 ($x = 1.9$). Для сравнения в гейзенберговском ферромагнетике в области $0\text{K} \div T_c$ $\Delta S/S_{\max} \sim 0.9$ [15], а для классических СС ~ 0.33 ($0\text{K} \div T_f$) [6]. Исходя из этого, наблюдаемые отличия в поведении классических и рассматриваемых в работе кластерных СС можно рассматривать как свидетельство отличия их спектров возбуждений, обусловленное структурой неупорядоченных состояний.

Прежде всего, если проанализировать черты сходства и различия в поведении исследованных образцов между собой и в сравнении с классическими СС, напрашивается вывод, что линейный вклад в $C_m(T)$ обусловлен в основном спинами в матрице, участвующими в создании СС упорядочения. Действительно, число таких спинов велико в СС типа $\text{Cu} - \text{Mn}$ и увеличивается в рассматриваемых образцах по мере роста x [8]. Этим можно объяснить концентрационные изменения в значениях $C_m(T)$, а также отчасти полученные величины $\Delta S/S_{\max}$. Далее, принимая во внимание, что ход $C_m(T)$ для обоих кластерных СС ($x = 1.6, 1.9$) в области отклонения от линейности идентичен, можно предположить, что здесь идентичны и типы возбуждений в кластерах, а наблюдающиеся отличия связаны в первую очередь с различным числом таких возбуждений, поскольку в образце с $x = 1.6$ кластерная структура выражена намного сильнее, чем в случае $x = 1.9$ [8]. Наконец, хотя в образце с $x = 1.35$ (ФСС) также имеют место неоднородность обмена и обусловленная этим неоднородность спиновой структуры, из-за сохранения дальнего ферромагнитного порядка спектр возбуждений здесь, очевидно, иной, чем в СС-состояниях, поэтому «кластерные вклады» в теплоемкость при низких температурах отсутствуют.

Таким образом, результаты исследования температурной зависимости магнитной части теплоемкости $C_m(T)$ кластерных СС $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$ ($x = 1.35 \div 1.9$), представленные в работе, показывают, что независимо от особенностей структуры для неупорядоченных состояний типа СС при $T \rightarrow 0\text{K}$ преобладает линейный по температуре вклад в $C_m(T)$, вероятно, обусловленный возбуждениями, связанными с отдельными разупорядоченными спинами. Однако в целом (в широком интервале температур) вид зависимости $C_m(T)$ в значительной степени определяется конкретной структурой состояния, что можно рассматривать как свидетельство влияния ее на характер возбуждений в магнитной подсистеме.

Работа выполнена в рамках проекта 2/199 по фундаментальным исследованиям КНТП при КМ Украины.

- [1] Fischer K.H. // Phys. Stat. Solidi (b). 1983. V. 116. N 1. P. 357-413; 1985. V. 130. N 1. P. 13-71.
- [2] Huang C.Y. // J. Magn. Magn. Mat. 1985. V. 51. N 1-3. P. 1-74.
- [3] Halperin B.I., Saslow W.M. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 5. P. 2154-2162.
- [4] Krev U. // Z. Phys. B. 1980. V. 38. P. 243-251; J. Physique Lett. 1985. V. 46. P. 845-850.
- [5] Soubonlis C.M., Levin K. // Phys. Rev. B. 1978. V. 18. P. 1439-1445.
- [6] Wenger L.E., Keesom P.H. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. N 9. P. 4053-4059.
- [7] Westerholt K., Endrihat H., Dahlbecr R., Bach H. // Phys. Rev. B. 1985. V. 33. N 1. P. 567-577.
- [8] Ефимова Н.Н., Попков Ю.А., Ткаченко Н.В. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. № 4. С. 1208-1217.
- [9] Ефимова Н.Н., Попков Ю.А., Ткаченко Н.В. // ФНТ. 1990. Т. 16. № 12. С. 1565-1575.
- [10] Ефимова Н.Н., Мамалуй Ю.А. // УФЖ. 1975. Т. 20. № 7. С. 1201-1203.
- [11] Зайцев Г.А., Овчаренко В.И., Хоткевич В.И. // ПТЭ. 1967. Т. 1. С. 212-215.
- [12] Kaplan T.A. // Phys. Rev. Second Ser. 1958. V. 109. N 3. P. 782-787.
- [13] Изюмов Ю.А., Озеров Р.П. Магнитная нейтронография. М.: Наука, 1966. 532 с.
- [14] Коренблит И.Я., Шендер Е.Ф. // УФН. 1978. Т. 126. № 2. С. 233-267.
- [15] Bowers R.G., Woolf M.E. // Phys. Rev. 1969. V. 177. N 2. P. 917-932.

Поступило в редакцию
11 мая 1993 г.

УДК 778.38

© Физика твердого тела, том 35, № 10, 1993
Solid State Physics, vol. 35, N 10, 1993

РЕЗОНАНСНОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБЪЕМНЫХ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ В РЕЖИМЕ «БЕГУЩЕЙ» РЕШЕТКИ

Э.М.Шахвердиев, Э.А.Садызов

В настоящее время можно считать почти общепринятым тот факт, что запись объемных голограмм в фоторефрактивных кристаллах ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, LiNbO_3 , BaTiO_3 и т.п.) основан на механизме разделения пространственного заряда при диффузии, дрейфе фотоэлектронов из освещенных интерферирующими лучами света областей кристалла и захвате носителей относительно глубоколежащими уровнями в запрещенной зоне. Модуляции показателя преломления определяется полем неоднородно-распределенного пространственного заряда посредством линейного электрооптического эффекта [1].

В последнее время как теоретически, так и экспериментально интенсивно исследуются различные способы резкого повышения дифракционной эффективности голографических решеток, записываемых в фоторефрактивных кристаллах. Такой обширный интерес вызван прежде всего перспективой (и эти надежды во многом оправдываются уже сейчас) применения голографических сред для усиления когерентных световых пучков.

Как показывают экспериментальные и теоретические результаты последних лет (см., например, [2,3]), один из способов повышения дифракционной эффективности записанной решетки заключается в получении бе-