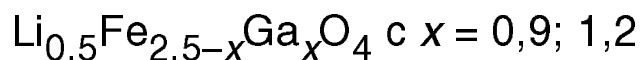


## Теплоемкость возвратных ферримагнетиков



Н. Н. Ефимова, С. Р. Куфтерина

*Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4*

А. Г. Андерс, С. В. Старцев, А. М. Гуревич, В. Н. Еропкин

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,  
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47*

E-mail: aanders@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 14 августа 1997 г., после переработки 11 ноября 1997 г.

Исследована теплоемкость магнитной подсистемы возвратных ферримагнетиков системы  $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$  с  $x = 0,9$  и  $1,2$  в диапазоне температур  $1,9\text{--}22$  К. Обнаружено, что на низкотемпературном участке диапазона теплоемкость зависит от температуры линейно, в то время как при  $T > 11$  К реализуется зависимость вида  $C_m \sim T^{3/2}$ . Обсуждаются возможные механизмы формирования наблюдаемых температурных зависимостей.

Досліджено теплоємність магнітної підсистеми зворотних ферімагнетиків системи  $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$  з  $x = 0,9$  та  $1,2$  в діапазоні температур  $1,9\text{--}22$  К. Виявлено, що на низькотемпературній ділянці діапазону теплоємність залежить від температури лінійно, але при  $T > 11$  К спостерігається залежність типу  $C_m \sim T^{3/2}$ . Обговорюються можливі механізми формування таких температурних залежностей.

PACS: 75.40.Cx, 75.50.Lk

Линейная температурная зависимость магнитного вклада в теплоемкость  $C_m(T) \sim T$  рассматривается как одно из канонических свойств спиновых стекол (СС) [1,2]. За редким исключением [3,4], такая зависимость экспериментально наблюдалась для самых разнообразных СС систем как с дальнедействующим, так и с короткодействующим обменным взаимодействием [2]. При этом для  $T < T_f$  ( $T_f$  — температура замерзания)  $C_m \sim T$  не только непосредственно в СС, но и в так называемых возвратных магнетиках, в которых при понижении температуры последовательно происходят два перехода — в точке Кюри  $T_C$ , а затем при температуре замерзания  $T_f < T_C$  [2,5].

В работе [6] сообщалось, что в возвратных ферримагнетиках  $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$  с  $x = 0,9; 1,0$  при  $T < T_f$  зависимость  $C_m(T)$  следует закону Блоха  $T^{3/2}$ . Хотя в соответствии с теоретической моделью формирования возвратных состояний в разбавленных шпинелях с одним сортом магнитоактивных ионов [7] такая зависимость

допустима, этот вопрос требовал дополнительной экспериментальной проверки. Побудительными мотивами для этого послужило следующее. Поскольку зависимость  $C_m(T)$  определяется возбуждениями в магнитной подсистеме, установление их характера прямо связано с общей проблемой природы неупорядоченных состояний типа СС, в том числе возможностью отождествления СС состояний различных типов с магнитными фазами вещества [8,9]. Этот вопрос, особенно для возвратных гейзенберговских магнетиков с короткодействием, является далеко не тривиальным, о чем свидетельствует продолжающаяся дискуссия в литературе [4,10,11]. С экспериментальной точки зрения, необходимость дополнительных исследований была продиктована тем, что методика, использованная в [5,6], из-за малого числа надежных экспериментальных точек позволяла определить поведение теплоемкости в низкотемпературной области  $T \leq 10$  К (т.е. при  $T \leq T_f$ ) лишь посредством экстраполяции.

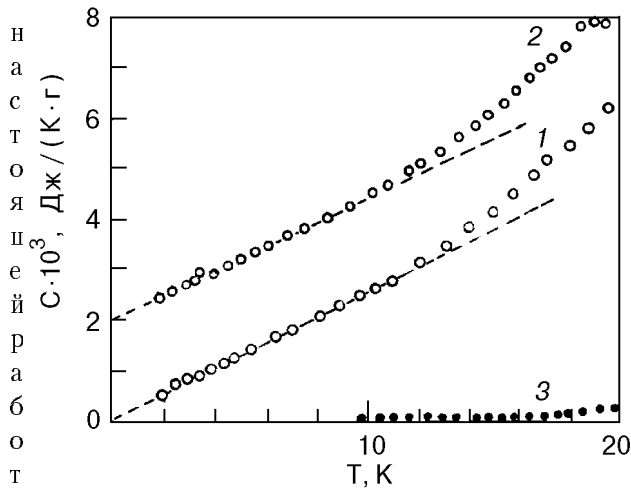


Рис. 1. Температурные зависимости удельной теплоемкости шпинелей  $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{1,6}\text{Ga}_{0,9}\text{O}_4$  (1) и  $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{1,3}\text{Ga}_{1,2}\text{O}_4$  (2), а также галлата лития  $\text{Li}_{0,5}\text{Ga}_{2,5}\text{O}_4$  (3). Начало отсчета для кривой 2 смещено на  $2 \cdot 10^3$  Дж·К<sup>-1</sup>·г<sup>-1</sup>.

Даны результаты экспериментального исследования зависимостей  $C(T)$  (рис. 1) и  $C_m(T)$  (рис. 2) в интервале температур 1,9–22 К для образцов разбавленной шпинели  $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$  с  $x = 0,9$  и  $1,2$ , а также для галлата лития  $\text{Li}_{0,5}\text{Ga}_{2,5}\text{O}_4$  (рис. 1, кривая 3). Измерения проведены с использованием методики, описанной в [12]. Поскольку объекты исследования являются диэлектриками, в эксперименте измеряли теплоемкость  $C(T) = C_{\text{ph}} + C_m(T)$ . При этом фонный вклад  $C_{\text{ph}}(T)$ , как подробно обсуждалось в [5], можно

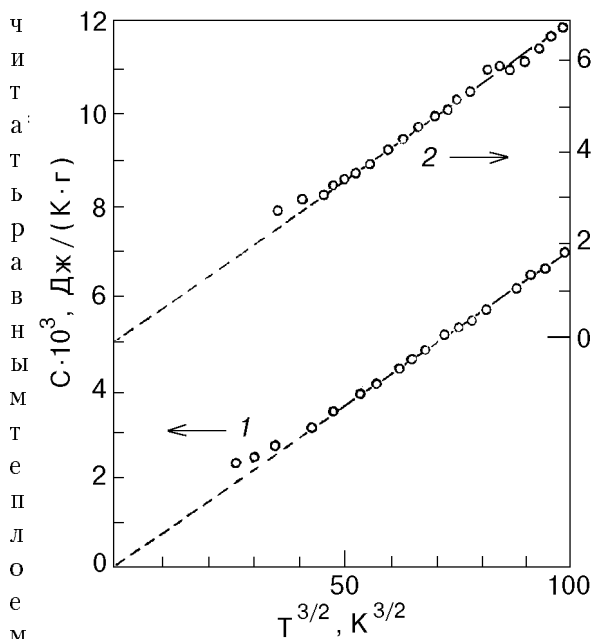


Рис. 2. Температурные зависимости магнитного вклада в теплоемкость образцов  $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{1,6}\text{Ga}_{0,9}\text{O}_4$  (1) и  $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{1,3}\text{Ga}_{1,2}\text{O}_4$  (2).

сти немагнитного галлата лития.

Как видно на рис. 1, в рассматриваемой области температур, особенно при  $T < 10$  К, решеточный вклад  $C_{\text{ph}}(T)$  в общую теплоемкость очень мал. Вследствие этого линейно изменяющаяся с температурой при  $T \leq 11$  К суммарная теплоемкость  $C(T)$  может быть отождествлена с магнитным вкладом  $C_m(T)$ . При повышении температуры  $T > 11$  К ход  $C(T)$  заметно изменяется, причем увеличение теплоемкости, очевидно, не связано с возрастанием  $C_{\text{ph}}(T)$ .

На рис. 2 температурные зависимости магнитных вкладов в теплоемкость образцов с  $x = 0,9$  и  $1,2$  представлены в координатах  $C_m(T) - T^{3/2}$ . Отчетливо видно, что линейная зависимость  $C_m(T)$ , наблюдаемая в низкотемпературной области, в узком интервале температур сменяется законом спиновых волн:  $C_m(T) \sim T^{3/2}$ . Некоторые отклонения от закона  $T^{3/2}$  для образца с  $x = 1,2$  в районе  $T \sim 18$  К связаны с формированием максимумов, природа которых обсуждалась ранее в [6]. Попутно отметим, что в области  $T > 11$  К, в которой выполняется закон  $T^{3/2}$ , значения  $C_m(T)$ , полученные в настоящей работе, совпадают с приведенными в [6].

Полученные результаты, а именно, классическое для СС систем поведение  $C_m(T) \sim T$  при  $T < T_f$  ( $T_f \sim 10$  К), существенны, поскольку речь идет о системах с короткодействием, содержание немагнитных ионов в которых соответствует начальной по концентрации области образования возвратных состояний, где еще сохраняется большая спонтанная намагниченность. Эта область фазовых  $x-T$ -диаграмм неупорядоченных систем изучена еще очень слабо.

Линейная зависимость  $C_m(T) \sim T$  согласуется с традиционными представлениями о поведении теплоемкости в системах с неупорядоченностью типа СС и может быть связана с особенностями спектра элементарных возбуждений. Согласно [13], при наличии даже малой концентрации конкурирующих обменных связей (антиферромагнитных в ферромагнитной матрице) и сохранении спонтанного магнитного момента, близкого к номинальному, в спектре возбуждений формируется дополнительная система низколежащих энергетических состояний, имеющих двухуровневую структуру. Такой структурой спектра возбуждений определяются все низкотемпературные свойства магнитной подсистемы, включая линейную зависимость теплоемкости от температуры. Таким образом, результаты, полученные в настоящей

работе, с одной стороны, по феноменологическим признакам подтверждают принадлежность низкотемпературных неупорядоченных состояний в рассматриваемых объектах к состояниям типа СС, а с другой — согласуясь с выводами работы [13], могут свидетельствовать об изменениях в спектре элементарных магнитных возбуждений, вызванных присутствием конкурирующих обменных связей и фрустраций.

Из результатов настоящих исследований может следовать еще один интересный и, насколько нам известно, ранее не отмечавшийся факт. Как видно на рис. 1 и 2, в сравнительно узком температурном интервале в районе  $T \sim 11$  К происходит изменение характера поведения  $C_m(T)$ , а именно, спин-стекольная область  $C_m \sim T$ , наблюдаемая при низких температурах, сменяется спин-волновой при более высоких. Это, в принципе, может иметь место при обычном термодинамическом фазовом переходе. В таком случае на фазовой  $x$ - $T$ -диаграмме Li-Ga шинелей [14] должна присутствовать еще одна область магнитных состояний. Для выяснения природы возвратных состояний и механизмов их формирования вопрос о самом факте наличия термодинамического фазового перехода и его температуре носит принципиальный характер и требует дополнительных исследований, которые в настоящее время проводятся.

1. И. Я. Коренблит, Е. Ф. Шендер, *УФН* **157**, 267 (1989).
2. К. Binder and A. P. Young, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 801 (1986).
3. J. M. Coey, S. v. Molnar, and R. J. Gambino, *Solid State Communs.* **24**, 167 (1977).

4. Н. Н. Ефимова, Ю. А. Попков, С. Р. Куфтерина, *Письма в ЖЭТФ* **64**, 412 (1996).
5. Н. Н. Ефимова, В. А. Перваков, В. И. Овчаренко, Н. Ю. Тютрюмова, *ФТТ* **35**, 2838 (1993).
6. Н. Н. Ефимова, Ю. А. Попков, С. Р. Куфтерина, М. Халиби, В. А. Перваков, В. И. Овчаренко, Н. Ю. Тютрюмова, *ФНТ* **20**, 546 (1994).
7. J. Villain, *Z. Physik* **B33**, 31 (1979).
8. П. В. Андерсон, *Магнетизм аморфных систем*, Металлургия, Москва (1981).
9. В. С. Доценко, *УФН* **163**, 1 (1993).
10. W. M. Saslow and G. Parker, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1074 (1985).
11. J. R. Thomson, Hong Guo, D. H. Ryan, *Phys. Rev.* **B45**, 3129 (1991).
12. Э. А. Андерс, Б. Я. Сухаревский, И. А. Волчок, *Термофизические свойства веществ и материалов*, Изд-во Стандартов, Москва (1976).
13. М. В. Фейгельман, А. М. Цвелик, *ЖЭТФ* **76**, 2249 (1979).
14. Н. Н. Ефимова, Ю. А. Попков, Н. В. Ткаченко, *ФНТ* **16**, 1565 (1990).

### Heat capacity of reentrant ferrimagnets

$\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$  with  $x = 0.9$  and  $1.2$

N. N. Efimova, S. R. Kufferina, A. G. Anders,  
S. V. Startsev, A. M. Gurevich, and V. N. Erokin

The magnetic subsystem specific heat  $C_m$  of reentrant ferrimagnets  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$  with  $x = 0.9; 1.2$  is investigated in a temperature range of 1.9–22 K. It is found that at low-temperatures  $C_m$  is a linear function of temperature whereas for  $T > 11$  K a  $C_m \sim T^{3/2}$  dependence is observed. Some possible reasons of these temperature behaviors are discussed.