

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ТЕПЛОЕМКОСТИ И НАМАГНИЧЕННОСТИ НАСЫЩЕНИЯ РАЗБАВЛЕННЫХ ВОЗВРАТНЫХ ФЕРРИМАГНИТНЫХ ШПИНЕЛЕЙ

Н. Н. Ефимова

Харьковский государственный университет
310077, Харьков, Украина

Поступила в редакцию 18 июля 1997 г.

На модельных объектах — разбавленных возвратных шпинелях $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$ с $x = 1.0$ – 1.2 проведено исследование температурных зависимостей магнитного вклада в теплоемкость $C_m(T)$ при $H = 0$ и температурах, превышающих температуру замерзания ($T_f \sim 10$ К), при $T \geq 4.2$ К — низкополевой намагниченности $\sigma_H(T)$ и намагниченности насыщения $\sigma_s(T)$, а также изотерм намагниченности $\sigma_T(H)$ в полях до 10 кЭ. Для реализующихся в рассматриваемых условиях ($H = 0$, $T > T_f$ или $T \geq 4.2$ К, сильные магнитные поля) состояний фрустрированного ферримагнетика обнаружены специфические особенности поведения интегральных характеристик $C_m(T)$ и $\sigma_s(T)$, которые обсуждаются с точки зрения изменений в спектре магнитных возбуждений, вызванных локальными нарушениями коллинеарного спинового упорядочения и фрустрациями.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты исследования магнитных и тепловых свойств разбавленных двухподрешеточных ферримагнитных шпинелей $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$ ($1.0 \leq x \leq 1.2$), которые относятся к числу гейзенберговских магнетиков с короткодействующим обменом. Интервал $0.9 \leq x < 1.5$ на фазовой x - T -диаграмме соответствует концентральной области возвратных состояний, где при понижении температуры первоначально наблюдается переход парамагнетик-ферримагнетик в точке Кюри T_C , а затем при температуре замерзания $T_f < T_C$ — ферримагнетик-ферримагнитное спиновое стекло [1, 2]. Для последнего характерно сосуществование при $T < T_f$ дальнего ферримагнитного порядка (спонтанная намагниченность $\sigma_s \neq 0$) с типичными свойствами спинового стекла. При $x = 1.0$ – 1.2 значения T_f составляют ~ 10 К, состояния ферримагнитного спинового стекла разрушаются в довольно слабых магнитных полях, $H < H_s$ (поле технического насыщения ферримагнетика). Величина T_C уменьшается от 435 ($x = 1.0$) до 325 К ($x = 1.2$).

Проблема возвратных состояний в гейзенберговских системах с короткодействием (механизмы формирования, наличие фазовых переходов при $0 \text{ К} < T < T_C$, магнитная структура) постоянно привлекает внимание исследователей и, очевидно, не может быть разрешена вне связи с ферримагнитными состояниями, которые предшествуют ферримагнитному спиновому стеклу по концентрации и температуре ($T > T_f$) [3, 4]. Такого рода ферримагнитные состояния представляют и самостоятельный интерес. В различных сечениях пространства параметров $x - T - H$ это может быть фрустрированный ферримагнетик, ферримагнетики с флуктуирующим обменом, с флуктуирующим обменом и стохастической магнитной структурой и т. д. Свойства подобных магнетиков,

в том числе спектр магнитных возбуждений, могут в значительной степени отличаться от присущих однородным коллинеарным структурам [5–8].

Руководствуясь такими соображениями, мы предприняли исследования интервала концентраций $x = 1.0\text{--}1.2$, который на фазовой $x - T$ -диаграмме шпинелей Li-Ga в сечении $T = 0$ К соответствует началу формирования состояний ферримагнитного спинового стекла [1]. Основное внимание было сосредоточено на изучении ферримагнитной области, а именно, состояний, которые предшествуют спиновому стеклу по температуре ($T_f < T < T_C$, $H = 0$) или реализуются под воздействием магнитного поля $H > H_s$ при $T \geq 4.2$ К, т. е. как при $T < T_f$, так и при $T > T_f$. Достоинством рассматриваемых объектов исследования является их соответствие модельным представлениям работы [9], где теоретически рассмотрен механизм формирования состояний спинового стекла (полуспинстекольных по терминологии автора) в разбавленных ферримагнитных шпинелях с одним сортом магнитных ионов.

Согласно [9], при разбавлении в областях с повышенным содержанием немагнитных ионов (композиционный беспорядок) происходит локальное нарушение коллинеарности спинов — кантинг. Эти скошенные спины частично поляризуют коллинеарную матрицу, в результате чего образуются более протяженные области локальной неколлинеарности. Вследствие конкуренции меж- и внутривузловых антиферромагнитных взаимодействий в пределах этих областей появляются фрустрированные обменные связи. При некоторой концентрации немагнитных ионов возникает перекрытие этих областей по всему кристаллу. Это соответствует образованию дальнего поперечного по отношению к спонтанной намагниченности σ_s порядка спинового стекла.

Такой механизм формирования состояний ферримагнитного спинового стекла в отличие от выводов теории среднего поля Габэ–Тулуза [10] не предполагает образования регулярных неколлинеарных структур в области $T_f < T < T_C$. Состояние, реализующееся в конечном интервале температур $T > T_f$, можно рассматривать как состояние фрустрированного ферримагнетика с локальными нарушениями коллинеарного спинового упорядочения в форме областей локальной неколлинеарности. Экспериментальному изучению тепловых и магнитных свойств такого состояния и посвящена настоящая работа, в программу которой входило исследование температурных зависимостей магнитного вклада в теплоемкость $C_m(T)$ и намагниченности насыщения $\sigma_s(T)$, а также низкополевых политерм намагниченности $\sigma_H(T)$ и изотерм $\sigma_T(H)$ в полях до 10 кЭ.

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Исследования выполнены на однофазных поликристаллических образцах, полученных по стандартной керамической технологии так же, как в [1, 2]. Измерения изотерм удельной намагниченности $\sigma_T(H)$ при температурах от 4.2 до 100 К в полях до 10 кЭ проведены на баллистическом магнитометре, подобном использованному в [1, 2]. Чувствительность установки 10^{-3} Гс·см³·г⁻¹. Температура измерялась посредством углеродного термометра и в процессе измерений поддерживалась постоянной в пределах ± 1 К. Наряду с этим с шагом по температуре (3–5) К были проведены непосредственные измерения зависимостей $\sigma_H(T)$ в полях $H = 5$ кЭ, что превышало поле технического насыщения H_s .

Метод измерения теплоемкости и методика выделения магнитного вклада $C_m(T)$ аналогичны использованным нами в [11]. Низкотемпературные измерения от 2 до 22 К

были продублированы также на установке, описанной в [12]. Погрешность измерения теплоемкости C не превышала $\pm 1\%$. Для измерения температуры был также использован углеродный термометр.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Магнитные свойства в слабых ($H < H_s$) и сильных ($H > H_s$) магнитных полях

Прежде всего целесообразно рассмотреть экспериментальные результаты, которые могут служить свидетельством существования в слабых магнитных полях при $T > T_f$ неоднородностей ферромагнитной структуры типа областей локальной неколлинеарности. На рис. 1, 2 представлены полтермы намагниченности $\sigma_H(T)$ образцов соответственно с $x = 1.1$ и 1.2 . Обозначения ZFC и FC указывают на различную предысторию: ZFC — предварительное охлаждение образцов до $T < T_f$ (в нашем случае до $T = 4.2$ К) в отсутствие поля, а FC — при $H \neq 0$. Как видно из этих рисунков, необратимость хода полтерм намагниченности, $\sigma_{ZFC}(T, H) \neq \sigma_{FC}(T, H)$, наблюдается в широкой области, $T > T_f \sim 10$ К, и усиливается по мере понижения температуры, особенно при $T < T_f$. При увеличении поля H в высокотемпературной области эффекты необратимости подавляются, но становятся более интенсивными при $T \rightarrow T_f^+$ — возрастает разность $\Delta\sigma = \sigma_{FC} - \sigma_{ZFC}$. Такое поведение при низких температурах типично для систем со спин-стекольным упорядочением [1, 2, 13]. Для $x \leq 1.1$ эффекты необратимости проявляются одинаковым образом и исчезают во всем диапазоне температур $T \geq 4.2$ К при $H \geq 100$ Э. В отличие от этого для $x = 1.2$ (см. рис. 2 и [1]) необратимость выражена более сильно и при $T \rightarrow 0$ К существует в полях до нескольких сотен эрстед.

В рассматриваемой области концентраций поведение в малых полях ($H < H_s$) должно определяться доменной структурой. В частности, наиболее вероятной причиной необратимости как при $T \rightarrow 0$ К, так и при более высоких температурах является пиннинг доменных границ. При этом центрами пиннинга, в общем, могут служить как неоднородности поликристаллической структуры (включения, поры, локальные напряжения и пр.), так и неоднородности магнитного упорядочения, обусловленные локальными нарушениями коллинеарности спинов [14, 15]. Первый механизм является причиной необратимости в обычных магнитомягких ферромагнетиках: в слабых магнитных полях необратимость существует при температурах от 0 К до T_C , а вид зависимостей $\sigma_{ZFC}(T)$ и $\sigma_{FC}(T)$ может быть самым разнообразным [14].

По сравнению с этим в Li-Ga-шпинелях эффекты необратимости выражены иначе: они существуют в гораздо более сильных магнитных полях, а при увеличении поля и $T \rightarrow 0$ К наблюдается специфическое (типа спинового стекла) изменение хода $\sigma_{ZFC}(T)$. Наряду с этим отчетливо проявляется их зависимость от концентрации x немагнитных ионов Ga^{3+} . В совокупности все это свидетельствует в пользу второго механизма необратимости, связанного с наличием областей локальной неколлинеарности. Заметим, что присутствием этих областей, выступающих как центры пиннинга доменных границ, можно объяснить и ранее отмечавшееся в [2] уменьшение величины действительной части динамической восприимчивости при $T < 100$ К. Таким образом, данные, полученные в малых полях, позволяют считать, что для рассматриваемых объектов теоретически предсказанное в [9] существование областей локальной неколлинеарности имеет свое экспериментальное подтверждение.

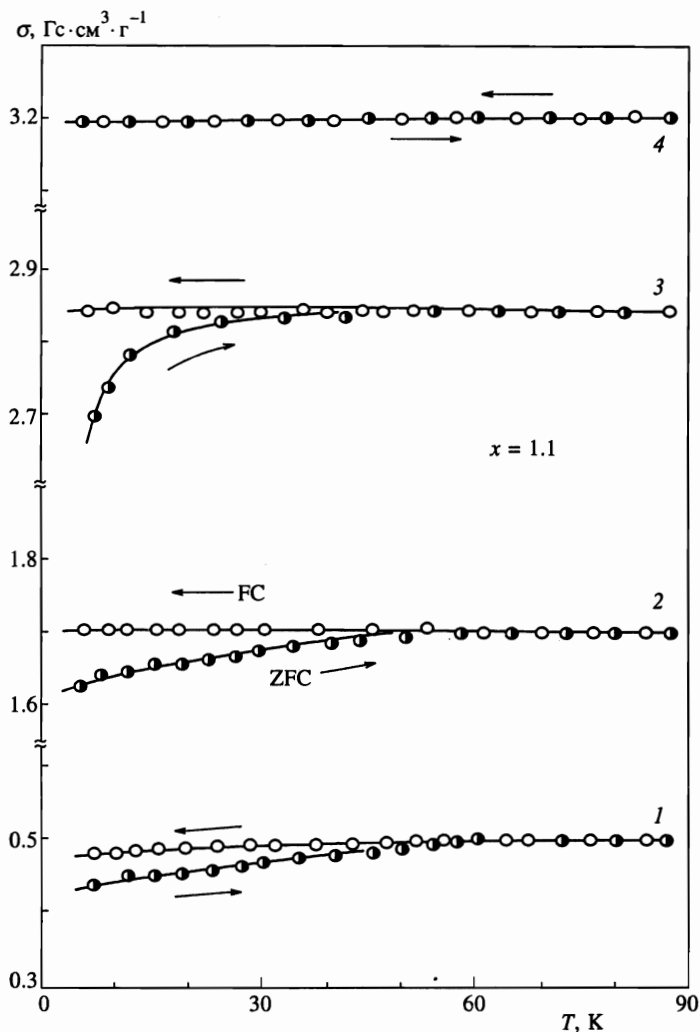


Рис. 1. Политермы намагниченности $\sigma_H(T)$ в режимах ZFC (предварительное охлаждение образца до 4.2 К в отсутствие поля) и FC (охлаждение при $H \neq 0$) шпинели $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{1.4}\text{Ga}_{1.1}\text{O}_4$ при различных значениях полей: 1 — 10 Э; 2 — 30 Э; 3 — 50 Э; 4 — 100 Э

На рис. 3 представлены изотермы намагниченности $\sigma_T(H)$ исследованных образцов при $T = 4.2$ К и $H \leq 10$ кЭ. Видно, что для концентраций $x = 1.0, 1.1$ техническое насыщение достигается при $H_s \sim 2$ кЭ, парапроцесс отсутствует. Это показывает, что локальная неколлинеарность разрушается магнитным полем и при $H > H_s$ реализуется коллинеарное (или очень близкое к нему) ферромагнитное состояние. Для образца с $x = 1.2$ неколлинеарная структура более устойчива к воздействию поля, о чем свидетельствует наличие парапроцесса при $H > H_s$. Это коррелирует с поведением необратимости, которая для этой концентрации также выражена наиболее сильно.

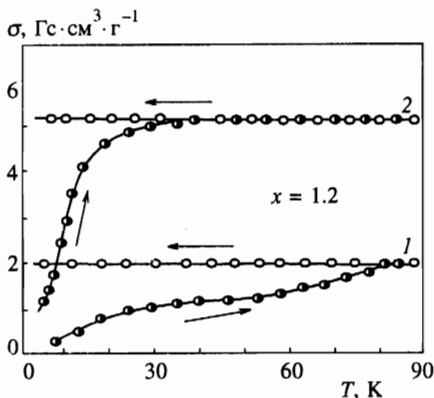


Рис. 2

Рис. 2. Политермы намагниченности $\sigma_H(T)$ в режимах ZFC и FC шпинели $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{1.3}\text{Ga}_{1.2}\text{O}_4$ при различных значениях полей: 1 — 50 Э; 2 — 100 Э

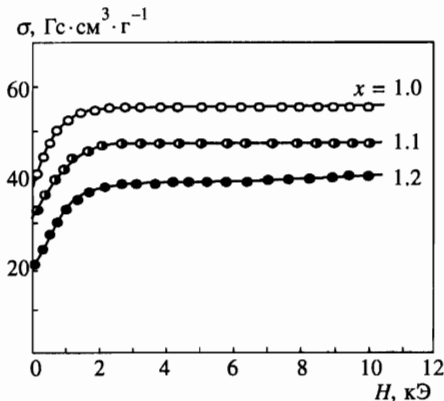


Рис. 3

Рис. 3. Изотермы намагниченности $\sigma_T(H)$ разбавленных шпинелей $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$ ($x = 1.0 \div 1.2$) при $T = 4.2$ К

3.2. Температурные зависимости теплоемкости $C_m(T)$

Температурные зависимости магнитного вклада в теплоемкость $C_m(T)$ Li-Ga-шпинелей с $x = 1.0-1.2$ при $T > T_f$, т. е. в ферромагнитной области, представлены на рис. 4. Там же для сравнения приведены данные для образца с $x = 0.9$ из работы [2]. Для лучшего восприятия экспериментальные кривые сдвинуты по оси ординат (C_m) друг относительно друга. Предполагая, что особенности поведения, обусловленные характером рассматриваемых ферромагнитных состояний, наиболее ярко могут проявиться прежде всего в ближней к T_f области температур, первоначально для всех образцов мы ограничились интервалом $10 < T \leq 40$ К. Попутно отметим, что при $T < T_f$ в рассматриваемых объектах, как и в других возвратных магнетиках, $C_m(T) \sim T$ [11, 13, 16].

Анализируя результаты, приведенные на рис. 4, необходимо отметить следующее. Закон спиновых волн $C_m \sim T^{3/2}$, который выполняется для незамещенной Li-шпинели [11], здесь явно нарушается вследствие образования максимумов. Однако без учета максимумов кривые $C_m(T)$ в целом сохраняют положительную кривизну (вогнутые), чем отличаются от подобного рода зависимостей при более высоких содержаниях Ga^{3+} [11], а также приводимых для других систем спинового стекла, где кривые $C_m(T)$ имеют отрицательную кривизну (выпуклые) [13].

По поводу последнего сразу же отметим, что переход от зависимостей $C_m \sim T^{3/2}$ (неразбавленные ферромагнетики) к выпуклым кривым (системы спинового стекла), естественно, должен происходить через некоторые промежуточные стадии, которые отражают изменения в магнитной подсистеме, вызванные постепенным увеличением концентрации немагнитных ионов. Отсутствие в литературе подробных сведений по этому вопросу свидетельствует лишь о том, что область $x-T$ -диаграмм, соответствующая началу формирования состояний ферромагнитного спинового стекла, изучена еще очень мало.

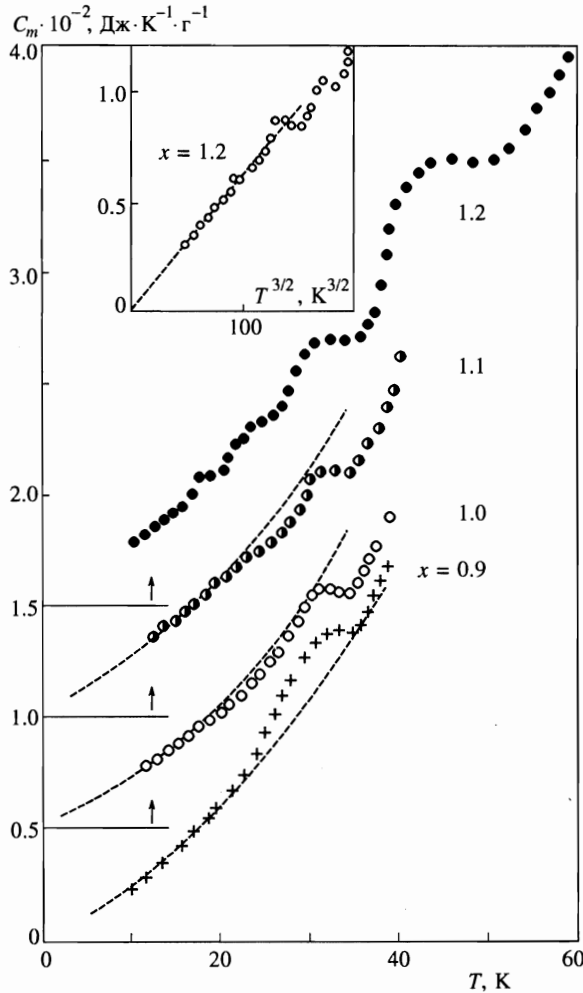


Рис. 4. Температурные зависимости магнитного вклада в теплоемкость $C_m(T)$ разбавленных шпинелей $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$ ($x = 1.0 \div 1.2$ и $x = 0.9$ из работы [2]) при $H = 0$. Для $x = 1.0 \div 1.2$ кривые смещены вверх по оси ординат соответственно на $(0.5, 1.0, 1.5) \cdot 10^2 \cdot \text{Дж} \cdot \text{К}^{-1} \cdot \text{г}^{-1}$. На врезке приведена зависимость $C_m(T^{3/2})$ для образца с $x = 1.2$. Штриховые линии — экстраполяция зависимостей $C_m(T) \sim T^{3/2}$, выполняющихся при $T \lesssim 20$ К

С учетом того, что вогнутая форма кривых $C_m(T)$ обусловлена спиновыми волнами с квадратичным законом дисперсии, представляло интерес рассмотрение концентрационной эволюции зависимостей $C_m(T)$ с точки зрения их отклонения от закона $T^{3/2}$. Для этого экспериментальные кривые были перестроены в координатах $C_m - T^{3/2}$. Для иллюстрации одна из этих зависимостей ($x = 1.2$) показана на врезке рис. 4. В результате использования такой процедуры было установлено, что при $x \geq 1.0$ закон $T^{3/2}$ выполняется лишь в области температур, непосредственно примыкающей к T_f , т. е. $T \lesssim 22$ К. При более высоких температурах, несмотря на наличие максимумов, экспериментальные зависимости $C_m(T)$ имеют более пологий ход, чем следовало бы из

закона $T^{3/2}$ (штриховые линии на рис. 4). В противоположность этому для образца с $x = 0.9$ максимум формируется на фоне зависимости $T^{3/2}$ [2]. В целом ход температурных зависимостей $C_m(T)$ для всех образцов $x = 0.9-1.2$, очевидно, можно интерпретировать следующим образом. В рассматриваемом интервале температур основным типом возбуждений в магнитной подсистеме являются спиновые волны, однако плотность состояний в спин-волновом спектре уменьшается по мере увеличения степени разбавления и температуры. При возрастании температуры появляются также другие вклады в теплоемкость, благодаря которым на зависимостях $C_m(T)$ появляются максимумы.

Форма этих максимумов, а также концентрационные изменения хода зависимостей $C_m(T)$ явно показывают, что обнаруженные особенности поведения $C_m(T)$ не связаны с фазовым переходом от коллинеарной к упорядоченной неколлинеарной ферри-магнитной структуре. В подтверждение этому может служить также тот факт, что при соответствующих этим максимумам температурах не наблюдается никаких аномалий хода температурных зависимостей действительной $\chi'(T)$ и мнимой $\chi''(T)$ частей низкочастотной динамической восприимчивости, тогда как при $T = T_f$ последняя имеет характерный максимум [2, 17].

Вместе с тем появление максимумов на зависимостях $C_m(T)$, вероятно, отражает факт возникновения в магнитной подсистеме дополнительных степеней свободы. В [9] высказано предположение, что причиной этого могут быть области локальной неколлинеарности. Если присутствие этих областей действительно приводит к возникновению новых мод в спектре возбуждений, благодаря которым формируются максимумы на зависимостях $C_m(T)$, то ясно, что таких максимумов должно быть несколько. Это непосредственно вытекает из того обстоятельства, что образование таких областей есть статистический процесс, который определяется случайным расположением в шпинельной решетке немагнитных ионов [9]. С учетом короткодействующего характера обмена можно с полным основанием считать, что при заданных x существует несколько наиболее вероятных типов областей локальной неколлинеарности (степень нарушения обмена, протяженность и т.п.). Вследствие этого одинаковые по природе возбуждения, связанные с различными типами областей локальной неколлинеарности, должны появляться (и проявляться) при различных температурах.

Полученные экспериментальные данные согласуются с такими представлениями. Действительно, максимум, появившийся для $x = 0.9$ на фоне зависимости $T^{3/2}$, сохраняется и при более высоких концентрациях немагнитных ионов, но его форма с увеличением x видоизменяется. Одновременно с этим изменяется и ход $C_m(T)$ в области низких температур — нарушается закон $T^{3/2}$ и, как хорошо видно из зависимости $C_m(T)$ для $x = 1.2$, появляются новые максимумы. Расширив для $x = 1.2$ интервал температур до 60 К, мы убедились, что максимумы существуют и при более высоких температурах.

Из результатов п. 3.1 следует, что области локальной неколлинеарности разрушаются магнитным полем. Поэтому исследование интегральных характеристик $C_m(T)$ или $\sigma_s(T)$ в магнитном поле дает возможность экспериментальной проверки наличия связи между дополнительным вкладом в теплоемкость и областями локальной неколлинеарности. Имея это в виду, для всех образцов с $x \geq 1.0$ мы провели также исследование температурных зависимостей намагниченности в поле $H = 5$ кЭ.

3.3. Температурные зависимости намагниченности насыщения

Температурные зависимости намагниченности исследованных образцов в поле $H = 5$ кЭ при $T = (4.2-100)$ К представлены на рис. 5. Из результатов, приведенных ранее в п. 3.1 (рис. 3), видно, что для $x = 1.0$ и 1.1 эту намагниченность можно считать намагниченностью насыщения. Хотя для образца с $x = 1.2$ при $H = 5$ кЭ полного насыщения нет, техническое насыщение достигнуто. Поэтому ниже для всех образцов будет использован термин намагниченность насыщения (σ_s) именно в этом смысле.

Как следует из данных рис. 5, в отличие от температурных зависимостей $C_m(T)$, для $\sigma_s(T)$ в каждом отдельном случае нет каких-либо резких изменений температурного хода. Однако если зависимости $C_m(T)$ для всех образцов, в общем, однотипны, то для $\sigma_s(T)$ имеют место заметные концентрационные изменения при низких температурах. Это появление плато при $T < 30$ К для случая $x = 1.1$ и слабо выраженного максимума для $x = 1.2$ в области $T < 50$ К.

Равномерный ход зависимостей $\sigma_s(T)$ свидетельствует в пользу того, что дополнительные возбуждения в магнитной подсистеме, проявляющиеся в виде максимумов на кривых $C_m(T)$, либо не вызывают изменения z -проекции намагниченности, либо подавляются магнитным полем из-за разрушения их источников. Если считать, что такими источниками служат области локальной неколлинеарности, то могут иметь силу одновременно оба положения. В частности, в [9] предполагалось, что возможно жесткое вращение этих областей вокруг направления $\sigma_s(T)$.

При полном разрушении областей локальной неколлинеарности магнитным полем, т. е. восстановлении коллинеарной ферромагнитной структуры, зависимости $\sigma_s(T)$, вероятно, должны следовать закону спиновых волн $T^{3/2}$. С целью проверки этого экспериментальные данные $\sigma_s(T)$ также были перестроены в координатах $\sigma_s - T^{3/2}$, что и представлено на рис. 5.

Видно, что для образца с $x = 1.0$ закон $T^{3/2}$ выполняется во всем диапазоне температур ($4.2 \div 100$) К, а для $x = 1.1$ и 1.2 — только в сравнительно высокотемпературной области, т. е. соответственно при $T > 30$ К и $T > 50$ К. Тем не менее, на наш взгляд, в совокупности с данными о поведении $C_m(T)$ это может служить подтверждением гипотезы о том, что присутствие областей локальной неколлинеарности приводит при $H = 0$ к появлению в магнитной подсистеме новых степеней свободы, что и дает дополнительный вклад в теплоемкость.

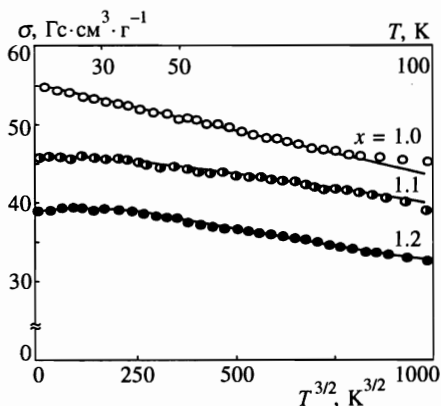


Рис. 5. Температурные зависимости намагниченности насыщения $\sigma_s(T)$ разбавленных шпинелей $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$ ($x = 1.0 \div 1.2$) в координатах $\sigma_s - T^{3/2}$. Сплошные линии — кривые, рассчитанные по уравнению (2). Значения A и Δ приведены в тексте

Наблюдающиеся изменения хода $\sigma_s(T)$ при низких температурах для случаев $x = 1.1$ и 1.2 не противоречат этому, если в этих образцах и в присутствии поля $H > H_s$ сохраняется локальная неколлинеарность и фрустрации. Как показано в работах [18–20], в такой ситуации поведение $C_m(T)$ и $\sigma_H(T)$ определяется наличием щели в спектре возбуждений, которая имеет вид

$$\Delta = \mu(H - H_0), \quad (1)$$

где μ — магнитный момент, H — внешнее, а H_0 — внутреннее поле. Присутствие слагаемого ($-\mu H_0$), которое в противоположность внешнему полю H способствует появлению магнитных возбуждений, обусловлено наличием конкуренции обмена и фрустрациями [19]. Хотя в расчетной модели [19] в качестве исходного было выбрано полностью разупорядоченное состояние, т.е. типа спинового стекла, в больших полях оно переходит в состояние фрустрированного ферромагнетика. Кроме того, магнитные возбуждения в [19] рассматриваются как невзаимодействующие спиновые волны.

Исходя из этого нами была предпринята попытка аппроксимировать экспериментальные кривые $\sigma_m(T)$ для $x = 1.1$ и $x = 1.2$ зависимостью вида [21]

$$\sigma_s(T) = \sigma_{s0} \left[1 - AT^{3/2} \exp(-\Delta/kT) \right], \quad (2)$$

где A , σ_{s0} и Δ — параметры, подлежащие определению; k — постоянная Больцмана.

В результате математической обработки экспериментальных данных $\sigma_s(T)$ были получены следующие значения параметров. Для $x = 1.1$ имеем $\sigma_{s0} = (46.7 \pm 0.7) \text{ Гс} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{г}^{-1}$, $A = (12.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-3/2}$, $\Delta = (-15.2 \pm 0.1) \text{ К}$. Для $x = 1.2$ имеем $\sigma_{s0} = (39.3 \pm 0.2) \text{ Гс} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{г}^{-1}$, $A = (14.0 \pm 0.1) \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-3/2}$, $\Delta = (-14.8 \pm 1.2) \text{ К}$. В обоих случаях коэффициент корреляции $R > 0.99$. Расчетные кривые показаны на рис. 5 сплошными линиями.

Полученные значения параметров уравнения (2) вполне разумны. Для сравнения отметим, что для $x = 1.0$ коэффициент A в законе Блоха для $\sigma_s(T)$ равен $(18.1 \pm 1.2) \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-3/2}$. Отрицательный знак Δ объясняется малой величиной приложенного внешнего поля. Используя в качестве μ значение магнитного момента иона Fe^{3+} , т.е. $5\mu_B$, при $H = 5 \text{ кЭ}$ имеем $\mu H \simeq 0.3 \text{ К}$. Следовательно, щель практически полностью определяется внутренним полем H_0 . Численные значения Δ близки к соответствующим температурам замерзания $T_f \sim 10 \text{ К}$. Такой же результат ($|\Delta| \gtrsim T_f$) был получен при исследовании теплоемкости $C_m(T)$ в больших полях для образцов системы спинового стекла (Eu-Sr)S [18, 20]. Таким образом, есть основания считать, что характер температурных зависимостей $\sigma_s(T)$ при низких температурах в поле $H = 5 \text{ кЭ}$ также отражает специфику ферромагнитных состояний, реализующихся при этих условиях, т.е. (T, H) , в образцах с $x = 1.1$ и 1.2 , а именно, наличие локальной неколлинеарности и фрустраций. Для случая $x = 1.2$ их присутствие с очевидностью вытекает из результатов рис. 3 (см. п. 3.1). Для образца $x = 1.1$ это, по-видимому, тоже имеет место, хотя и в меньшей степени. При малой величине восприимчивости парапроцесса отсутствие насыщения в полях $H \leq 10 \text{ кЭ}$, очевидно, можно зарегистрировать лишь сквид-магнитометром.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты исследования тепловых и магнитных свойств модельных объектов — разбавленных возвратных ферримагнитных шпинелей $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$ ($x = 1.0-1.2$) — подтвердили основные положения о механизме формирования состояний ферримагнитного спинового стекла в подобных системах, полученные теоретически [9]. Состоянию спинового стекла предшествует по температуре ($T > T_f$, $H = 0$) состояние фрустрированного ферримагнетика, для которого характерно наличие локальных нарушений коллинеарного ферримагнитного упорядочения — области локальной неколлинеарности с сохранившимися в их пределах фрустрированными обменными связями. Упорядоченные неколлинеарные структуры, существование которых при $T > T_f$ предсказано в модели среднего поля Габэ–Тулуза [10], здесь отсутствуют.

С такой моделью образования состояний ферримагнитного спинового стекла согласуются обнаруженные особенности поведения температурных зависимостей теплоемкости $C_m(T)$ при $H = 0$, которые в целом демонстрируют отклонение от закона Блоха $T^{3/2}$ и наличие максимумов за счет вкладов, не связанных со спиновыми волнами. В присутствии достаточно сильного магнитного поля ($H > H_s$), которое разрушает состояние ферримагнитного спинового стекла и при всех температурах $T \geq 4.2$ К восстанавливает коллинеарную ферримагнитную структуру, для намагниченности насыщения $\sigma_s(T)$ выполняется закон $T^{3/2}$ (случай $x = 1.0$), что может служить подтверждением связи дополнительных мод в спектре магнитных возбуждений с областями локальной неколлинеарности.

Если фрустрации сохраняются и в сильных магнитных полях, то, согласно полученным нами данным о характере зависимостей $\sigma_s(T)$ для образцов с $x = 1.1$ и 1.2 и $C_m(T)$, взятым из [18–20] для системы $(\text{Eu-Sr})\text{S}$, в спектре магнитных возбуждений появляется щель вида $\Delta = \mu(H - H_0)$. При этом возбуждения могут рассматриваться как невзаимодействующие спиновые волны, а слагаемое $(-\mu H_0)$, облегчающее их появление, обусловлено конкуренцией обменных взаимодействий и фрустрациями.

Возможно, что обнаруженные в работе особенности поведения температурных зависимостей $C_m(T)$ при $H = 0$ ($x = 1.1 \div 1.2$) и намагниченности насыщения $\sigma_s(T)$ при $T \rightarrow 0$ К ($x = 1.1$ и 1.2) отражают некоторые общие закономерности в изменении характера спектра магнитных возбуждений во фрустрированных ферро- и ферримагнитных системах с короткодействием. Однако этот вопрос требует дальнейшего изучения.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить благодарность В. А. Первакову, С. Р. Куфтериной, Н. Ю. Тютрюмовой за помощь при проведении измерений.

Литература

1. Н. Н. Ефимова, Ю. А. Попков, Н. В. Ткаченко, ЖЭТФ **90**, 1413 (1986); ФНТ **16**, 1565 (1990).
2. Н. Н. Ефимова, Ю. А. Попков, С. Р. Куфтерина, В. А. Перваков, В. И. Овчаренко, Н. Ю. Тютрюмова, ФНТ **20**, 546 (1994).
3. W. M. Saslow, G. Papker, Phys. Rev. Lett. **56**, 1074 (1986).
4. J. R. Thomson, Hong Gud, D. Y. Ryan et. al., Phys. Rev. B **45**, 3129 (1992).
5. T. A. Kaplan, Phys. Rev. **109**, 782 (1958).

6. И. Я. Коренблит, Е. Ф. Шендер, УФН **126**, 233 (1978).
7. В. А. Игнатченко, Р. А. Исхаков, ЖЭТФ **72**, 1005 (1977); Известия АН СССР сер. физ. **44**, 1434 (1980).
8. I. Ya. Korenblit and E. F. Shender, Phys. Rev. B **33**, 624 (1986).
9. J. Villain, Z. Phys. B **33**, 31 (1979).
10. M. Gabay and G. Toulouse, Phys. Rev. Lett. **47**, 201 (1981).
11. Н. Н. Ефимова, В. А. Перваков, В. И. Овчаренко, Н. Ю. Тютрюмова, ФТТ **35**, 2838 (1993).
12. Э. А. Андерс, Б. Я. Сухаревский, И. А. Волчок, *Теплофизические свойства веществ и материалов*, Изд. стандартов, Москва (1976).
13. K. Binder and A. P. Yuang, Rev. Mod. Phys. **58**, 801 (1986).
14. Л. В. Киренский, А. И. Дрокин, Д. А. Лаптий, *Температурный магнитный гистерезис ферромагнетиков и ферритов*, Новосибирск (1965).
15. J. Hubsch and G. Gavoile, Phys. Rev. B **26**, 3816 (1982).
16. Н. Н. Ефимова, Ю. А. Попков, С. Р. Куфтерина, Письма в ЖЭТФ **64**, 412 (1996).
17. Н. Н. Ефимова, Ю. А. Попков, Г. А. Такзей, А. Б. Сурженко, А. М. Двоглазов, ФТТ **36**, 490 (1994).
18. H. V. Löhneysen, R. Berg, G. V. Lekomte, and W. Zinn, Phys. Rev. B **31**, 2920 (1985).
19. U. Krey, J. Phys. Lett. **46**, 845 (1985).
20. J. Woznitza, H. V. Löhneysen, and U. Krey, Phys. Rev. B **33**, 3436 (1986).
21. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, Москва (1967).