

Исследования интенсивного магнетокалорического эффекта и теплоемкости $(\text{La}_{0.4}\text{Eu}_{0.6})_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ методом адиабатического калориметра

© А.В. Карташев*, И.Н. Флёров*,**, Н.В. Волков*,**, К.А. Саблина*

* Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, 660036 Красноярск, Россия

** Сибирский федеральный университет, 660079 Красноярск, Россия

E-mail: akartashev@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 11 марта 2008 г.)

Температурные зависимости интенсивного магнетокалорического эффекта $\Delta T_{\text{AD}}(T, H)$ и теплоемкости $C_p(T)$ манганита $(\text{La}_{0.4}\text{Eu}_{0.6})_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ определены путем прямых измерений методом адиабатического калориметра. Установлено удовлетворительное согласие зависимостей $\Delta T_{\text{AD}}(T)$ — экспериментально измеренной и рассчитанной из данных о поведении намагниченности. Обсуждаются причины отсутствия аномалии теплоемкости на экспериментальной кривой $C_p(T)$ в области магнитного фазового перехода.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ для поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-1011.2008.2), Сибирского отделения РАН (Лаврентьевский конкурс молодежных проектов, грант № 51) и в рамках Интеграционного проекта СО РАН 3.7.

PACS: 75.30.Sg, 75.40.Cx

1. Введение

В последнее десятилетие наблюдается устойчивый интерес исследователей к материалам на основе LaMnO_3 , обладающим перовскитоподобной структурой и претерпевающим фазовые переходы магнитной природы. Это обстоятельство обусловлено, в частности, многообещающими перспективами использования присущих им аномальных свойств, таких, например, как колоссальное магнетосопротивление, гигантская объемная магнито-стрикция, переходы металл–диэлектрик и значительный магнетокалорический эффект. Последнее свойство открывает возможности применения манганитов при создании охлаждающих устройств на основе твердотельных хладагентов [1]. Эти материалы по сравнению с газовыми хладагентами обладают целым рядом преимуществ: малым удельным объемом, более высокой экологической безопасностью и значительной энергетической эффективностью [1,2]. Уступая в некоторой мере другим твердотельным материалам, например Gd [2] и сплавам типа $\text{Gd}_5(\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x})_4$ [3], в величинах максимальной калорической эффективности, твердые растворы на основе манганитов, во-первых, позволяют варьировать температуру фазовых переходов в широкой области температур и таким образом реализовать более широкий температурный рабочий интервал [1,4–7], а во-вторых, являются более экономически выгодными.

Как правило, твердые растворы манганитов со смешанной валентностью катионов создаются путем замещения катиона La^{3+} в LaMnO_3 на Ca^{2+} , Sr^{2+} , Ba^{2+} , Pb^{2+} . Увеличение концентрации двухвалентного катиона приводит к росту температуры перехода между парамагнитной и ферромагнитной фазами [1]. Это явление

особенно ярко проявляется в системе $\text{La}_{1-x}\text{Pb}_x\text{MnO}_3$ ($T_C \approx 170$ и 350 К соответственно при $x = 0.1$ и 0.3) и сопровождается ростом величины магнетокалорического эффекта [6].

В результате изовалентного замещения лантана редкоземельными катионами температура фазового перехода быстро убывает и, например, в твердом растворе $(\text{La}_{0.4}\text{Eu}_{0.6})_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ достигает $T_C \approx 119$ К [8]. Этот манганит обладает и рядом других особенностей. Во-первых, в отличие от исходного ромбоэдрического $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ для него характерна тетрагональная симметрия $P4/m$. Во-вторых, для этого соединения свойственно наличие неомогенного состояния в широкой области температур $T^* - T_C \approx 100$ К. Выше T^* манганит представляет собой однородный парамагнетик с поляронным типом проводимости. В промежутке между T^* и T_C зарождаются кластеры ферромагнитной фазы с более высокой проводимостью, размер и число которых растут по мере понижения температуры. При T_C парамагнитная матрица переходит в ферромагнитное состояние, и в дальнейшем в образце сосуществуют две различные ферромагнитные фазы. При этом на границах раздела фаз взаимодействие между ними имеет антиферромагнитный характер.

Вопрос о влиянии на магнетокалорический эффект двухфазного состояния, обусловленного сосуществованием в образцах областей с ферро- и антиферромагнитным упорядочением, исследовался на системе твердых растворов $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ [9]. Было обнаружено кардинальное различие температурных зависимостей величин изменения температуры при наложении магнитного поля в адиабатических условиях, определенных путем прямых измерений и рассчитанных из намагниченности.

С целью выяснения характера влияния на магнитно-тепловые свойства особенностей магнитного состояния $(\text{La}_{0.4}\text{Eu}_{0.6})_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ в настоящей работе методом адиабатического калориметра выполнены исследования его теплоемкости и величины магнетокалорического эффекта в интервале температур 80–220 К.

2. Методика эксперимента и образец

Существуют два вида магнетокалорического эффекта: интенсивный и экстенсивный [1]. Первый представляет собой изменение температуры ΔT_{AD} магнитного материала при наложении магнитного поля в адиабатических условиях, второй связан с изменением энтропии ΔS_{MCE} в изотермическом процессе. Прямые экспериментальные измерения возможны лишь для определения величины ΔT_{AD} , а изменение энтропии вычисляется из температурных зависимостей теплоемкости в магнитных полях. Информацию об обоих эффектах можно получить и другим косвенным путем, а именно из данных о зависимости намагниченности от температуры и магнитного поля, используя известные уравнения Максвелла [1]. В подавляющем большинстве случаев применяют последний способ, однако анализ многочисленных экспериментальных данных показал, что получаемые таким путем сведения о величинах ΔT_{AD} и ΔS_{MCE} далеко не всегда достаточно достоверны. Во-первых, эти данные отягощены значительной погрешностью, обоснованной в [1]; во-вторых, они ненадежны в случае реализации в образце двух близко лежащих на температурной шкале фазовых переходов, особенно разной природы, например магнитной и антиферромагнитной, или при наличии в нем совокупности двух и более магнитных фаз [9]. И лишь в отдельных случаях величина ΔT_{AD} определяется непосредственно, как например в [10], путем непрерывной регистрации температуры образца при периодическом включении и выключении магнитного поля, но при достаточно больших скоростях изменения температуры ($\sim 0.5 \text{ K/min}$), что, конечно, не позволяет рассматривать условия эксперимента как равновесные и близкие к адиабатическим.

С нашей точки зрения, наиболее удобным инструментом для параллельного изучения в образце магнетокалорического эффекта и его теплоемкости является адиабатический калориметр. В настоящей работе мы использовали конструкцию, предложенную ранее для исследования электрокалорического эффекта в сегнетоэлектриках (рис. 1) [11,12].

Монокристаллы $(\text{La}_{0.4}\text{Eu}_{0.6})_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ выращены методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве. Смесь PbO и PbF_2 использована в качестве растворителя. Отобранные для исследования кристаллы имели форму куба $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}$ с блестящими гранями. Образец $(\text{La}_{0.4}\text{Eu}_{0.6})_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ общей массой 1.35 г помещался в фурнитуру, представляющую собой полированную алюминиевую фольгу с наклеенным констан-

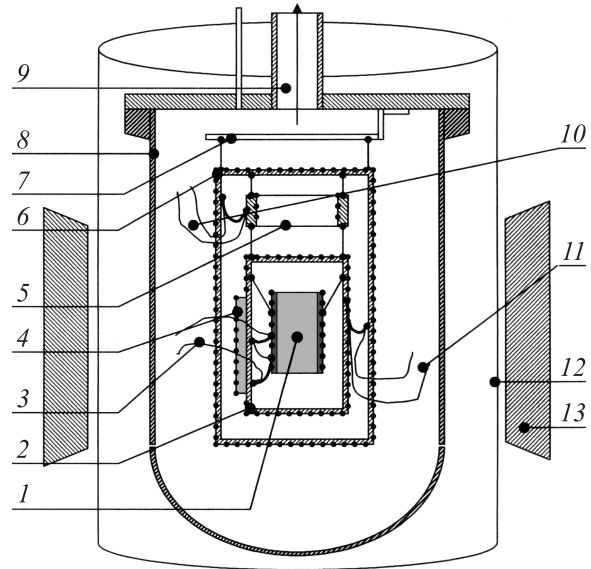


Рис. 1. Схематическое изображение криостата адиабатического калориметра для исследования магнетокалорического эффекта.

тановым проводом в качестве нагревателя. Для обеспечения надежного теплового контакта между образцом и фурнитурой использовалась вакуумная смазка.

Система „образец + фурнитура + смазка“ 1 подвешивалась на тонких нитях с низкой теплопроводностью внутри первого адиабатического экрана 2 (рис. 1), внутренняя поверхность которого покрыта серебром и отполирована, что позволяло минимизировать теплообмен между экраном и образцом. Разность температур между этими элементами контролировалась с помощью батареи медь-константановых термопар 3, сигнал от которых усиливался в $5 \cdot 10^3$ раз, что позволяло поддерживать дрейф температуры образца в необходимых пределах $dT/dt \approx \pm(10^{-3} - 10^{-4}) \text{ K/min}$ путем регулирования температуры первого экрана. Температура образца фиксировалась платиновым термометром сопротивления 4, расположенным на первом адиабатическом экране (рис. 1). Контрольные измерения показали, что изменению величины dT/dt в указанных пределах сопутствовала небольшая погрешность определения температуры образца, составлявшая менее 0.01 К.

С помощью второго экрана 5 устранялся градиент температуры на тонких проводах ($d \leq 10^{-2} \text{ cm}$), соединяющих первый экран и образец с внешними электронными устройствами, находящимися при комнатной температуре. И наконец, третий экран 6 играл роль „окружающей среды“ (с равномерным температурным полем) для первого и второго экранов, расположенных внутри его. Система из трех экранов подвешивалась к „холодному“ экрану 7, имеющему надежный тепловой контакт с камерой 8, в которой создается разрежение $\sim 10^{-5} - 10^{-4} \text{ mm Hg}$, и предотвращающему прямое попадание теплового излучения по вакуумпроводу 9 на

терморегулируемые элементы калориметрической системы. С помощью медь-константановых термопар 10 и 11 осуществлялся контроль разности температур между экранами 5–6 и 2–6.

Камера 8 с системой тепловых экранов, позволяющих обеспечить условия, близкие к адиабатическим, помещалась в сосуд Дьюара с жидким азотом 12, который располагался между полюсами обычного диссипативного электромагнита 13. Максимальная величина магнитного поля в области расположения образца достигала 6.1 кОе.

Исследования магнетокалорического эффекта выполнялись в режимах наложения и снятия поля следующим образом. При определенной температуре адиабатический калориметр настраивался так, чтобы дрейф температуры был в допустимых пределах в течение часа и близким к линейному. Такое поведение температуры означает, что в криостате реализованы условия, максимально близкие к адиабатным: система стабилизирована и находится в устойчивом динамическом равновесии. В таком состоянии максимальная чувствительность к изменению температуры образца лежит на уровне величины дрейфа температуры, и в лучшем случае, если есть необходимость, можно добиться уровня $dT/dt \leq 10^{-4}$ K/min. Именно эта величина в первом приближении определяет ошибку измерений. В большинстве выполненных нами экспериментов вполне достаточно было иметь погрешность измерения в пределах 10^{-3} K и даже $5 \cdot 10^{-3}$ K, что позволяло существенно ускорить выполнение опытов, снизив требования к величине дрейфа температурного хода.

Измерения теплоемкости проводились методами дискретных и непрерывных нагревов. В первом случае калориметрический шаг варьировался в пределах 1.5–3 K, во втором — система „образец + фурнитура + смазка“ нагревалась со скоростями $dT/dt \approx 0.15$ –0.3 K/min. Для определения теплоемкости образца были выполнены эксперименты по измерению теплоемкости фурнитуры $C_{\text{furn}}(T)$, а теплоемкость вакуумной смазки $C_r(T)$ была исследована в [13].

3. Экспериментальные результаты

Результаты измерений теплоемкости $(La_{0.4}Eu_{0.6})_{0.7}Pb_{0.3}MnO_3$ в широком интервале температур в отсутствие внешнего магнитного поля показаны на рис. 2. Зависимость $C_p(T)$ представляет собой гладкую кривую, без каких-либо заметных аномалий в области температуры фазового перехода в ферромагнитное состояние. Далее обсудим возможные причины этого несколько неожиданного обстоятельства.

Магнетокалорический эффект в $(La_{0.4}Eu_{0.6})_{0.7}Pb_{0.3}MnO_3$ изучался при температурах выше и ниже T_C в полях разной напряженности: $H = 1.1, 2.1, 3.15, 4.1, 4.8, 5.4, 6.1$ кОе. На рис. 3 показаны результаты одной из серий экспериментов, выполненных в окрестности 100 K, т.е. в области существования двухфазного ферромагнитного

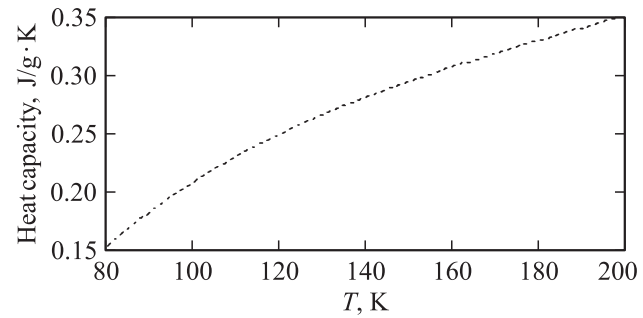


Рис. 2. Температурная зависимость теплоемкости кристалла $(La_{0.4}Eu_{0.6})_{0.7}Pb_{0.3}MnO_3$.

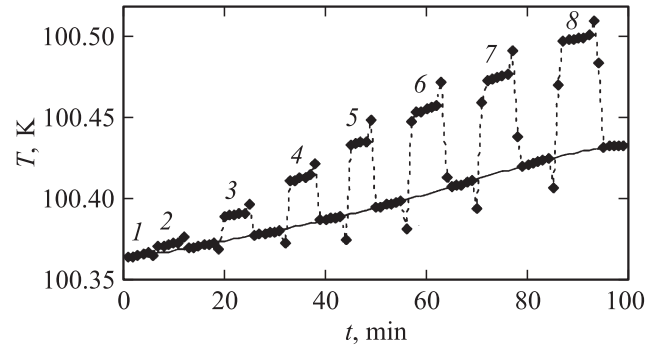


Рис. 3. Зависимость температуры образца $(La_{0.4}Eu_{0.6})_{0.7}Pb_{0.3}MnO_3$ от времени при значениях напряженности магнитного поля, равных 0 (1), 1.1 (2), 2.1 (3), 3.2 (4), 4.1 (5), 4.8 (6), 5.4 (7) и 6.1 кОе (8).

состояния образца. Средняя скорость изменения его температуры за время рассматриваемого эксперимента (100 min) составляла $dT/dt \approx 7 \cdot 10^{-4}$ K/min. Из рис. 3 видно, что манганиту $(La_{0.4}Eu_{0.6})_{0.7}Pb_{0.3}MnO_3$ свойствен заметный магнетокалорический эффект — включение (выключение) магнитного поля сопровождается надежно наблюдаемым увеличением (уменьшением) температуры. Очевидно также, что степень обратимости эффекта высока — после выключения поля температура образца возвращается на ожидаемый уровень, получаемый экстраполяцией температурного хода dT/dt из области температур, предшествующей включению поля.

На зависимости $T(t)$ наблюдались также скачкообразные изменения („всплески“) температуры в моменты включения и выключения поля, которые связаны с наводками ЭДС-индукции на высокочувствительный усилитель сигнала термопары. Из постоянства величины dT/dt в режимах измерения в поле и без поля следует, что этот „паразитный“ эффект никоим образом не влияет на условия регулирования адиабатических условий. Чтобы убедиться в независимости истинного изменения ΔT_{exp} от мнимого изменения температуры, вызванного наводками, были выполнены аналогичные эксперименты с противоположным направлением магнитного поля. Поскольку магнетокалорический эффект не зависит от

направления поля, результат должен был остаться тем же, но в то же время „всплески“ температуры должны были изменить полярность. Обоснованность этого утверждения была подтверждена экспериментально, и величина обратимого изменения температуры образца осталась той же самой в пределах ошибки измерения.

Тем не менее именно обсуждаемый „паразитный“ эффект стал причиной немгновенного (1–10 ms) включения (выключения) поля, так как в этом случае величина „всплеска“ температуры была настолько большой, что регулирующая аппаратура калориметра выходила за пределы стабильной работы. Слишком медленное (в течение ~ 10 min) нарастание (убывание) поля до максимума (6.1 kOe) приводило к ухудшению условий адиабатичности эксперимента. Оптимальная эмпирическая подобранная величина скорости наложения/снятия поля составляла $dH/dt \approx 60$ Oe/s.

Аналогичным образом были выполнены измерения интенсивного магнетокалорического эффекта и при других температурах, в том числе и в парамагнитной фазе.

4. Обсуждение результатов

В разделе 2 при описании образца и методики измерения теплоемкости и магнетокалорического эффекта в $(La_{0.4}Eu_{0.6})_{0.7}Pb_{0.3}MnO_3$ мы обращали внимание на необходимость использования фурнитуры с нагревателем и контактной смазки. В силу этого обстоятельства теплота, выделяемая (поглощаемая) при наложении (снятии) магнитного поля, расходуется на изменение температуры не только образца, а всей системы в целом: образец + фурнитура + смазка. Вследствие этого при варьировании магнитного поля экспериментальным путем измеряется величина ΔT_{exp} , которая меньше действительной ΔT_{AD} . Соотношение между этими величинами описывается следующим уравнением:

$$\Delta T_{AD} = \Delta T_{exp} \left(1 + \frac{C_{furn} + C_r}{C_{sample}} \right), \quad (1)$$

где C_{furn} и C_r — теплоемкости фурнитуры и смазки, C_{sample} — теплоемкость образца.

Таким образом, для минимизации разницы $\Delta T_{AD} - \Delta T_{exp}$ необходимо стремиться уменьшать вклад величины $(C_{furn} + C_r)$ в суммарную теплоемкость, измеряемую в эксперименте. Калориметрические измерения показали, что теплоемкости фурнитуры и смазки, с одной стороны, и образца $(La_{0.4}Eu_{0.6})_{0.7}Pb_{0.3}MnO_3$, с другой, оказались практически равными в исследованном интервале температуры 80–220 К.

На рис. 4 показаны зависимости рассчитанного с учетом описанных выше тепловых потерь интенсивного магнетокалорического эффекта ΔT_{AD} от температуры при различных магнитных полях. Температурная область максимальных интенсивных эффектов весьма размыта, что, в частности, связано со вторым родом фазового перехода. В парамагнитной фазе величина ΔT_{AD} быстро

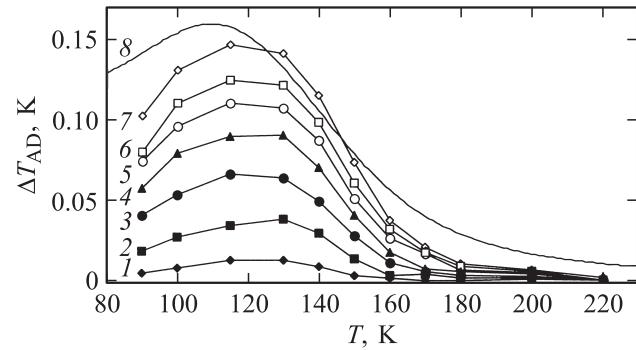


Рис. 4. Температурные зависимости величины ΔT_{AD} в полях напряженностью 1.1 (1), 2.1 (2), 3.2 (3), 4.1 (4), 4.8 (5), 5.4 (6), 6.1 kOe (7). Сплошная линия 8 — зависимость $\Delta T_{AD}(T)$, рассчитанная из данных о $M(T)$ при $H = 10$ kOe [8].

убывает и в пределах погрешности ее определения равна нулю при ~ 220 К даже в поле $H = 6.1$ kOe. Именно в области этой температуры наблюдается отклонение температурной зависимости обратной магнитной восприимчивости от закона Кюри–Вейсса и появление ферромагнитных кластеров в парамагнитной матрице [8].

По данным о поведении намагниченности $(La_{0.4}Eu_{0.6})_{0.7}Pb_{0.3}MnO_3$ в магнитных полях [8] и теплоемкости, измеренной в настоящей работе, мы рассчитали температурную зависимость $\Delta T_{AD}(T)$, используя следующие выражения [1]:

$$\Delta T_{AD} = -\frac{T}{C_p(T, H)} \int_0^H \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H dH. \quad (2)$$

Из результатов расчета, представленных на рис. 4, видно, что в поле $H = 10$ kOe максимальный магнетокалорический эффект достигает значения $\Delta T_{AD} \approx 0.17$ К. Можно отметить в целом качественное согласие результатов расчета с экспериментальными данными при $H = 6.1$ kOe во всей исследованной области температур. Соответственно в поле напряженностью 30 kOe рассчитанная величина интенсивного эффекта составляет $\Delta T_{AD} \approx 0.4$ К.

Для манганита $La_{0.7}Pb_{0.3}MnO_3$ поле $H = 20$ kOe вызывает существенно большее адиабатическое изменение температуры $\Delta T_{AD} \approx 1$ К [6]. Однако следует заметить, что температурная зависимость $\Delta T_{AD}(T)$ в работе [6] выглядит весьма странно: интенсивный магнетокалорический эффект остается значительным (~ 0.4 К) и при температурах существенно выше и ниже температуры перехода, т. е. вдали от области аномального поведения ΔT_{AD} , связанного в соответствии с (2) с большими величинами производной $(\partial M / \partial T)_H$.

Выше мы уже отмечали, что на зависимости $C_p(T)$ мы не обнаружили заметной аномалии в виде избыточной теплоемкости ΔC_p , связанной с фазовым переходом в ферромагнитную фазу. В качестве возможных

причин этого обстоятельства могут рассматриваться: 1) широкий температурный интервал „размытия“ фазового перехода за счет комбинированного (гетеровалентного и изовалентного) замещения катиона лантана в сложном твердом растворе $(La_{0.4}Eu_{0.6})_{0.7}Pb_{0.3}MnO_3$; 2) слишком незначительная величина ΔC_p , для того чтобы ее можно было зарегистрировать методом адиабатического калориметра. Справедливость первого предположения подтверждается, например, данными исследования системы твердых растворов $La_{0.67}Ca_{0.33-x}Sr_xMnO_3$, для которых установлено уменьшение величины ΔC_p в 5 раз при изменении x от 0 до 0.11 [10].

Возможную величину избыточной теплоемкости в точке перехода $(La_{0.4}Eu_{0.6})_{0.7}Pb_{0.3}MnO_3$ в ферромагнитное состояние можно рассчитать, используя данные о температурной и полевой зависимостях намагниченности [8].

Так как $(La_{0.4}Eu_{0.6})_{0.7}Pb_{0.3}MnO_3$ претерпевает при T_C фазовый переход второго рода, связанный с ним аномальный вклад в энергию Гиббса в присутствии магнитного поля H имеет вид [14]

$$\Delta\Phi = \alpha_T(T - T_C)M^2 + \beta M^4 + \dots - MH. \quad (3)$$

Здесь M — удельная намагниченность, являющаяся суммой спонтанной M_s и индуцированной магнитным полем M_i намагниченностей.

Величина ΔC_p вблизи T_C при $H = 0$ может быть оценена из соотношения

$$\Delta C_p = T \left(\frac{\partial^2 \Delta\Phi}{\partial T^2} \right) = -T \alpha_T (\partial M^2 / \partial T). \quad (4)$$

Из условия равновесия $\partial \Delta\Phi / \partial M = 0$ следует уравнение состояния, описывающее действительную намагниченность вблизи температуры Кюри

$$2\alpha_T(T - T_C)M + 4\beta M^3 = H \quad (5)$$

и позволяющее определить температурные зависимости параметров $\alpha_T(T - T_C)$ и β .

Не располагая сведениями о температурной зависимости спонтанной намагниченности $M_s(T)$ $(La_{0.4}Eu_{0.6})_{0.7}Pb_{0.3}MnO_3$, мы выполнили расчеты α_T и ΔC_p на основе (4) и (5) с использованием данных $M(T)$, полученных в поле 50 Ое [8]. Максимальная величина избыточной теплоемкости, связанной с изменениями в магнитной подсистеме твердого раствора, составила лишь $\sim 0.05\%$ от его удельной теплоемкости, т.е. оказалось слишком незначительной, чтобы ее можно было зарегистрировать экспериментально. Это обстоятельство не является уникальным и встречалось неоднократно, например, при исследовании $Cr_2^{2+}[Cr^{3+}(CN)_6]_2 \cdot 12(H_2O)$ [15].

5. Заключение

На примере манганита $(La_{0.4}Eu_{0.6})_{0.7}Pb_{0.3}MnO_3$ методом адиабатического калориметра исследовано влияние замещения катиона лантана в соединении

$La_{0.7}Pb_{0.3}MnO_3$ на Eu, который в оксидах может пребывать в двух- и трехвалентном состояниях, на теплоемкость и интенсивный магнетокалорический эффект.

Установлено, что в сложном твердом растворе:

1) аномалия теплоемкости в области перехода в ферромагнитное двухфазное состояние настолько мала, что лежит за пределами возможностей регистрации использованным для измерений весьма чувствительным калориметрическим методом;

2) наблюдается довольно значительное подавление величины интенсивного магнетокалорического эффекта по сравнению с исходным соединением $La_{0.7}Pb_{0.3}MnO_3$, свидетельствующее, по-видимому, о том, что европий входит в кристаллическую решетку в трехвалентном состоянии, которое является немагнитным;

3) удовлетворительное согласие вычисленных и определенных экспериментальным путем величин ΔT_{AD} позволяет считать, что антиферромагнитное взаимодействие на границе раздела двух ферромагнитных фаз не вносит заметного вклада в величину магнетокалорического эффекта.

Дальнейшему выяснению природы уменьшения интенсивного магнетокалорического эффекта в твердых растворах $(La_{1-x}Eu_x)_{0.7}Pb_{0.3}MnO_3$ будут способствовать запланированные магнитотепловые исследования на составах с меньшим содержанием европия.

Список литературы

- [1] A.M. Tishin, Y.I. Spichkin. The magnetocaloric effect and its applications. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia (2003). 475 p.
- [2] K.A. Gschneider, V.K. Pecharsky. Ann. Mater. Sci. **30**, 387 (2000).
- [3] K.A. Gschneider, jr., V.K. Pecharsky, A.O. Pecharsky, V.V. Ivchenko, E.M. Levin. J. All. Comp. **303–304**, 214 (2000).
- [4] Z.M. Wang, G. Ni, Q.Y. Xu, H. Sang, Y.W. Du. J. Appl. Phys. **90**, 5689 (2001).
- [5] M.-H. Phan, S.-C. Yu, N.H. Hur, Y.-H. Jeong. J. Appl. Phys. **96**, 1154 (2004).
- [6] S.G. Min, K.S. Kim, S.C. Yu, H.S. Suh, S.W. Lee. IEEE Trans. Magn. **40**, 2760 (2005).
- [7] M. Pekala, V. Drozd, J.F. Fagnard, Ph. Vanderbemden, M. Ausloss. arXiv:0710.5705v1 [cond-mat.mtrl-sci] (2007).
- [8] N. Volkov, G. Petrakovskii, K. Patrin, K. Sablina, E. Eremin, V. Vasiliev, A. Vasiliev, M. Molokeev, P. Böni, E. Clementyev. Phys. Rev. B **73**, 104401 (2006).
- [9] P.B. Демин, Л.И. Королева. ФТТ **46**, 1051 (2004).
- [10] A.R. Dinesen, S. Linderoth, S. Mørup. J. Phys.: Cond. Matter **17**, 6257 (2005).
- [11] И.Н. Флёрв, И.М. Искорнев. Метрология **1**, 21 (1979).
- [12] И.Н. Флёрв, Е.А. Михалёва. ФТТ **50**, 461 (2008).
- [13] И.Н. Флёрв, К.С. Александров, В.Г. Хлюстов, Н.В. Безносикова. ФТТ **14**, 3374 (1972).
- [14] M. Földeáki, R. Chahine, T.K. Bose. J. Appl. Phys. **77**, 3528 (1995).
- [15] E. Manuel, M. Evangelisti, M. Affornte, M. Okubo, C. Pralh, M. Verdguer. arXiv:cond-mat/0602589 v1 (2006).