

ФМР низкой частоты в нанокompозитных образцах манганитов $p\text{-La}_{0,78}\text{Mn}_{0,99}\text{O}_{3,5}$ и $p\text{-La}_{0,80}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$

В.Л. Пономарчук, Е.Н. Хацько, А.В. Еременко

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины

пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина

E-mail: khatsko@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 24 декабря 2010 г.

Проведены исследования спектров низкочастотного ферромагнитного резонанса нанокompозитных образцов манганитов $p\text{-La}_{0,78}\text{Mn}_{0,99}\text{O}_{3,5}$ и $p\text{-La}_{0,80}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$ с кубической структурой перовскита и дырочной проводимостью, которые изготавливались в условиях высокого (7,5 ГПа) давления в атмосфере кислорода. Получены температурные зависимости параметров спектров ФМР, аналогичные поведению намагниченности в окрестности температуры Кюри. Определены характерные времена распада метастабильной магнитной фазы выше T^* (переход металл–полупроводник) и ее формирования ниже T^* .

Проведено дослідження спектрів низькочастотного ферромагнітного резонансу нанокompозитних зразків манганітів $p\text{-La}_{0,78}\text{Mn}_{0,99}\text{O}_{3,5}$ та $p\text{-La}_{0,80}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$ з кубічною структурою перовскіта та дірочною провідністю, які виготовлялись в умовах високого (7,5 ГПа) тиску в атмосфері кисню. Знайдено температурні залежності параметрів спектрів ФМР, які схожі на поведінку намагніченості біля температури Кюрі. Знайдено характерні часи розпаду метастабільної магнітної фази вище T^* (перехід метал–напівпровідник) та її формування нижче T^* .

PACS: 75.75.+a Магнитные свойства наноструктур;
75.50.Pp Магнитные полупроводники;
76.50.+g Ферромагнитный и ферримагнитный резонансы.

Ключевые слова: ФМР, манганиты, наночастицы, фазовая сепарация.

1. Введение

Перовскитоподобные металлооксидные соединения [1] занимают уникальное место в современной физике твердого тела, поскольку в этих материалах наблюдаются как высокотемпературная сверхпроводимость, так и гигантское магнитосопротивление, магнитоэлектрический эффект, гигантская диэлектрическая проницаемость. Манганиты лантана — магнитные полупроводники с гигантским магнитосопротивлением, даже при комнатных температурах превосходящем на много порядков величину магнитосопротивления многослойных пленок и гранулированных систем [2]. Основой для ферромагнитных манганитов является LaMnO_3 . Замена части трехвалентного лантана двухвалентными ионами Ca, Ba или Sr приводит к возникновению спонтанной намагниченности и появлению немонотонных особенностей на температурной зависимости электросопротивления. Максимум электросопротивления распо-

ложен ниже температуры Кюри T_C , где наблюдается металлический ход зависимости электропроводности от температуры. При достижении некой температуры T^* наблюдается скачкообразный переход от металлического хода к полупроводниковому [2]. Значение температуры T^* и величина скачка сопротивления зависят от величины приложенного магнитного поля [2,3].

Ферромагнетизмом и, соответственно, зависимостью проводимости от внешнего магнитного поля обладают также материалы нестехиометрических составов, полученные при отжиге в атмосфере кислорода под давлением [2]. Существует проблема контактов при измерениях электросопротивления. Особые трудности возникают при нанесении металлов на материалы с избыточным содержанием кислорода. В связи с этим предпочтительно использовать бесконтактные методы контроля фундаментальных свойств полученных материалов, такие как спектроскопия.

Корреляция между удельным сопротивлением и относительным содержанием ферромагнитной фракции в парамагнитной матрице показана в работах [4,5]. Использовался метод Мессбауэра в образце $\text{La}_{0,8}\text{Ca}_{0,2}\text{Mn}^{57}\text{Co}\text{O}_3$. Наблюдался также индуцированный внешним магнитным полем фазовый переход из парамагнитного состояния в ферромагнитное при 200 К. Отсутствие в малых частицах ферромагнитного вещества магнитного гистерезиса экспериментально наблюдается при измерении статической намагниченности, а само явление называется суперпарамагнетизмом. По мере измельчения частиц на первом этапе исчезает доменная структура, дальнейшее уменьшение размеров приводит к исчезновению и ближнего магнитного порядка [6]. Отсюда следует, что применение нанотехнологий для получения максимального эффекта магнитосопротивления требует оптимального выбора размеров отдельных гранул и пустот между ними. Влияние размеров частиц продемонстрировано в работе [7] методом ядерного магнитного резонанса. Исследовались порошки $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ с частицами разных размеров. Оказалось, что сигнал ЯМР от малых частиц (порядка 12 нм) на два порядка меньше, чем от частиц большего размера (50–200 нм). Очевидно, что только часть частиц ферромагнитна, а остальные парамагнитны, и сигнал от них не наблюдается. Было также показано, что в магнитоупорядоченном состоянии сосуществуют две ферромагнитные фазы, времена релаксации и резонансные частоты которых различны. Авторы работы [7] пришли к выводу, что «фазовое расслоение» возможно для частиц, размер которых превышает 10 нм.

В редкоземельных перовскитах величина намагниченности зависит не только от температуры, но и от магнитной предыстории образца [8]. Изучалось температурное поведение магнитной восприимчивости керамического образца $(\text{La}_{0,25}\text{Nd}_{0,75})\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$. Образец охлаждался как в магнитном поле, так и при его отсутствии. Обнаружилось, что время установления величины равновесной намагниченности для данной температуры может измеряться часами. Авторы работы [8] пришли к выводу, что всю совокупность наблюдаемых явлений можно понять, используя кластерную модель. Предполагается, что мелкие проводящие ферромагнитные кластеры помещены в диэлектрическую матрицу. Дипольные взаимодействия между кластерами приводят к упорядочению в системе, что сопровождается изменением макроскопической намагниченности и, соответственно, приводит к изменению величины электропроводности. Интересно отметить, что аналогичные результаты получили авторы работы [9], которые исследовали поведение малых кластеров Fe в матрице Sr. Образцы изготавливались методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Исследовались как статическая намагниченность, так и ферромагнитный резонанс. Амплитуда

сигнала ФМР поглощения достигала максимальной величины, если образец охлаждался и выдерживался предварительно в поле порядка 10 кЭ. Авторы работы [9] пришли к выводу, что в системе реализуется состояние кластерного спинового стекла.

Проведены комплексные исследования нанокомпозитных образцов манганитов $p\text{-La}_{0,78}\text{Mn}_{0,99}\text{O}_{3,5}$ (образец 1) и $p\text{-La}_{0,80}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$ (образец 2). Температурный ход электросопротивления и величины магнитосопротивления этих образцов изучались ранее [10]. Температура скачка электросопротивления T^* приблизительно 255 К. В работе [10] показано, что положение перехода (T^*) на температурной шкале зависит от состава образца, величины магнитного поля и магнитной предыстории. Температура перехода в магнитоупорядоченное состояние T_C для обоих образцов 260 К [11]. Магнитные свойства исследовались с помощью вибрационного магнитометра в интервале температур 4,2–300 К в магнитных полях до 10 кЭ. В магнитоупорядоченном состоянии хорошо видна разница между зависимостями, полученными в режиме охлаждения в магнитном поле (25 Э) и в нулевом поле [11]. Образцы охлаждали в поле до 4,2 К. Измерения проводили в процессе отогрева.

Целью данной работы было изучение низкочастотных магнитных свойств образцов манганита лантана. Измерения проводились методом радиоспектроскопии в диапазоне частот 5–30 МГц.

2. Образцы и методика измерений

Нанокомпозитные манганиты $p\text{-La}_{0,78}\text{Mn}_{0,99}\text{O}_{3,5}$ (образец 1) и $p\text{-La}_{0,80}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$ (образец 2) с кубической структурой перовскита и дырочной проводимостью изготавливали в условиях высокого (7,5 ГПа) давления в атмосфере кислорода. Термическую обработку проводили при 650 °С в течение 5 часов для образца 1 и при 800 °С в течение 2 часов для образца 2. Параметры элементарной ячейки образца 1 $a = 0,386$ нм и $a = 0,387$ нм образца 2. Характерный размер нанозерен в обоих образцах составлял 70 нм [10,11].

В данной работе использовали хорошо зарекомендовавшую себя в технике ЯМР схему спектрометра Паунда и Найта [12]. Высокочастотный усилитель и глубокая обратная связь с выхода детектора на автогенератор обеспечивают высокое отношение сигнала к шуму и стабильность амплитуды колебаний на измерительном контуре. Схема позволяет независимо контролировать сигнал частотной дисперсии и производную сигнала поглощения. Магнитное поле модулировалось частотой 25 Гц. Высокочастотный усилитель оборудован электронным регулятором коэффициента передачи, что позволяет в процессе измерений контролировать кроме сигнала ФМР также сигнал ЯМР от протонов в полиэтилене (для калибровки магнитного

поля). Полуширина линии поглощения от протонов в полиэтилене на частоте 4,0147 МГц получалась 6,5 Э. Амплитуда переменной составляющей внешнего магнитного поля устанавливалась порядка 0,5 Э.

Размеры образца 1 составляли 1,15×1,55×2,45 мм, масса — 18 мг. Образец 2, имеющий изначально большие размеры, приготовлен в форме, близкой к эллипсоиду, с размерами 1,60×2,48×3,75 мм, массой 62,5 мг.

При обсуждении экспериментальных результатов удобно полагать, что линия поглощения сложной формы состоит из простых линий со своими наборами параметров. Исходя из этих соображений, мы описывали линию поглощения суммой кривых Лоренца.

$$F_L = SG \left[(H - H_0)^2 + G^2 \right]^{-1}, \quad (1)$$

где S — площадь линии, G — полуширина линии (половина ширины на половине высоты), H_0 — положение линии.

Для аппроксимации экспериментальных кривых применялся метод наименьших квадратов. Естественно, производная сигнала поглощения описывалась суммой производных от функций Лоренца.

$$dF_L/dH = 2SG(H - H_0) \left[(H - H_0)^2 + G^2 \right]^{-2}. \quad (2)$$

Для удовлетворительной аппроксимации подавляющего большинства экспериментальных линий было достаточно двух лоренцевских кривых.

3. Результаты и их обсуждение

Поворачивая эллипсоидальный образец в магнитном поле, можно наблюдать изменение частоты ФМР поглощения. Кристаллическая анизотропия не проявляется в результате усреднения по пространственным ориентациям отдельных зерен. Статическое поле ориентировалось перпендикулярно оси катушки колебательного контура.

Известная формула Киттеля зависимости частоты однородной моды ферромагнитного резонанса от статического поля H имеет вид [13]:

$$(\omega_H/\gamma)^2 = [H + (N_x - N_z)M_S][H + (N_y - N_z)M_S], \quad (3)$$

где M_S — намагниченность насыщения. Заметим, что для размагничивающих факторов N_x , N_y , N_z выполняется соотношение $N_x + N_y + N_z = 4\pi$. Статическое поле направлено вдоль оси Z . Используя значение намагниченности из работы [11], получим, что при 260 К частота однородной моды ФМР цилиндра, намагниченного перпендикулярно оси, обращается в нуль в поле порядка 630 Э ($N_x = 0$; $N_y = N_z = 2\pi$).

Предварительные измерения показали, что для обоих образцов максимум радиочастотного поглощения в диапазоне частот 5–30 МГц соответствует нулевому

значению магнитного поля. Точность измерения магнитного поля определялась величиной полуширины линии поглощения от протонов в полиэтилене (6,5 Э). Магнитное поле менялось монотонно от $-1,2$ кЭ до $+0,5$ кЭ. Измерения проводились в диапазоне температур 200–300 К и частот 5–30 МГц. Обнаружено, что поворот эллипсоидального образца приводит к изменению формы сигнала дисперсии, однако положение максимума сигнала поглощения сохраняет свое прежнее значение. Следовательно, однородная мода колебаний магнитного момента всего образца в целом отсутствует. Возбуждаются неоднородные колебания магнитных моментов отдельных кристаллитов. Наблюдаемый сигнал поглощения есть результат суперпозиции сигналов поглощения отдельных кристаллитов.

Для описания ферромагнитного резонансного поглощения обычно применяется уравнение Ландау–Лифшица с одним параметром релаксации [14]:

$$\partial \mathbf{M} / \partial t = -\gamma [\mathbf{M}, \mathbf{H}] - (\lambda / M^2) [\mathbf{M}, [\mathbf{M}, \mathbf{H}]], \quad (4)$$

где λ — релаксационная частота.

Из уравнения (4) следует [15], что форма линии описывается функцией Лоренца, площадь линии $S = kM_S$, где k — постоянный множитель, ширина линии $2G = 2(\omega\lambda/\gamma^2 M_S) + 2(\Delta H)_D$, где $(\Delta H)_D$ добавлено для учета дисперсии собственных частот отдельных кристаллитов. Необходимость введения дополнительного слагаемого $(\Delta H)_D$ появляется, например, при изучении ФМР тонких пленок на радиочастотах [16].

На рис. 1 и 2 приведены температурные зависимости величин площадей и полуширин линий для двух образцов. Поскольку необходимо сравнивать удельные намагниченности образцов разных размеров, мы привели амплитуды сигналов поглощения при постоянной температуре к одинаковому значению путем изменения коэффициента усиления. Ширины линий при этой процедуре сохраняли свою величину.

Сравнивая температурные зависимости относительных площадей на рис. 1 с температурными зависимо-

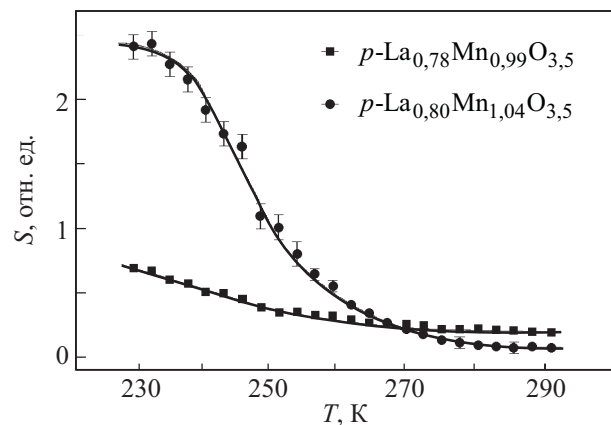


Рис. 1. Температурные зависимости площадей линий поглощения для двух образцов. $F = 20$ МГц.

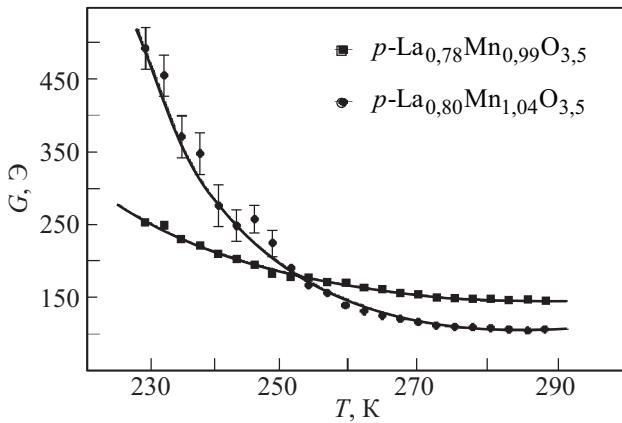


Рис. 2. Температурные зависимости полуширин линий поглощения для двух образцов. (Полуширина линии — половина ширины на половине высоты.) $F = 20$ МГц.

стями статической восприимчивости из работы [11], видим их сходство. Следовательно, температурная зависимость площади наблюдаемой линии поглощения аналогична температурной зависимости намагниченности образца. Заметим, что из уравнения (4) следует, что площадь линии поглощения монокристалла пропорциональна намагниченности насыщения M_S , что строго справедливо для 0 К.

Из температурного поведения ширин линий следует, что дальний магнитный порядок в обоих образцах отсутствует, поскольку не наблюдается характерное для ферромагнетиков обменное сужение линий при переходе из парамагнитного в магнитоупорядоченное состояние. Следовательно, мы приходим к модели изолированных ферромагнитных кластеров в парамагнитной среде. Основанием для утверждения, что среда парамагнитная, а не антиферромагнитная, служат данные работ [3,4], где из разложения спектров ЯГР отчетливо видна одна магнитоупорядоченная компонента в сочетании с двумя парамагнитными компонентами для примесных ядер ^{57}Co . Известно также, что в стехиометрическом соединении LaMnO_3 температура Неля равна 141 К [2].

Пористость поликристалла приводит к разбросу резонансных частот в разных точках образца. При грубой оценке принимается, что ширина резонансной кривой равна средней квадратичной величине размагничивающих полей в образце. Тогда для ширины линии получается оценка [17]

$$2G \sim 4\pi M_S (v/V), \quad (5)$$

где v — объем всех пустот, V — объем образца.

Учитывая, что $M_S \sim 100$ Гс [11] для образца 2 при 260 К и $2G \sim 300$ Э, что следует из рис. 2, получим, что $(v/V) \sim 0,24$. В высокотемпературной ($T > 260$ К) области более высокая пористость для образца 1 согласуется с меньшей температурой отжига при его изготовлении. Можно также предположить, что меньшие значения

намагниченности для него [11] обусловлены ослаблением обменного взаимодействия между кристаллитами при увеличении интервалов между ними. Напомним [2], что ферромагнитное упорядочение и проводимость, скорее всего, обеспечивают одни и те же электроны, которые «прыгают» между разновалентными ионами марганца.

Наблюдаемые нами линии симметричны, что позволяет заключить, что кристаллографическая анизотропия мала и малы также размагничивающие поля для отдельных кристаллитов. Следовательно, применяемая технология изготовления образцов позволяет получать отдельные кристаллиты, близкие по форме к сферическим.

Некоторые затруднения возникают при попытках описать резкое увеличение ширины линии образца 2 в области низких температур. Естественно допустить, что при уменьшении температуры в области фазового перехода, где резко возрастает намагниченность, существенно изменяются и параметры диссипации. Поскольку в наноструктурированных ферромагнетиках намагниченность неоднородна, то в однородном магнитном поле должны возбуждаться неоднородные магнитостатические типы колебаний в отдельных кристаллитах [18]. Порог параметрической неустойчивости при резонансном возбуждении в сферическом образце простейшей магнитостатической моды с индексами (2,0,1)

$$h_p = 5\omega_{2,0,1}\Delta H_i / \gamma 4\pi M_S, \quad (6)$$

где ΔH_i — соответствующий данной моде декремент затухания.

Следовательно, на низких частотах при увеличении намагниченности легко преодолеть порог неустойчивости и в результате получить резкое увеличение наблюдаемой ширины линии. В запороговой области полный магнитный момент кристалла не сохраняется и развивается неустойчивость, называемая автомодуляцией [18]. В наноструктурированных ферромагнетиках эффективно протекает двухмагنونный процесс, при котором сохраняется энергия, но не сохраняется квазиимпульс магнонов. Характерное время для этого процесса на два порядка величины меньше, чем время релаксации для трехмагنونного слияния [18]. В пользу механизма развития параметрической неустойчивости говорит также факт увеличения ошибок измерения как полуширин линий, так и площадей линий, при понижении температуры для образца 2. Заметим, что значение параметра в данной точке определяется нами как среднее из нескольких последовательных измерений, а ошибка — как величина дисперсии данного параметра.

Для проверки версии существования параметрической неустойчивости мы провели дополнительные измерения. Колебательный контур с образцом 2 настроили на частоту 5 МГц и провели температурные

измерения. Затем параллельно колебательному контуру подключили дополнительную индуктивность. В результате частота колебаний возросла до 32 МГц, а ток через катушку с образцом уменьшился. Повторные температурные измерения показали, что полуширина линии уменьшилась от 500 до 350 Э при температуре 230 К. Вид температурных зависимостей площадей линий не изменился.

Спектр собственных частот наноструктурированных ферромагнетиков существенно отличается от спектра монокристалла. Отсутствует однородная мода ферромагнитного резонанса. Отдельные зерна однодоменные, и интервалы между ними порядка размеров зерен. Зерна, размер которых меньше критического размера, при отсутствии магнитного поля парамагнитны [6,7]. При некотором значении внешнего поля возможен индуцированный переход из парамагнитного состояния в ферромагнитное [4,5]. Следовательно, образец напоминает монокристалл с доменной структурой, которая сохраняется во всем интервале внешних магнитных полей. При этом процесс перемагничивания отдельных зерен описывается прямоугольной петлей гистерезиса. Если доменные стенки и существуют, то в перемещении своем ограничены. Магнитный момент отдельной частицы ориентирован вдоль направления легчайшего намагничивания. Для поворота вектора M_J от этого направления необходимо преодолеть энергетический барьер $K_{\text{eff}}V_J$, где K_{eff} — константа суммарной анизотропии, а V_J — объем частицы [19]. Предполагается, что под действием тепловых флуктуаций меняется ориентация магнитных моментов отдельных однодоменных частиц. В этой ситуации зависимость намагниченности суперпарамагнетика от температуры описывается формулой Ланжевена.

Для поликристалла, согласно оценкам Полдера–Смита [20], частоты естественного ферромагнитного резонанса занимают полосу частот

$$\omega_{\min} \sim 2\gamma H_{A1}; \quad \omega_{\max} \sim \gamma(2H_{A1} + 4\pi M_S). \quad (7)$$

На рис. 3 приведена зависимость полуширины линии поглощения образца 2 от частоты при температуре 290 К. Поскольку при данной температуре намагниченность мала, мала вероятность развития параметрической неустойчивости. Линии поглощения симметричны, следовательно, модель независимых зерен не реализуется. Колебания отдельных зерен связаны динамическим дипольным взаимодействием. Излом кривой на частоте 15 МГц естественно связать с максимумом плотности состояний частотной функции распределения.

Полагая, что $\omega_{\min}/2\pi = 15$ МГц, получаем $2H_{A1} \sim 5,35$ Э, что существенно меньше соответствующей величины, например, для иттрий-железного граната ($|H_{A1}| = 36$ Э [19]).

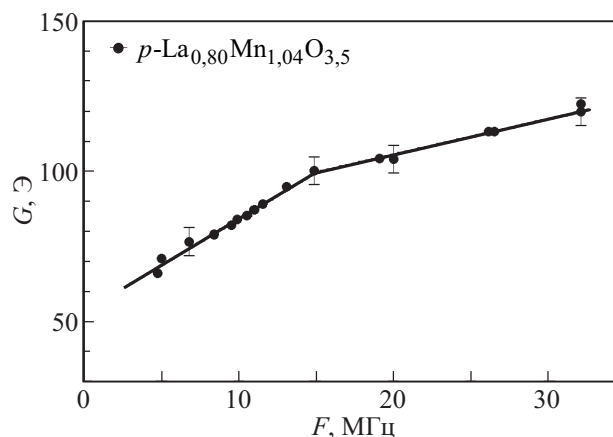


Рис. 3. Частотная зависимость полуширины линии поглощения. (Полуширина линии — половина ширины на половине высоты). $T = 290$ К.

Напомним, что в работе [11] наблюдалось существенное отличие величины статической восприимчивости образца, охлаждаемого в магнитном поле, от зависимости, полученной при первоначальном охлаждении в нулевом поле. При этом магнитное поле включалось при температуре жидкого гелия. В данной работе мы провели следующие измерения. Использовался образец 2, как обладающий более ярко выраженной зависимостью намагниченности от температуры. Амплитуда колебаний на измерительном контуре поддерживалась на уровне ~ 1 мВ. Частота 5 МГц выбрана с целью получить большой коэффициент заполнения и высокую однородность высокочастотного поля на образце.

Образец медленно охлаждался в поле 1,25 кЭ до 218 К (ниже скачка сопротивления [10]), выдерживался при этой температуре 1 час, затем отогревался до заданной температуры (см. рис. 4) и после паузы 30 мин начинался процесс измерений. Время измерения — 30 мин. S_T — асимптотическое значение интегральной интенсивности сигнала поглощения для данной температуры. Кривые описывались функцией

$$S = S_T + kS_M \exp(-t/\tau). \quad (8)$$

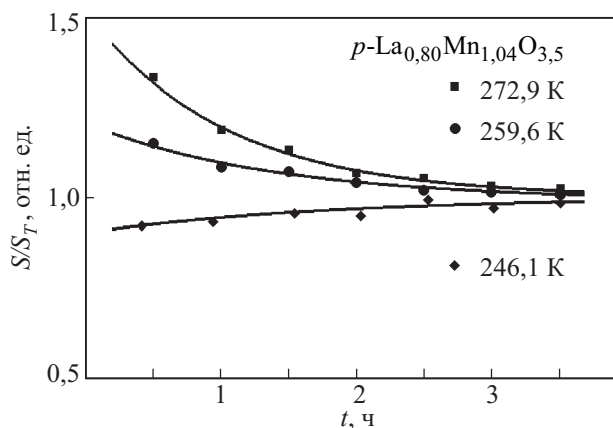


Рис. 4. Временная эволюция площади линии поглощения после охлаждения образца в магнитном поле. $F = 5$ МГц.

Значения параметра τ различны для трех зависимостей на рис. 4:

$$\tau = 3,72 \cdot 10^3 \text{ с при } 272,9 \text{ К,}$$

$$\tau = 5,05 \cdot 10^3 \text{ с при } 259,6 \text{ К,}$$

$$\tau = 6,46 \cdot 10^3 \text{ с при } 246,1 \text{ К.}$$

Параметр $k = +1$ для двух верхних кривых на рис. 4 и $k = -1$ для зависимости при $T = 246,1 \text{ К}$. Для увеличения точности измерений проводилось многократное сканирование по температуре и усреднение. Ошибки измерений порядка размеров точек на рис. 4.

Согласно общепринятой версии двухфазного основного состояния кристалла манганита [2], можно заключить, что выше температуры T^* одна из фаз метастабильна и со временем разрушается (см. рис. 4). Видно, что ниже T^* реализуется механизм формирования этой дополнительной магнитной фазы (параметр $k < 0$). Для описания механизма формирования столь долгоживущих метастабильных кластеров недостаточно электронного фазового разделения [2]. Возможно, развитие теории дипольной самоорганизации суперпарамагнитного кластерного спинового стекла [7,8] позволит получить необходимые значения времен.

Заключение

Продемонстрированы возможности метода ферромагнитного резонанса низкой частоты применительно к наноструктурным магнитоизотропным образцам манганита лантана. Проведены температурные измерения параметров спектров ФМР в окрестности точки Кюри. Показано, что в нанотекстурированных образцах отсутствует однородная мода ФМР. Реализуется широкий спектр частот неоднородных колебаний намагниченностей отдельных кристаллитов. Тем не менее метод позволяет получать зависимости, аналогичные зависимостям статической намагниченности от температуры, получаемым методами измерения статической восприимчивости. Анализ температурного поведения ширины линий позволяет изучать процессы релаксации и определять степень пористости исследуемых образцов.

Получены временные зависимости распада метастабильной магнитной фазы выше температуры T^* (переход металл–полупроводник). Ниже температуры T^* наблюдается временной рост намагниченности. Определены характерные времена как распада дополнительной фазы выше T^* , так и ее формирования ниже T^* .

1. А.Н. Васильев, О.С. Волкова, *ФНТ* **33**, 1181 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 895 (2007)].
2. Э.Л. Нагаев, *ВФН* **166**, 833 (1996).
3. E. Dagotto, T. Hotta, and A. Moreo, *Phys. Rep.* **344**, 1 (2001).
4. Vladimir Chechersky, Amar Nath, Ju Hounglyoul, and Richard L. Greene, *Fiz. Nizk. Temp.* **23**, 727 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 545 (1997)].

5. Vladimir Chechersky, Kiyoshi Nomura, and Amar Nath, *Fiz. Nizk. Temp.* **25**, 732 (1999) [*Low Temp. Phys.* **25**, 345 (1999)].
6. W.J. Schuele, S. Shtrikman, and D. Treves, *J. Appl. Phys.* **36**, 1010 (1965).
7. А.С. Мазур, В.Н. Криворучко, И.А. Даниленко, *ФНТ* **33**, 1227 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 931 (2007)].
8. F. Rivadulla, M.A. Lopez-Quintela, and J. Rivas, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 167206-1 (2004).
9. А.Б. Дровосеков, Н.М. Крейнс, Д.И. Холин, *ФНТ* **36**, 1013 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 808 (2010)].
10. В.М. Дмитриев, Е.П. Хлыбов, Д.С. Кондрашев, А.Д. Шевченко, В.Н. Уваров, *ФНТ* **34**, 956 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 757 (2008)].
11. А.И. Рыкова, А.С. Черный, Е.Н. Хацько, А.Д. Шевченко, В.Н. Уваров, *ФНТ* **34**, 1163 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 918 (2008)].
12. R.V. Pound and W.D. Knight, *Rev. Sci. Instr.* **21**, 219 (1950).
13. C. Kittel, *Phys. Rev.* **73**, 155 (1948).
14. L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 153 (1935).
15. Г.В. Скроцкий, Л.В. Курбатов, сб. статей: *Ферромагнитный резонанс*, С.В. Вонсовский (ред.), Наука, Москва (1961).
16. T.O. Rossing, *J. Appl. Phys.* **34**, 995 (1963).
17. M. Sparks, R. Loudon, and C. Kittel, *Phys. Rev.* **122**, 791 (1961).
18. Я.А. Моносов, *Нелинейный ферромагнитный резонанс*, Наука, Москва (1971).
19. C.P. Bean, *J. Appl. Phys.* **25**, 1381 (1955).
20. D. Polder and J. Smit, *Rev. Mod. Phys.* **25**, 89 (1953).

Low-frequency ferromagnetic resonance in nanocomposite samples of $p\text{-La}_{0.78}\text{Mn}_{0.99}\text{O}_{3.5}$ and $p\text{-La}_{0.80}\text{Mn}_{1.04}\text{O}_{3.5}$ manganites

V.L. Ponomarchuk, E.N. Khatsko, and A.V. Yeremenko

Investigations of the low-frequency ferromagnetic resonance spectra of nanocomposite samples of manganites $p\text{-La}_{0.78}\text{Mn}_{0.99}\text{O}_{3.5}$ and $p\text{-La}_{0.80}\text{Mn}_{1.04}\text{O}_{3.5}$ with a cubic perovskite structure and the hole conductivity were studied. The samples were prepared under high pressure (7.5 GPa) in oxygen atmosphere. Temperature dependences of magnetization near the Curie point were obtained. It is found that the characteristic times of the decay of the metastable magnetic phase above T^* (metal–semiconductor transition) differ from the time of this phase formation below T^* .

PACS: **75.75.+c** Magnetic properties of nanostructures;
75.50.Pp Magnetic semiconductors;
76.50.+g Ferromagnetic, antiferromagnetic, and ferrimagnetic resonances; spin-wave resonance.

Keywords: FMR, manganites, nanoparticles, phase separation.