

## Линейная и нелинейная восприимчивости манганитов самария

© И.Д. Лузянин, В.А. Рыжов, С.М. Дунаевский, В.П. Хавронин, И.И. Ларионов, А.В. Лазута, Ю.П. Черненко

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Российской академии наук,  
188350 Гатчина, Ленинградская обл., Россия

E-mail: luzyanin@hep486.pnpi.spb.ru

(Поступила в Редакцию 11 июня 1999 г.)

Представлены результаты исследований температурного и полевого поведения линейного и нелинейного откликов на слабое переменное магнитное поле в манганитах  $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  с  $x = 0.25, 0.3$  и  $0.4$ . Обнаружено, что в далекой парамагнитной области при  $T \leq 180\text{ K}$  появляется гистерезис по постоянному магнитному полю второй гармоники намагниченности, в то время как гистерезис линейной восприимчивости и сопротивления постоянному току наблюдается при более низких температурах. Это явление связывается с возникновением в парамагнитной матрице ферро-(ферри-)магнитных макроскопических областей. Вид температурной зависимости линейной восприимчивости при  $T > T_c$  определяется степенью допирования, а сама величина восприимчивости немонотонным образом зависит от  $x$ .

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 97-02-17097) и Государственной программой "Нейтронные исследования вещества".

В настоящее время особый интерес в области исследований колоссального магнитосопротивления (КМС) связан с изучением частично замещенных манганитов  $\text{RE}_{1-x}\text{M}_x\text{MnO}_3$ , синтезированных на основе редкоземельных элементов с отличным от нуля локальным магнитным моментом ( $\text{RE} = \text{Pr}, \text{Nd}, \text{Sm}$  и др.,  $\text{M} = \text{Ba}, \text{Ca}, \text{Sr}$  и др.) [1–3]. В этих соединениях наблюдается ряд дополнительных (по сравнению с детально изученной системой  $\text{La}_{1-x}\text{M}_x\text{MnO}_3$ ) эффектов, наиболее ярким из которых являются ферро-(ферри-)магнитное упорядочение и отсутствие перехода изолятор–металл (эффекта КМС) в системе  $\text{Gd}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  [2]. Магнитным и транспортным свойствам таких систем посвящено довольно много работ, однако нелинейные явления, несущие важную информацию о тонких деталях магнитных взаимодействий, насколько нам известно, до сих пор не изучались.

Данная работа посвящена изучению температурных и полевых (в относительно слабых внешних магнитных полях) зависимостей линейной и нелинейной восприимчивостей и сопротивления постоянному току в  $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ . По сравнению с другими соединениями, для которых детально известна фазовая диаграмма [4], самариевые манганиты наименее исследованы. Их магнитные и транспортные свойства изучались ранее в работах [1,3,5]. Нейтронографические структурные исследования обогащенных изотопом  $\text{Sm}^{154}$  керамических образцов [3,6] показали, что при понижении температуры в образцах с  $x = 0.4$  происходит переход в ненасыщенное "ферромагнитное" состояние [6], которое можно интерпретировать либо как скошенный ферромагнетизм, либо как состояние с пространственным разделением ферромагнитной и антиферромагнитной фаз.

Нелинейные свойства в манганитах с КМС изучались впервые, по-видимому, в данной работе. Эти исследования, выполненные на самариевых манганитах одновременно с изучением поведения линейной вос-

приимчивости и транспортных свойств, дали, на наш взгляд, новые интересные результаты. Так, обнаружено возникновение в парамагнитной фазе гистерезиса второй гармоники намагниченности по постоянному магнитному полю, что естественно связать с появлением ферро-(ферри-)магнитных макроскопических областей. Ранее образование макроскопических областей, обладающих слабым ферромагнетизмом, наблюдалось с помощью данной методики при фазовом разделении избыточного кислорода в  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+x}$  [7]. Кроме того, результаты по изучению линейной восприимчивости показали сильную и немонотонную зависимость парамагнитной восприимчивости от содержания Sr, в то время как сопротивление постоянному току в этой области температур слабо зависело от допирования.

### 1. Эксперимент

Исследование магнитных и транспортных свойств манганитов  $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  проводилось на керамических образцах с  $x = 0.25, 0.3$  и  $0.4$ , взятых из тех же партий, что и образцы, изучавшиеся в работах [3,5,6]. С целью их аттестации на дифрактометре ДРОН-3М при комнатной температуре были сняты рентгенограммы. В качестве монохроматора излучения от рентгеновской трубки с медным анодом использован кристалл пиролитического графита. Результаты обработки рентгенограмм с помощью программы профильного анализа FULLPROF [8] приведены в табл. 1, 2. Поскольку образцы имели малый объем, точность определения параметров элементарной ячейки  $a, b, c$  и координат атомов  $X, Y, Z$  не высока. Их изменение с концентрацией носит монотонный характер, за исключением, может быть, параметра  $c$  для концентрации  $x = 0.3$ . Симметрия элементарной ячейки описывается пространственной группой  $Pbnm$ . С повышением концентрации  $x$  степень орторомбичности, т.е. различие параметров  $a$  и  $b$  уменьшается, что согла-

Таблица 1. Параметры решетки  $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ 

$x$	$a$ (Å)	$b$ (Å)	$c$ (Å)
0.4	5.437 (2)	5.437 (2)	7.656 (1)
0.3	5.432 (1)	5.456 (1)	7.664 (1)
0.25	5.425 (1)	5.501 (1)	7.650 (2)

Таблица 2. Координаты атомов

Атом		$X$	$Y$	$Z$
Mn		0.5	0.00	0.00
Sm(Sr)	0.4	-0.008 (3)	0.0278 (7)	0.25
	0.3	-0.008 (1)	0.0300 (5)	0.25
	0.25	-0.006 (6)	0.0421 (8)	0.25
O1	0.4	0.07 (2)	0.498 (7)	0.25
	0.3	0.06 (1)	0.485 (5)	0.25
	0.25	0.17 (1)	0.390 (9)	0.25
O2	0.4	0.72 (1)	0.30 (1)	0.029 (7)
	0.3	0.74 (1)	0.31 (1)	0.044 (4)
	0.25	0.73 (1)	0.18 (1)	0.047 (2)

суется с данными работы [3], в которой для состава с  $x = 0.4$  при  $T = 300$  К элементарная ячейка имеет тетрагональную симметрию.

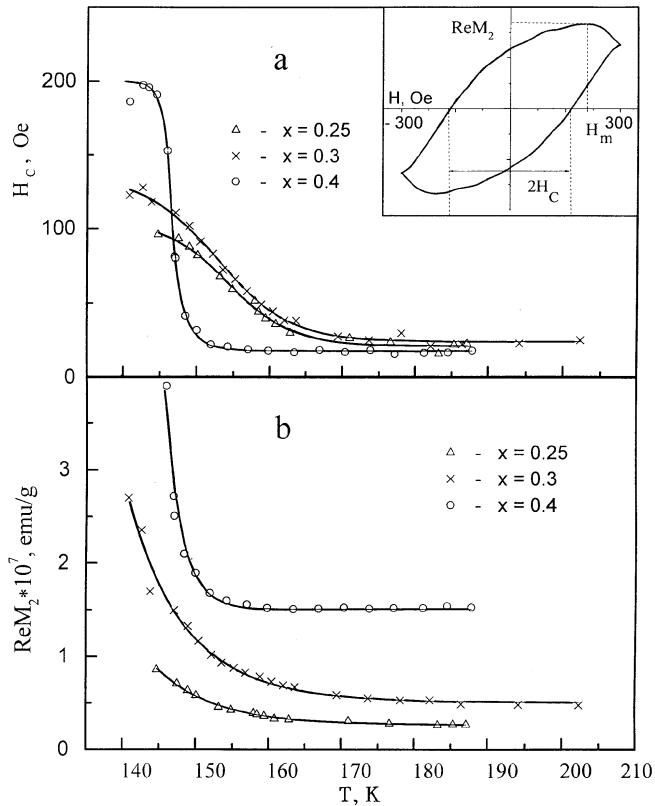
Для дополнительной аттестации образцов были получены их спектры ЭПР при комнатной температуре на спектрометре, описанном в [9]. Они представляли собой одиночные линии, имели близкие значения  $g$ -фактора и ширины ( $\Delta H$  около 5 kOe) и отличались только амплитудой сигнала (нормированного на единицу массы). Амплитуда сигнала была минимальна на образце с  $x = 0.25$ , возрастала примерно на 10% на образце с  $x = 0.3$  и приблизительно в 2 раза на образце с  $x = 0.4$ . Обнаружено также, что величина диэлектрической проницаемости (проводимости) слабо возрастала с увеличением уровня допирования. Полученные спектры ЭПР не показали присутствия магнитных примесей в исследуемых образцах на фоне сигнала от основной фазы.

Измерения линейной восприимчивости проводились при амплитуде переменного поля  $h_0 \approx 1$  Oe в диапазоне  $10^3 - 10^5$  Hz фазовым методом [10], в основе которого лежит определение полного импеданса измерительной катушки с образцом при заданной частоте и измерения сдвига фазы между током, протекающим через измерительную катушку, и напряжением на ней. Ошибки измерений переменного напряжения не превышали 0.05%, точность измерений сдвига фазы была не хуже 0.01–0.02 deg. Величины действительной  $\chi'$  и мнимой  $\chi''$  частей линейной динамической восприимчивости определялись из параметров измерительной катушки с образцом и без него как  $4\pi\chi' = (L_k/L_0 - 1)$ ,  $4\pi\chi'' = (R_k - R_{k0})/2\pi fL_0$ , где  $L_0$ ,  $R_{k0}$  — параметры катушки без образца,  $L_k$ ,  $R_k$  — с образцом,  $f$  — частота,

на которой проводились измерения. При  $\chi \approx 0.1$  ошибки определения величин  $\chi'$  и  $\chi''$  не превышали 1%. При  $\chi < 0.1$  ошибки возрастали пропорционально уменьшению величины восприимчивости и достигали 100% при  $\chi \approx 10^{-4}$ .

Измерения второй гармоники намагниченности  $M_2$  проводились в параллельных постоянном ( $H$ ) и переменном ( $h_0 \approx 45$  Oe) магнитных полях (основная частота  $f = \omega/2\pi = 15.7$  MHz) на установке, описанной в [11]. Сигнал второй гармоники обусловлен только нелинейными свойствами исследуемого вещества и в отличие от измерений линейной восприимчивости не содержит отклик измерительной цепи на основной частоте. Поэтому требуется максимально устранить влияние собственной нелинейности приемно-передающей системы, для чего необходимо избавиться от попадания основной частоты в измерительную цепь. Высшие гармоники на выходе генератора при попадании их в приемник затрудняют регистрацию полезного сигнала, от них также нужно избавляться. По этим причинам высшие гармоники на выходе генератора и сигнал основной частоты на входе приемного устройства подавлялись более чем на 120 db. Постоянное поле изменялось от  $-300$  до  $+300$  Oe, при этом одновременно регистрировались действительная  $\text{Re } M_2(H)$  и мнимая  $\text{Im } M_2(H)$  составляющие второй гармоники намагниченности. Установка необходимой фазы опорного напряжения на синхронных детекторах второй гармоники осуществлялась с помощью эталонного сигнала, сформированного на нелинейной характеристике СВЧ диода (диод с барьером Шоттки А 538А) с малой собственной емкостью и малым временем восстановления. Схема, формирующая такой сигнал, слабо связывалась с двухчастотной резонансной системой, создающей переменное поле в образце и осуществляющей первоначальное выделение сигнала с удвоенной основной частотой. Точность установки фазы была не хуже 0.5 deg. Чувствительность измерений  $M_2$  порядка  $10^{-9}$  emu.

Используемый в данной работе метод регистрации сигнала второй гармоники весьма чувствителен к примесям ферромагнитных материалов (в основном это окислы железа) в элементах двухчастотной резонансной системы. Специальные меры, в том числе использование гальванического медного покрытия на токопроводящих частях, позволили подавить до уровня собственных шумов приемника "паразитный" сигнал от ферромагнитных примесей в материале этой резонансной системы [11]. Контрольные эксперименты на промышленных поликристаллических солях различных металлов (как пара-, так и диамагнитных) показали, что все они имеют примеси, сигнал от которых обладает слабым полевым гистерезисом с коэрцитивной силой  $H_c \approx 10 - 50$  Oe. При этом величины  $M_2$  и  $H_c$  не зависят от температуры в интервале 110–350 К, что свидетельствует об образовании примесями макроскопических магнитно упорядоченных областей, которое возможно при их неравномерном распределении.



**Рис. 1.** Температурная зависимость параметров сигнала  $ReM_2$  для керамических образцов  $Sm_{1-x}Sr_xMnO_3$  с  $x = 0.25, 0.3$  и  $0.4$  без вычитания сигнала от примеси. а — зависимость коэрцитивной силы  $H_c$  от  $T$ ; б — зависимость величины  $ReM_2$  от  $T$ . Ошибки определения параметров составляют приблизительно удвоенный размер значка, обозначающего экспериментальную точку. На вставке приведен характерный сигнал  $ReM_2$  с петлей гистерезиса и показано определение характерных параметров сигнала  $H_c$ ,  $ReM_2$  и  $H_m$ .

Такого рода "примесные" сигналы  $M_2$  наблюдались в парамагнитной области и в исследуемых образцах  $Sm_{1-x}Sr_xMnO_3$ . Зависимости величины коэрцитивной силы и величины  $ReM_2$  от температуры для исследуемых образцов, определенные из необработанных экспериментальных кривых  $M_2(H)$  (т. е. в присутствии "примесного" сигнала), приведены на рис. 1. Типичная экспериментальная кривая зависимости  $ReM_2$  от  $H$  с петлей гистерезиса приведена на вставке к рис. 1. Будем характеризовать такие кривые следующими параметрами: (i) амплитудой сигнала в точках экстремумов; (ii) положением этих экстремумов  $H_m$  в постоянном магнитном поле; (iii) величиной коэрцитивной силы  $H_c$ , как показано на вставке к рис. 1. Для анализа поведения  $M_2$  использовались зависимости этих параметров от температуры. Как видно из рис. 1, существует температурная область, в которой как  $H_c$ , так и  $ReM_2$  не зависят от  $T$ . По-видимому, в этой области, как и в опытах на промышленных солях, сигнал обусловлен магнитными примесями.

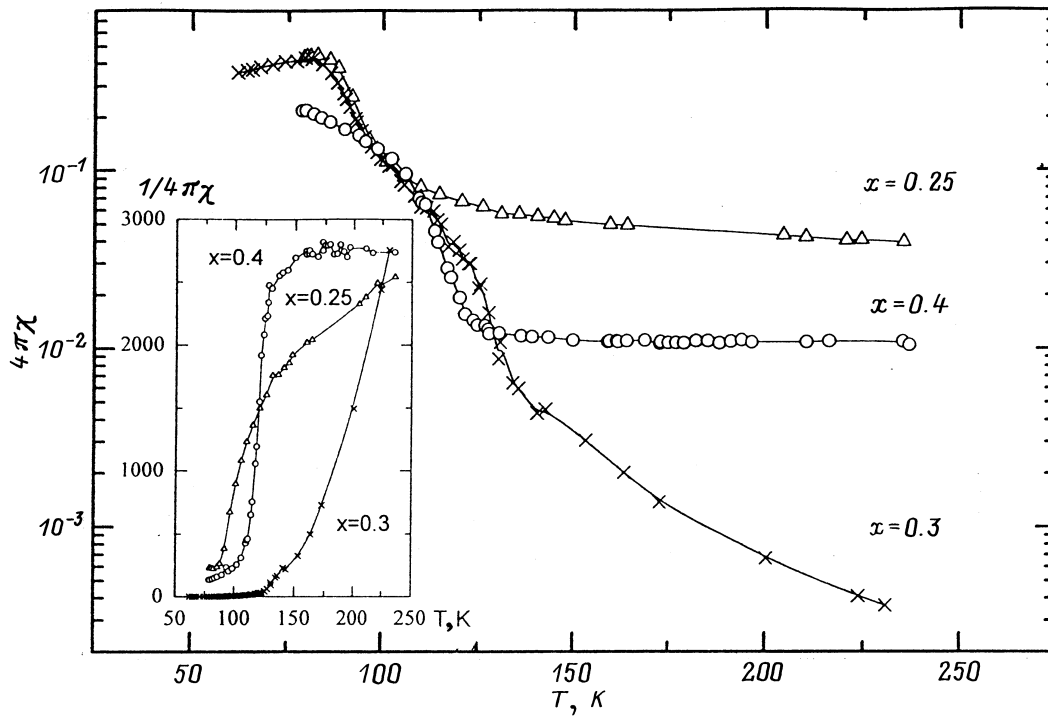
При обработке полученных результатов для получения сигнала от исследуемого вещества этот "примесный" сигнал вычитался.

Сопротивление постоянному току исследуемых образцов измерялось стандартным четырехзондовым методом. Гистерезис линейной восприимчивости и сопротивления изучался в постоянных полях до 500 Oe.

## 2. Результаты исследований и их обсуждение

2.1. Температурные зависимости линейной восприимчивости. Температурные зависимости  $\chi'(T)$  образцов  $Sm_{1-x}Sr_xMnO_3$  с разным уровнем допирования исследовались в температурном интервале 60–230 К. На зависимостях  $\lg \chi'$  от  $T$  (рис. 2), полученных при  $H = 0$ , можно выделить две температурные области, в одной из которых поведение восприимчивости разных образцов схоже, в то время как в другой сильно отличается. Характерная температура  $T_0$ , разделяющая эти области, лежит для всех  $x$  в интервале 100–130 К. В температурной области выше  $T_0$  величина  $\chi'$  немонотонным образом зависит от  $x$  и вид зависимости  $\chi'(T)$  также определяется уровнем допирования. Например, при  $T \approx 230$  К восприимчивость для образца с  $x = 0.3$  по величине на два порядка меньше, чем с  $x = 0.25$ , а для  $x = 0.4$  имеет промежуточное значение. Такое поведение  $\chi'$  в парамагнитной фазе не связано с упоминавшимися выше примесями в исследуемых образцах. Действительно, как видно из рис. 1, б,  $ReM_2$  монотонно растет с концентрацией Sr, т. е. увеличение содержания магнитных примесей не коррелирует с найденной зависимостью  $\chi'(x)$ . Как видно из вставки на рис. 2, в случае  $Sm_{0.75}Sr_{0.25}MnO_3$  зависимость  $\chi^{-1}(T)$  в области высоких температур удовлетворяет закону Кюри–Вейсса:  $1/\chi = (T + \Theta)/C$  с  $\Theta \approx -130$  К, что характерно для ферри- и антиферромагнетиков. В то же время для образца с  $x = 0.4$  восприимчивость очень слабо увеличивается вплоть до  $T \approx 120$  К, где начинается сильный ее рост. Для образца с  $x = 0.3$ , уже начиная с высоких температур, наблюдается довольно заметное увеличение восприимчивости  $\chi'(T)$ , которая ведет себя немонотонно и, как видно из рис. 2, имеет изломы при  $T \approx 140$  и 110 К. При температурах, близких к  $T_0$ , зависимости  $\chi'(T)$  для всех образцов почти совпадают, а при  $T < T_0$  имеют максимум, положение которого определяется содержанием Sr.

Экспериментальное определение температуры перехода образца в магнитоупорядоченное состояние является наиболее сложной задачей. Ранее нами [10] для определения  $T_c$  в простых кубических ферромагнетиках использовались скейлинговые соображения, согласно которым высшие гармоники намагниченности сингулярны в точке Кюри. Однако в исследуемых манганитах высшие гармоники в низкочастотном диапазоне обнаружены не были, по-видимому, в силу их малости (мала и сама линейная



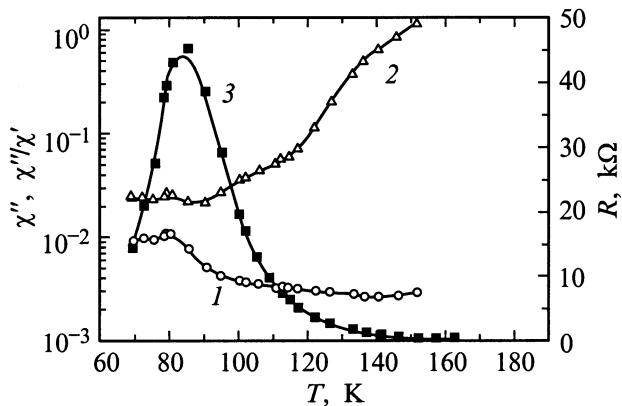
**Рис. 2.** Температурная зависимость  $4\pi\chi''$ . На вставке изображены зависимости  $1/4\pi\chi'$  от  $T$ . Для удобства сравнения величина  $1/4\pi\chi'$  увеличена в 100 раз для образца с  $x = 0.25$  и в 30 раз для образца с  $x = 0.4$ .

восприимчивость). В таких сложных магнетиках, как манганиты, в которых переход довольно сильно затянут по температуре, за точку Кюри обычно принимают либо температуру, соответствующую максимуму производной намагниченности по температуре (см., например, [1]), либо температуру начала резкого увеличения восприимчивости (см., например, [12]). В работе за точку магнитного фазового перехода принималась температура, с которой начинался резкий подъем линейной восприимчивости. Хотя такое определение температуры фазового перехода носит, очевидно, условный характер, тем не менее оно представляется удобным для сравнения поведения восприимчивости в двух выделенных выше

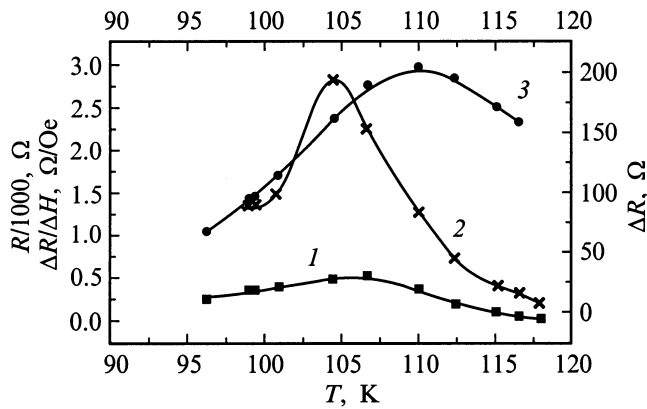
температурных областях. Определенная таким образом точка Кюри оказалась равной примерно 97 К для образца с  $x = 0.25$  и 130 К для образца с  $x = 0.3$  и примерно совпадала с введенной выше характерной температурой  $T_0$ . Для образца с  $x = 0.4$  найденное значение  $T_c$  находится в согласии с найденной в нейтронных экспериментах температурой магнитного упорядочения, равной приблизительно 120 К [6].

В температурном интервале 60–230 К мнимая часть восприимчивости оказалась довольно малой по величине и наблюдалась только на высоких частотах, а действительная часть практически не зависела от частоты. Мнимая часть восприимчивости, по-видимому, в основном определяется потерями на вихревые токи в образце. Действительно, как видно из рис. 3, где для образца с  $x = 0.3$  представлены температурные зависимости  $R$ ,  $\chi''$  и  $\text{tg } \delta = \chi''/\chi'$ , падение тангенса угла потерь с понижением температуры коррелирует с ростом сопротивления, хотя из явления критического замедления (роста времени релаксации однородной намагниченности при  $T \rightarrow T_c$ ) следует, что  $\text{tg } \delta$  должен возрастать по мере приближения к  $T_c$ . Отметим, что измеренная на частоте 100 kHz для этого образца зависимость  $\chi''(T)$  имеет максимум, совпадающий по температуре ( $T \approx 80$  К) с максимумом в зависимости  $\chi'(T)$ .

2.2. Температурное и полевое поведение сопротивления. Измерения сопротивления проводились для образцов с  $x = 0.3$  и 0.4 в интервале 60–300 К. Полученная кривая  $R(T)$  имела максимум, положение которого,  $T_m$ , также зависело от  $x$ , причем



**Рис. 3.** Температурные зависимости  $\chi''$  (1),  $\text{tg } \delta = \chi''/\chi'$  (2) и  $R$  (3) от  $T$  для образца с  $x = 0.3$ .



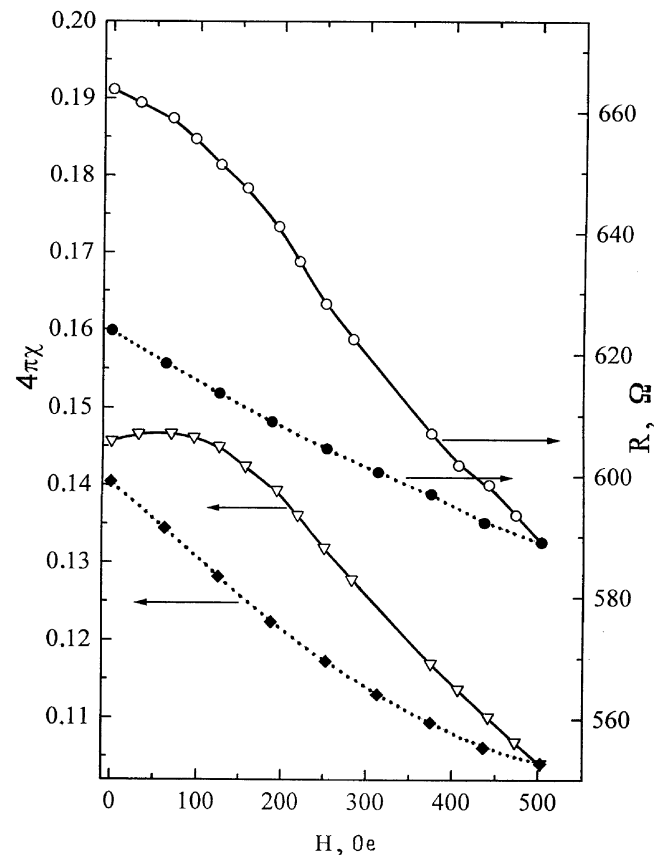
**Рис. 4.** Фрагменты температурных зависимостей разницы  $\Delta R$  (1) между исходным значением сопротивления (при  $H = 0$ ) и его величиной после возвращения постоянного поля к нулю,  $\Delta R/\Delta H$  (2) и  $R$  (3) для образца с  $x = 0.4$ .

наибольшее сопротивление в максимуме наблюдалось на образце с  $x = 0.3$  ( $T_m \approx 85$  К,  $R(T_m)/R_{300} \approx 10^4$ ). Для образца с  $x = 0.4$  это отношение оказалось на порядок меньше ( $T_m \approx 110$  К). Детально зависимость сопротивления от величины постоянного поля изучалась именно на этом образце. Результаты экспериментов показали, что в полях от 100 до 500 Ое зависимость  $R(H)$  практически линейна с  $dR/dH \approx 0.4$  Ohm/Oe вблизи максимума в  $R(T)$  (пример такой зависимости виден на рис. 4). В свою очередь зависимость  $dR/dH$  от  $T$  также имела максимум при  $T \approx 107$  К (рис. 4).

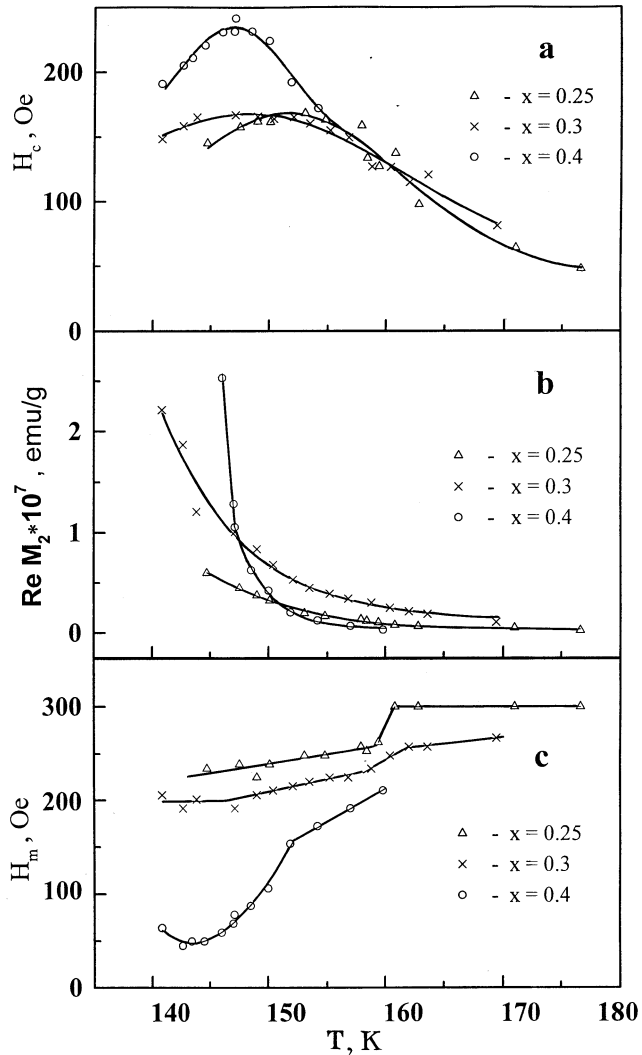
**2.3. Гистерезис восприимчивости и сопротивления.** Гистерезисные явления в случае  $\text{Sm}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  возникали при  $T \approx 130$  К, а в случае  $\text{Sm}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$  при  $T \approx 120$  К, т.е. в обоих случаях практически при  $T \approx T_c$ . Детально исследования полевого гистерезиса линейной восприимчивости и сопротивления проводились в режиме охлаждения в нулевом постоянном поле для образца с  $x = 0.4$ . На рис. 5 представлены в качестве примера петли гистерезиса восприимчивости и сопротивления. Интересно, что после возвращения поля к нулю восприимчивость принимала практически исходную величину при  $H = 0$ , хотя значения восприимчивости на восходящей и нисходящей ветвях гистерезисной петли, как видно из рис. 5, сильно отличались друг от друга. В то же время такого возврата  $R$  к исходному значению не наблюдалось. Температурная зависимость разницы между исходным значением  $R$  (при  $H = 0$ ) и его величиной после возвращения постоянного поля к нулю также имела максимум при температуре, не совпадающей с максимумами кривых  $\chi(T)$  и  $R(T)$  (рис. 4).

**2.4. Нелинейные явления.** Появление второй гармоники намагниченности  $M_2$  в параллельных постоянном и переменном магнитных полях в обменных магнетиках с дипольными силами обусловлено двумя причинами — нелинейностью кривой намагничивания

и влиянием переменного поля на релаксационные процессы [13]. Как следует из экспериментальных данных, вторая причина в изучаемой системе несущественна. Что касается нелинейности кривой намагничивания, то в условиях применимости теории возмущения вторая гармоника намагниченности  $M_2 \propto \chi_2(\omega)h_0^2$ , где  $\chi_2(\omega)$  — восприимчивость второго порядка, имеющая статический предел  $\chi_2(0) = \partial^2 M/\partial H^2$  ( $M$  — статическая намагниченность). В простейшем релаксационном приближении, характеризуемом скоростью релаксации  $\Gamma$ ,  $\chi_2(\omega)$  описывается функцией Лоренца. В этом случае действительная часть второй гармоники намагниченности имеет вид  $\text{Re } M_2(\omega) = \chi_2(0)/(1 + (2\omega/\Gamma)^2)$ , а мнимая часть равна  $\text{Im } M_2 = (2\omega/\Gamma) \text{Re } M_2(\omega)$ . Из симметричных соображений ясно, что в нулевом внешнем поле сигнал  $M_2$  должен равняться нулю, если в образце отсутствует внутреннее поле. Действительно,  $M_2$  — псевдовектор и четная функция  $h_0$ , она нечетна по  $H$  в парамагнитной фазе и  $M_2 = 0$  при  $H = 0$ . Следовательно,  $M_2$  очень чувствительна к появлению областей со спонтанной намагниченностью в образце, поскольку в ее зависимости от  $H$  появляется характерный  $H$ -гистерезис с  $M_2 \neq 0$  при  $H = 0$  (вставка к рис 1). Поскольку  $M_2 \rightarrow 0$  при  $H \rightarrow \infty$ , то в зависимости  $M_2(H)$  должен быть по крайней мере один экстремум.



**Рис. 5.** Гистерезис линейной восприимчивости и сопротивления. Восходящие ветви изображены сплошными линиями (1), а нисходящие ветви (2) — пунктирными. Образец с  $x = 0.4$ .



**Рис. 6.** Температурная зависимость параметров сигнала  $Re M_2$  после вычитания сигнала от примеси. а — зависимость коэрцитивной силы  $H_c$  от  $T$ ; б — зависимость величины  $Re M_2$  от  $T$ ; с — зависимость положения экстремума сигнала в постоянном поле  $H_m$  от  $T$ . Ошибки определения параметров составляют приблизительно утроенный размер значка, обозначающего экспериментальную точку.

Эксперименты со второй гармоникой намагниченности были выполнены в температурном интервале 135–230 К. Температурные зависимости параметров  $H_c$ ,  $Re M_2$  и  $H_m$  (см. вставку на рис. 1,а) сигнала  $M_2$  приведены на рис. 6. Величина погрешностей приведенных на данном рисунке параметров возросла по сравнению с погрешностями на рис. 1 вследствие процедуры вычитания "примесных" сигналов. Особенности полученных экспериментальных данных могут быть суммированы следующим образом.

1) Полевой гистерезис (коэрцитивная сила  $H_c$ ) в парамагнитной фазе был обнаружен во всех образцах. В образцах с  $x = 0.25$  и  $0.3$  он возникал при  $T \leq 180$  К, а в образце с  $x = 0.4$  — при  $T \approx 160$  К, т.е. во всех случаях существенно выше  $T_c$ . Появление гисте-

резиса по постоянному полю в  $M_2$  указывает, очевидно, на образование в парамагнитной фазе макроскопических ферро-(ферри-)магнитных областей (доменов). Выше 155 К зависимость коэрцитивной силы от температуры (рис. 6,а) приблизительно одинакова для всех образцов. Это свидетельствует, по-видимому, о примерно одинаковых как структуре образующихся доменов, так и их взаимодействии с окружением. При более низких температурах появляются отличия в экспериментальных кривых, в частности зависимости  $H_c(T)$  имеют пологие максимумы, положение которых определяется уровнем допирования.

2) Выше 150 К температурная зависимость  $Re M_2$  также практически одинакова для всех образцов (рис. 6, б), в то время как их линейные восприимчивости отличаются на несколько порядков величины. Это в свою очередь указывает на то, что причиной появления сигнала  $M_2$  является образование новой магнитной фазы (макроскопических магнитоупорядоченных областей в парамагнитной матрице).

3) В температурной области, близкой к максимуму в зависимости  $H_c(T)$ , кривая  $H_m(T)$  испытывает скачок при различных для разных образцов температурах (рис. 6, с). Этот скачок коррелирует с началом заметного роста сигнала  $M_2$  (рис. 6, б) и может показывать завершение формирования структуры доменов новой фазы, после чего начинается рост ее объема.

4) Важным, на наш взгляд, обстоятельством является монотонная зависимость от  $x$  всех приводимых параметров сигнала  $M_2$  в температурной области ниже 150 К в отличие от немонотонной зависимости  $\chi(x)$ . Это еще одно свидетельство того, что причиной появления второй гармоники намагниченности является образование новой магнитной фазы. Кроме того, монотонная зависимость от  $x$  показывает, что изменение концентрации дырок (центров  $Mn^{4+}$ ) существенно влияет на формирование ферро-(ферри-)магнитных доменов. Так, скорость изменения величины  $M_2$  с уменьшением температуры растет при увеличении концентрации Sr.

Отметим, что сигнал  $M_2$  на образце с наибольшим уровнем допирования ( $x = 0.4$ ) и наибольшим содержанием магнитных примесей (рис. 1, б) наблюдался и выше температуры возникновения гистерезиса вплоть до 170 К. Статические свойства упорядоченных областей для всех образцов качественно одинаковы, как это видно из данных для  $Re M_2$  (рис. 6), имеющей статический предел, в то время как их динамическое поведение отличается. Действительно, мнимая компонента  $M_2$  наблюдалась только на образце с  $x = 0.3$ . При этом  $Im M_2$  по величине практически была равна  $Re M_2$ , а их температурные и полевые зависимости подобны. Это показывает, что скорость релаксации магнитного момента областей, которые дают сигнал  $M_2$ , в образце с  $x = 0.3$  сравнима с частотой возбуждающего поля ( $Im M_2 \sim \omega/\Gamma Re M_2$ ). Напомним, что для этого образца наблюдалось наибольшее отношение  $R(T_m)/R(300)$ . Поскольку на остальных образцах  $Im M_2$  не наблюдалась, то, очевидно, для них  $\omega/\Gamma \ll 1$ .

Результаты проведенных экспериментов указывают на две интересные особенности в поведении  $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ . Во-первых, в парамагнитной области линейная восприимчивость немонотонным образом зависит от концентрации Sr. Отметим, что такая немонотонная зависимость от  $x$  имеет место также для  $T_c(x)$  и параметра элементарной ячейки  $c(x)$ . Во-вторых, в парамагнитной фазе наблюдается возникновение полевого гистерезиса второй гармоники намагниченности. Последнее, вероятно, связано с появлением при  $T > T_c$  макроскопических ферро-(ферри-)магнитных областей в парамагнитной матрице. Можно предположить, что рост объема этих областей при дальнейшем понижении температуры приводит к появлению полевого гистерезиса  $\chi'$  и  $R$  при  $T \leq T_c$ . Статические свойства упорядоченных областей всех образцов качественно схожи, что следует из данных для  $\text{Re } M_2(H, T)$  (рис. 6), в то время как динамическое поведение отличается. Действительно, для образца с  $x = 0.3$  (с наименьшей величиной  $\chi'$  в парамагнитной фазе и наибольшим значением  $R$ ) скорость релаксации намагниченности оказывается соизмеримой с частотой возбуждающего поля, а в двух других  $\Gamma \gg \omega$ . Причина возникновения ферро-(ферри-)магнитных областей может быть связана с электронным фазовым разделением в манганитах, вопрос о котором активно исследуется в настоящее время (см., например, [14]). Полученные в работе результаты показывают, что одновременное изучение линейных и нелинейных магнитных явлений в парамагнитной фазе может дать новую и интересную информацию о физических процессах в манганитах.

Авторы признательны В.А. Трунову, С.В. Малееву и Д.Ю. Чернышову за обсуждение результатов работы, а также И.А. Киселеву за помощь в проведении экспериментов.

## Список литературы

- [1] F. Damay, N. Nguen, A. Maignan, M. Herveu, B. Raveau. *Solid Stat. Commun.* **98**, 12, 997 (1996).
- [2] G.J. Snyder, C.H. Booth, F. Briges, R. Hiskes, S. DiCarolis, M.R. Beasley, T.H. Geballe. *Phys. Rev.* **B55**, 10, 6453 (1997).
- [3] С.М. Дунаевский, А.И. Курбаков, В.А. Трунов, Д.Ю. Чернышов, В.В. Попов, Х. Родригес-Карвахаль. *ФТТ* **40**, 7, 1271 (1998).
- [4] R. Maezono, S. Ishihara, N. Nagaosa. *Phys. Rev.* **B58**, 17, 11 583 (1998).
- [5] С.М. Дунаевский, А.Л. Мальшев, В.В. Попов, В.А. Трунов. *ФТТ* **39**, 10, 1831 (1997).
- [6] D.Yu. Chernyshov, V.A. Trounov, A.I. Kurbakov, S.M. Dunaevsky. EPDTC-6. Abstract Budapest (1998). P. 223.
- [7] A.V. Lazuta, V.A. Ryzhov, T.I. Arbuzova. *Physica* **C295**, 22 (1998).
- [8] J. Rodriguez-Carvajal. Laboratoire Leon Brillouin, <http://www-llb cea.fr/fullweb/powder.htm>.
- [9] В.А. Рыжов, Е.И. Завацкий, В.А. Соловьев, И.А. Киселев, В.Н. Фомичев, В.А. Бикенеев. *ЖТФ* **65**, 1, 133 (1995).
- [10] И.Д. Лузянин, В.П. Хавронин. *ЖЭТФ* **85**, 3(9), 1029 (1983).
- [11] В.А. Рыжов, И.И. Ларионов, В.Н. Фомичев. *ЖТФ* **66**, 6, 183 (1996).
- [12] A. Maignan, C. Martin, F. Damay, B. Raveau. *Phys. Rev.* **B58**, 5, 2758 (1998).
- [13] И.И. Ларионов, А.В. Лазута, В.А. Рыжов. *ЖЭТФ* **100**, 6(12), 1964 (1991).
- [14] M.R. Ibarra, J.V. De Teresa. *J. Magn. Magn. Mater.* **177-181**, 846 (1998).