

ГИГАНТСКАЯ ОБЪЕМНАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ И КОЛОССАЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$

А. И. Абрамович, О. Ю. Горбенко, А. Р. Кауль, Л. И. Королева*, А. В. Мичурин

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 марта 2004 г.

В манганите $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ обнаружены гигантская отрицательная объемная магнитострикция и отрицательное колоссальное магнитосопротивление в области температуры магнитного фазового превращения (41 К). При $4.2 \text{ К} \leq T \leq 40 \text{ К}$ на изотермах намагниченности, объемной магнитострикции и удельного электросопротивления наблюдаются скачки в критическом поле H_{c1} , которое уменьшается с ростом температуры. При $70 \text{ К} \leq T \leq 120 \text{ К}$ скачки на указанных кривых сохраняются, но изменяется вид кривых и H_{c1} увеличивается с ростом температуры. Магнитосопротивление при $H < H_{c1}$ положительно, проходит через максимум при 41 К; при $H > H_{c1}$ оно становится отрицательным, проходит через минимум вблизи 41 К и достигает колоссальной величины. Наблюдаемые свойства объяснены существованием в $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ трех фаз: ферромагнитной, в которой сосредоточены носители заряда из-за выигрыша в энергии s - d -обмена, и двух антиферромагнитных — A - и CE -типов. Оценены их объемы при низких температурах. Показано, что колоссальное магнитосопротивление и гигантская объемная магнитострикция связаны с ферромагнитной фазой, образовавшейся в результате индуцированного магнитным полем перехода антиферромагнитной фазы CE -типа в ферромагнитное состояние.

PACS: 75.50.Pp, 72.20.Mu, 75.80.+q

1. ВВЕДЕНИЕ

До недавнего времени интерес к манганитам в первую очередь был связан с колоссальным магнитосопротивлением (КМС), которое наблюдалось в некоторых составах в районе комнатных температур. В наших работах [1–4] кроме КМС в системах $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($0.1 \leq x \leq 0.3$), $\text{Nd}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.33, 0.45$) и $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.33, 0.4, 0.45$) была обнаружена гигантская отрицательная объемная магнитострикция ω , причем кривые ее температурной $\omega(T)$ и полевой $\omega(H)$ зависимостей оказались очень похожими на аналогичные кривые магнитосопротивления $\{\Delta\rho/\rho\}(T)$ и $\{\Delta\rho/\rho\}(H)$. Эти свойства были объяснены существованием в указанных системах магнитно-двухфазного ферро-антиферромагнитного состояния, вызванного сильным s - d -обменным взаимодействием, причем носители заряда (дырки в данном случае) сосре-

доточены в ферромагнитной части кристалла [5]. Подчеркнем, что понятие температуры Кюри здесь является весьма условным: это температура Кюри ФМ-части кристалла.

Известно, что в системе $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ при $x = 0.5$ имеет место зарядово-орбитальное упорядочение, сопровождающееся антиферромагнитным порядком CE -типа. С помощью данных нейтронной дифракции и измерений электросопротивления было показано, что в соединении $^{154}\text{Sm}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ имеются АФМ-кластеры A -типа и CE -типа, причем в последних имеет место зарядово-орбитальное упорядочение. Эти кластеры расположены в проводящей ФМ-матрице [6]. В составе с $x = 0.25$ по данным работы [6] кластеры с зарядово-орбитальным упорядочением отсутствуют. В составе с $x = 0.4$ с повышением температуры сначала разрушается ФМ-порядок при $T = T_C$, затем при $T_N \geq T_C$ — АФМ-порядок A -типа и в последнюю очередь — АФМ-порядок CE -типа при $T = T_{Co}$ (T_{Co} — температура разрушения зарядово-орбитального упоря-

*E-mail: koroleva@ofef343.phys.msu.ru

дочения). Такое поведение согласуется с теоретическими предсказаниями Даготто с соавт. [7]. С помощью численного моделирования они показали, что в манганитах концентрационный переход при $x = 0.5$ от ФМ-состояния к зарядово-орбитальному является фазовым переходом первого рода; и в составах, близких к $x = 0.5$, существуют магнитные кластеры различных типов: ФМ, АФМ А-типа и зарядово-орбитальные с *СЕ*-типом АФМ-упорядочения.

Ранее нами были изучены магнитные, электрические и гальваномагнитные свойства состава $\text{Eu}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, в котором имел место полупроводниковый тип проводимости, и на кривых $\rho(T)$ и $\{\Delta\rho/\rho\}(T)$ наблюдались гигантские максимумы [8, 9]. Были получены следующие экспериментальные доказательства существования изолирующего магнитно-двухфазного состояния в этом соединении. Так, изотермы намагниченности $\sigma(H)$ в области низких температур представляли собой сумму небольшой спонтанной намагниченности и линейной по полю намагниченности, характерной для АФМ-состояния. Имели место различия между намагниченностями образца, охлажденного в поле и без поля, которое наблюдалось вплоть до максимальных полей измерения 45 кЭ, и смещенные по оси H петли гистерезиса намагниченности образца, охлажденного в поле. Вклад от ФМ-кластеров резко повышал парамагнитную точку Кюри θ от 100 К для нелегированного образца EuMnO_3 до 175 К для $\text{Eu}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Температуру Кюри ФМ-части состава практически невозможно было определить. Например, в поле 45 кЭ величина T_C , определенная экстраполяцией наиболее крутой части кривой $\sigma(T)$ на ось T , равнялась 90 К, т.е. увеличивалась в 3 раза по сравнению с $T_C = 30$ К, определенной в поле $H = 0.5$ кЭ.

В данной работе была поставлена задача изучить магнитные, электрические, гальваномагнитные и магнитоупругие свойства соединения $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, в котором в соответствии с предположениями Даготто с соавт. [7] должны наблюдаться кластеры трех типов: ФМ, АФМ А-типа и АФМ *СЕ*-типа, и выявить их отличие от свойств составов $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.33, 0.4, 0.45$) и $\text{Eu}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. В последнем составе, как следует из его магнитных и гальваномагнитных свойств [8, 9], зарядово-орбитальные кластеры отсутствуют. Поэтому изучение перечисленных выше свойств состава $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ даст нам новую информацию о влиянии зарядово-орбитальной фазы на эти свойства и позволит выяснить природу их аномалий.

2. СИНТЕЗ ОБРАЗЦОВ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

Исследуемый образец $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ был приготовлен по стандартной керамической технологии. Его фазовый состав и параметры решетки контролировались рентгенографически с помощью дифрактометра Siemens D5000. Было установлено, что полученная керамика представляет собой однофазный перовскит с орторомбической структурой (группа *Rnma*). Параметр орторомбичности, вычисленный из постоянных решетки, составляет 0.2%, что указывает на близость к кубической структуре. Его фактор толерантности $\tau = 0.924$, а степень беспорядка $d^2 = 0.00893$. Однофазность полученных керамик была также подтверждена методом рамановской спектроскопии при использовании спектрометра с тройным монохроматором Jobin-Yvon T64 000: наблюдались только фононные моды, характерные для орторомбических манганитов с *Rnma*-симметрией.

Измерения намагниченности в температурном интервале 1.5–150 К в магнитных полях до 130 кЭ проводились с помощью вибрационного магнитометра в лаборатории сильных магнитных полей (Вроцлав, Польша). Начальная магнитная восприимчивость в переменном магнитном поле 1 Э частоты 0.8–8 кГц измерялась феррометром Ф-5063. Электросопротивление было измерено четырехточечным методом. Магнитострикция и тепловое расширение в температурном интервале 4.2–150 К измерялись с помощью тензодатчиков с сопротивлением 92.30 ± 0.01 Ом и коэффициентом тензочувствительности 2.26. Один датчик наклеивался на образец, а второй — на кварц. В процессе измерений датчики на образце и на кварце были ориентированы одинаково по отношению к магнитному полю. Измерялись продольная (λ_{\parallel}) и поперечная (λ_{\perp}) составляющие магнитострикции, а затем рассчитывались объемная $\omega = \lambda_{\parallel} + 2\lambda_{\perp}$ и анизотропная $\lambda_t = \lambda_{\parallel} - \lambda_{\perp}$ части магнитострикции.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На температурной зависимости начальной магнитной восприимчивости, измеренной в переменном магнитном поле 1 Э частоты 8 кГц, наблюдался максимум при температуре $T_N = 41$ К, которая близка к точке Нееля состава EuMnO_3 . Вблизи этой температуры обнаружен скачок на температурной зависимости линейного теплового расширения $\Delta L/L(T)$

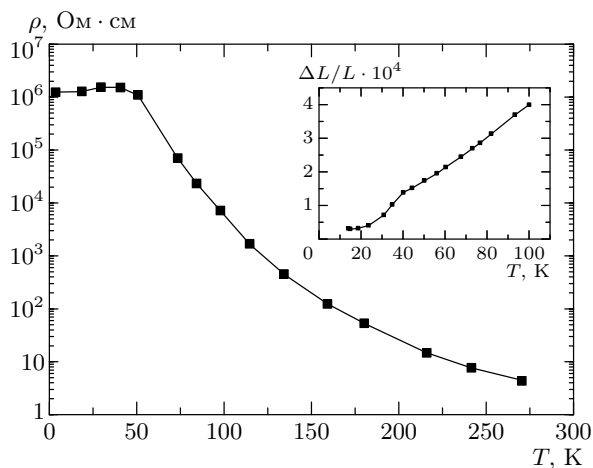


Рис. 1. Температурная зависимость удельного электросопротивления. На вставке: температурная зависимость линейного теплового расширения

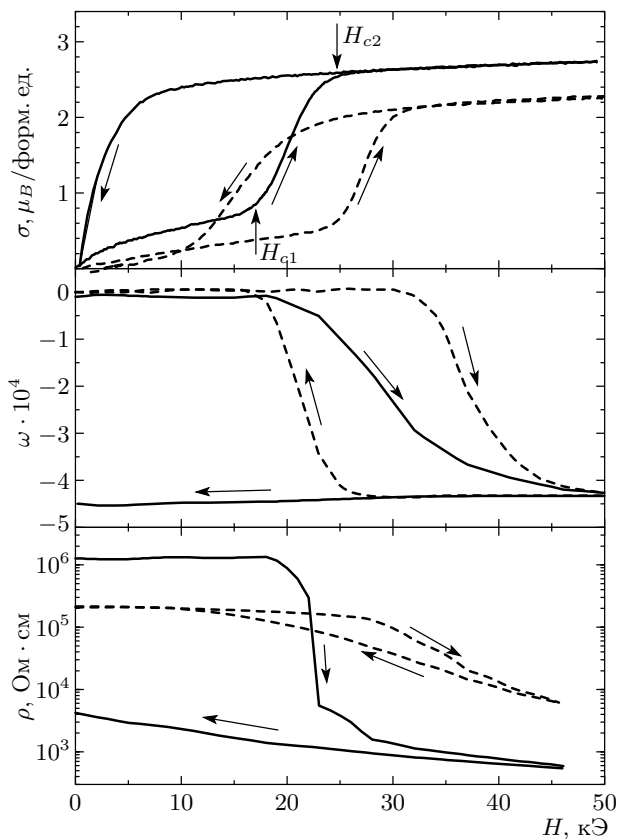


Рис. 2. Изотермы намагниченности $\sigma(H)$, магнито-стрикции $\omega(H)$ и электросопротивления $\rho(H)$ для температур 20 К (сплошные линии) и 70 К (штриховые линии)

(вставка к рис. 1) и излом на кривой $\rho(T)$ (рис. 1). На рисунке видно, что в отсутствие магнитного поля образец остается изолятором вплоть до самых низких температур измерения ($\rho = 10^6$ Ом · см при 4.2 К). В поведении изотерм намагниченности, магнито-стрикции и магнитосопротивления можно выделить два температурных интервала: 4.2–40 К и 70–120 К, в каждом из которых их поведение похоже. На рис. 2 представлены изотермы намагниченности $\sigma(H)$, магнито-стрикции $\omega(H)$ и сопротивления $\rho(H)$ для температур 20 К из первого интервала и 70 К из второго. Видно, что в первом температурном интервале наблюдается скачкообразное увеличение намагниченности, абсолютной величины магнито-стрикции и уменьшение сопротивления в некотором интервале полей $H_{c1} < H < H_{c2}$. Судя по величине намагниченности в полях $H > H_{c2}$, здесь происходит переход в ФМ-состояние достаточно большой части образца. При $H > H_{c2}$ имеет место линейное увеличение с H указанных параметров и насыщение не достигается вплоть до максимальных полей измерения (80 кЭ — для намагниченности и 50 кЭ — для магнито-стрикции и магнитосопротивления). Величина намагниченности при 4.2 К в магнитном поле 80 кЭ равняется $2.50 \mu_B/\text{форм. ед.}$, что гораздо меньше величины $3.55 \mu_B/\text{форм. ед.}$, соответствующей ФМ-упорядочению магнитных моментов ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} (составляет 70 % от последней). В области скачка на кривых $\sigma(H)$, $\omega(H)$ и $\rho(H)$ наблюдается гистерезис, который уменьшается с ростом температуры. После выключения магнитного поля при низких температурах объемная магнито-стрикция и электросопротивление не возвращаются к своим первоначальным величинам, во всяком случае, в течение времени проведения наблюдения, которое равно 1800 с. Вернуть их к первоначальным величинам можно только после нагревания образца примерно до 100 К и последующего охлаждения.

В температурном интервале 70–120 К скачки на кривых $\sigma(H)$, $\omega(H)$ и $\rho(H)$ сохраняются, но вид кривых изменяется, и после выключения магнитного поля образец возвращается в первоначальное состояние (рис. 2). Отметим, что в этом температурном интервале указанные кривые ведут себя так же, как в случае ранее исследованных нами керамик $Sm_{1-x}Sr_xMnO_3$ ($x = 0.45, 0.40$) [1, 10]. При $40 \text{ К} < T < 70 \text{ К}$ в поведении кривых $\sigma(H)$, $\omega(H)$ и $\rho(H)$ наблюдаются особенности, характерные как для первого, так и для второго температурного интервала, однако после выключения магнитного поля образец не возвращается в первоначальное состояние, а критическое поле H_{c1} увеличивается с рос-

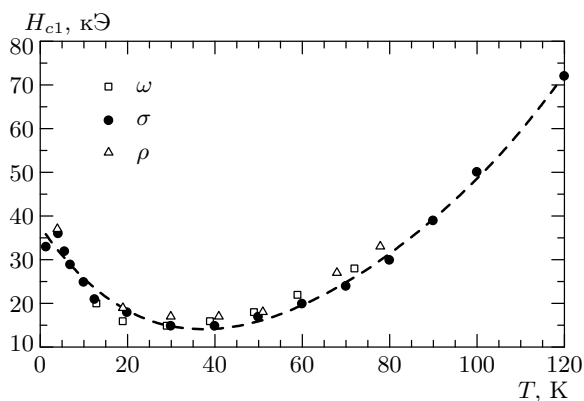


Рис. 3. Температурная зависимость критического поля H_{c1} , полученного из измерений намагниченности σ , объемной магнитострикции ω и электро-сопротивления ρ

том температуры. Температурная зависимость полей H_{c1} , полученных из измерений намагниченности, магнитострикции и сопротивления представлена на рис. 3. Видно, что, во-первых, эти поля совпадают для каждой температуры, во-вторых, уменьшаются с ростом температуры в первом температурном интервале и увеличиваются во втором, проходя через широкий минимум при температуре примерно 41 К.

Температурные зависимости намагниченности, магнитострикции и магнитосопротивления в различных магнитных полях представлены на рис. 4. На нем видно, что на кривых $\sigma(T)$ наблюдается максимум при температуре около 41 К, а на кривых $\omega(T)$ и $\{\Delta\rho/\rho\}(T)$ при $H > H_{c1}$ — минимум. Магнитный переход сильно размывается под действием магнитного поля. Объемная магнитострикция достигает гигантской величины $4.5 \cdot 10^{-4}$ в магнитном поле 45 кЭ в температурном интервале 10–75 К. Наблюдается необычное поведение магнитосопротивления для этого состава. При $H < H_{c1}$ оно положительно, проходит через максимум вблизи 41 К и достигает величины 6 % (рис. 5). При $H > H_{c1}$ оно становится отрицательным, проходит через минимум примерно при 41 К и достигает колоссальной величины $3 \cdot 10^5$ % в магнитном поле 50 кЭ (рис. 4).

Как уже отмечалось, при $T \geq 70$ К поведение намагниченности, магнитострикции и магнитосопротивления исследованного в данной работе образца похоже на поведение при $T > T_C$ указанных характеристик исследованных нами ранее керамических образцов $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.4, 0.45$) [1, 10]. Проведенное нами исследование этих свойств монокри-

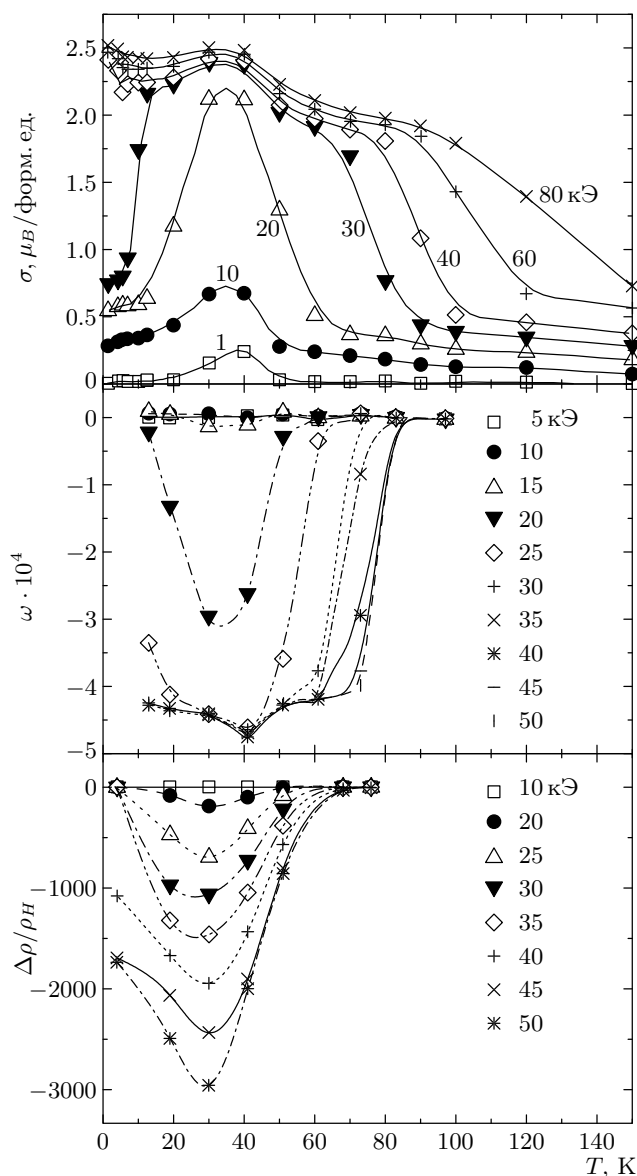


Рис. 4. Температурные зависимости намагниченности σ , объемной магнитострикции ω и магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ в различных магнитных полях

сталла $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ показало их идентичность со свойствами керамики такого же состава. Как указывалось во Введении, состав $\text{Sm}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ при $1.5 \text{ K} \leq T \leq T_C$ представляет собой односвязную ФМ-матрицу, в которой расположены АФМ-кластеры А-типа и АФМ-кластеры СЕ-типа с зарядово-орбитальным упорядочением, при этом $T_C < T_N < T_{co}$ [6]. Здесь T_{co} — температура термического разрушения зарядово-орбитального упорядочения, совпадающая с температурой разрушения АФМ-порядка в кластерах с зарядово-орбитальным

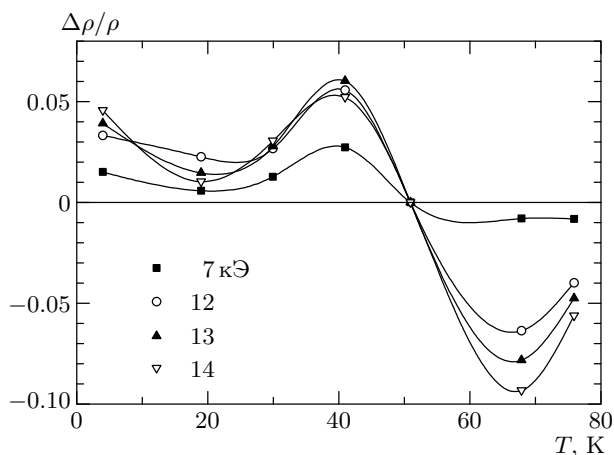


Рис. 5. Температурная зависимость магнитосопро-
тивления при $H < H_{c1}$

упорядочением. Поведение намагниченности, магнитосопротивления и объемной магнитострикции при $T > T_N$ в [1, 10] было объяснено индуцированным магнитным полем переходом АФМ-кластеров с зарядово-орбитальным упорядочением в ФМ-состояние. Так как при CE -типе АФМ-упорядочения магнитные моменты большинства ближайших соседних ионов Mn имеют АФМ-порядок, нужны пороговые поля для перевода этого АФМ-состояния в ФМ. При этом кластеры с зарядово-орбитальным упорядочением целиком переходят в ФМ-состояние при достижении поля H_{c2} . Поскольку изотермы σ , ω и $\Delta\rho/\rho$ соединения $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ при $1.5 \text{ K} \leq T \leq 120 \text{ K}$ очень похожи на наблюдавшиеся нами ранее в составах $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ и $\text{Sm}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ [1] при $T > T_C$, можно предположить, что состав $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ также состоит из ФМ-, АФМ-фаз А-типа и АФМ-фазы CE -типа. Однако соотношение объемов этих фаз иное, чем в $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ и $\text{Sm}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$. Как видно на рис. 1, температурная зависимость удельного электросопротивления состава $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ имеет полупроводниковый характер и величина ρ при 4.2 К очень большая, примерно $10^6 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, в отличие от состава $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, который характеризуется проводимостью металлического типа. Поэтому можно предположить, что ФМ-фаза в этом составе многосвязна, в отличие от состава $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, в котором она односвязна. Это вызвано тем, что в $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ фактор толерантности $\tau = 0.924$ меньше, чем в $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ ($\tau = 0.927$), и больше степень беспорядка $d^2 = 0.00893$, которая в $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ равна 0.00784.

Известно, что в АФМ-полупроводнике в зависимости от концентрации носителей заряда может наблюдаться либо изолирующее, либо проводящее ФМ–АФМ магнитно-двухфазное состояние (МДФС), при этом из-за выигрыша в энергии s – d -обмена носители заряда сосредоточены в ФМ-части кристалла, а АФМ-часть кристалла обеднена ими [11]. Нагаевым показано, что объем ФМ-фазы образца, находящегося в изолирующем МДФС, значительно меньше, чем образца, находящегося в проводящем МДФС [12]. Например, в легированном EuSe объем ФМ-фазы образца, находящегося в проводящем МДФС, примерно на порядок выше, чем образца, находящегося в изолирующем МДФС [13]. Можно предположить, что в $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ имеет место изолирующее МДФС, в то время как в $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ — проводящее. Тогда у состава $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ при $T < T_C$ процесс намагничивания будет происходить за счет роста объема ФМ-фазы, занимающей большую часть образца, путем прорастания по ФМ-плоскостям АФМ-фазы А-типа; на фоне этого роста скачкообразный рост намагниченности за счет АФМ-кластеров CE -типа не заметен, так как эти кластеры занимают значительно меньший объем, чем ФМ-фаза. Скачки на кривых $\sigma(H)$ здесь появляются лишь при высоких температурах, когда ФМ-фаза и АФМ-фаза А-типа термически разрушены и остались лишь АФМ-кластеры CE -типа.

В составе $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ скачки на изотермах намагниченности имеют место как ниже, так и выше температуры Нееля $T_N = 41 \text{ K}$, измеренной по максимуму начальной восприимчивости в переменном магнитном поле. Эта температура является температурой разрушения АФМ-фазы А-типа, так как она совпадает с T_N соединения EuMnO_3 , в котором существует АФМ-порядок А-типа. Как видно на рис. 6, скачки на изотермах намагниченности наблюдаются еще при $T = 120 \text{ K}$ и их уже нет при $T = 150 \text{ K}$, т. е. температура Нееля АФМ-фазы CE -типа лежит между 120 и 150 К. На рис. 6 также видно, что в области температур $1.4 \text{ K} \leq T \leq 40 \text{ K}$ и магнитных полей $0 \leq H < H_{c1}$ кривые $\sigma(H)$ представляют собой сумму небольшой спонтанной намагниченности $\sigma \sim 0.1 \mu_B$ и линейной по H намагниченности, характерной для АФМ. Таким образом, объем ФМ-фазы мал: он составляет всего приблизительно 3% от объема образца, судя по соотношению намагниченности ФМ-фазы и намагниченности насыщения, которая имела бы место при полном ФМ-упорядочении образца ($3.55 \mu_B$). Как видно

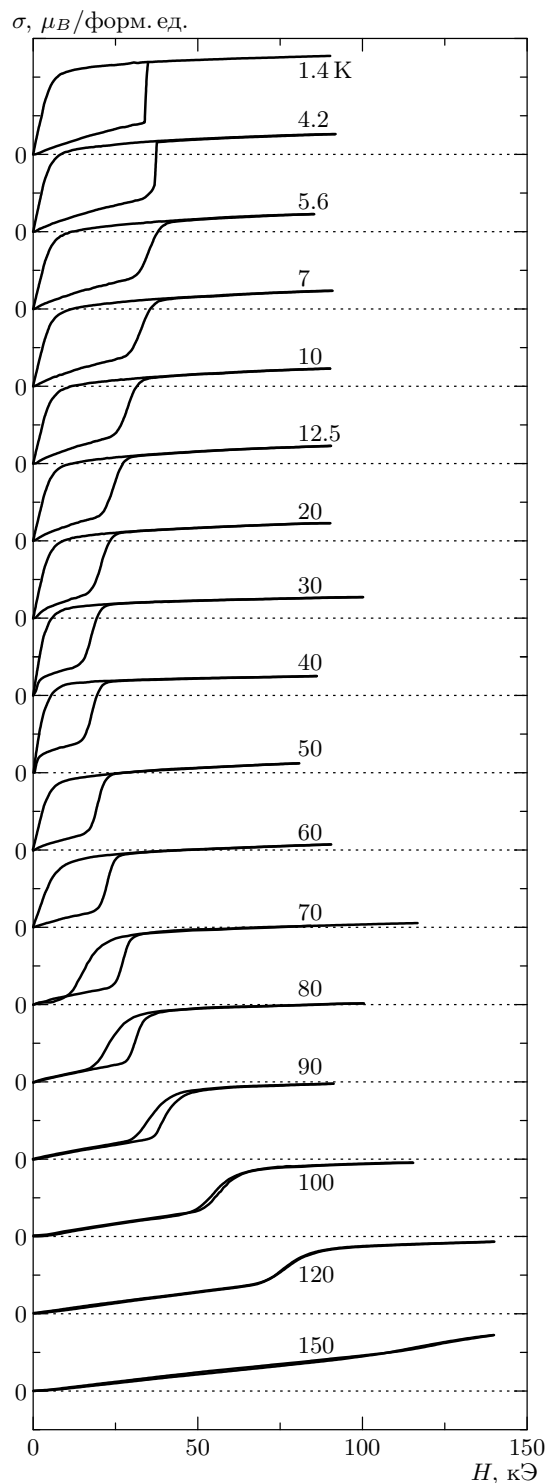


Рис. 6. Изотермы намагниченности при различных температурах. Цена одного деления по оси y составляет $1\mu_B$. Нижние кривые получены при увеличении поля, верхние — при уменьшении

на рис. 6, в области $40\text{ K} < T < 50\text{ K}$ указанная спонтанная часть намагниченности исчезает, т. е. в этой температурной области расположена точка Кюри T_C и, следовательно, она близка к температуре Нееля T_N данного состава. Как указывалось выше, при 4.2 K после скачка на изотермах намагниченность составляет около 70 % от намагниченности насыщения, а величина скачка составляет приблизительно $1.45\mu_B$ и слабо изменяется с ростом температуры. Если предположить, что указанный скачок произошел за счет АФМ-фазы CE -типа, то объем этой фазы составляет около 41 % от объема образца, тогда оставшиеся примерно 56 % объема образца заняты АФМ-фазой A -типа. После скачка наблюдается медленный линейный рост намагниченности с полем за счет прорастания ФМ-фазы, индуцированной магнитным полем, по ФМ-слоям АФМ-фазы A -типа.

Известно, что АФМ-фаза CE -типа с зарядово-орбитальным упорядочением наиболее устойчива в области низких температур; при повышенных температурах она менее устойчива по сравнению с ФМ-фазой и АФМ-фазой A -типа [7]. Поэтому величина критического поля H_{c1} убывает с ростом T в области низких температур до 40 K включительно (рис. 3), где одновременно с АФМ-фазой CE -типа присутствуют ФМ-фаза и АФМ-фаза A -типа. Начиная с $T = 50\text{ K}$ и вплоть до 120 K величина H_{c1} увеличивается. Это, по-видимому, связано с тем, что при $T > T_C$ для поддержания ФМ-порядка, образовавшегося в результате индуцированного магнитным полем перехода АФМ-фазы CE -типа в ФМ-состояние, требуются более высокие магнитные поля, чем при $T < T_C$. Как указывалось выше, в АФМ-фазе CE -типа имеет место орбитальное и связанное с ним зарядовое упорядочение. Если бы индуцированный магнитным полем переход из этого состояния был связан только с разрушением зарядового упорядочения, то следовало бы ожидать в результате перехода появления парамагнитного состояния при $T > T_C$. Однако, как показывает наш эксперимент, происходит переход АФМ-фазы CE -типа в ФМ-фазу. Это связано с тем, что носители заряда, ставшие под действием поля $H > H_{c1}$ разупорядоченными, из-за выигрыша в энергии s - d -обмена поддерживают ФМ-порядок.

Как видно на рис. 6 и 2, при $T < T_C$ кривые $\sigma(H)$, $\rho(H)$ и $\omega(H)$, полученные при увеличении и уменьшении поля, различаются, и на кривых, полученных при уменьшении поля, отсутствуют скачки, т. е. ФМ-состояние, образовавшееся при величине поля, превышающей H_{c1} в результате перехода

АФМ-фазы CE -типа в ФМ-состояние, при уменьшении поля сохраняется вплоть до полей, пренебрежимо малых по сравнению с H_{c1} . Гигантская величина ω и резкое понижение ρ , достигнутые в результате этого перехода, сохраняются после выключения поля. Вернуть образец в первоначальное состояние можно только нагревом до $T > 100$ К с последующим охлаждением до требуемой температуры. Это указывает на то, что свободные энергии ФМ-фазы и АФМ-фазы CE -типа близки по величине, а индуцированный магнитным полем переход АФМ-фазы CE -типа в ФМ-состояние является фазовым переходом первого рода. Начиная с $T = 60$ К и выше, т. е. выше T_C , после выключения поля $\omega = 0$ и величина ρ возвращается к своему первоначальному значению (до наложения поля), хотя и наблюдается различие между кривыми $\rho(H)$ и $\omega(H)$, полученными при увеличении и уменьшении поля (рис. 2).

Отрицательное колоссальное магнитосопротивление в этом составе связано, в основном, с ФМ-фазой, образовавшейся в результате индуцированного магнитным полем перехода АФМ-фазы CE -типа в ФМ-состояние. Так как после указанного перехода полупроводниковый тип проводимости сохраняется, ФМ-фаза представляет собой ФМ-кластеры, расположенные в изолирующей АФМ-матрице A -типа, в которых сосредоточены носители заряда (дырки) из-за выигрыша в энергии s - d -обмена. Колоссальное магнитосопротивление объясняется следующим образом. Внешнее магнитное поле увеличивает радиусы ФМ-кластеров, что облегчает туннелирование носителей заряда между ними. Кроме того, магнитные моменты ФМ-кластеров упорядочиваются внешним полем, что также облегчает туннелирование носителей заряда. И, наконец, внешнее магнитное поле имеет тенденцию разрушать ФМ-кластеры, увеличивая энергию дырок внутри кластеров и тем самым облегчая их переход в делокализованное состояние [5, 12]. Большое положительное магнитосопротивление, наблюдавшееся при $H < H_{c1}$ и $T < T_C$, по всей видимости, связано с ФМ-фазой и объясняется так же, как для невырожденных ФМ-полупроводников [14].

Гигантская объемная магнитострикция тоже связана с ФМ-фазой, образовавшейся в результате индуцированного магнитным полем перехода АФМ-фазы CE -типа в ФМ-состояние. Яназе и Касуя [15] показали, что внутри ФМ-кластеров постоянные решетки уменьшены из-за нового распределения заряда, приводящего к понижению энергии в них путем увеличения перекрытия облаков зарядов центрального примесного иона и его ближайших соседей — магнитных ионов. Оче-

видно, что при термическом разрушении МДФС должно наблюдаться излишнее, по сравнению с линейным по температуре, тепловое расширение образца, которое и наблюдалось нами (вставка к рис. 1). Известно, что для диа- и парамагнетиков температурная зависимость теплового расширения почти линейна по T . Это излишнее тепловое расширение можно подавить внешним магнитным полем, восстанавливающим МДФС, что должно вызывать отрицательную объемную магнитострикцию, которую мы и наблюдали (рис. 2 и 4).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе обнаружен второй, после $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($0.4 \leq x \leq 0.45$), состав $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, в котором колоссальное магнитосопротивление и гигантская объемная магнитострикция появляются в результате индуцированного магнитным полем скачкообразного перехода фазы с зарядово-орбитальным упорядочением в ферромагнитное состояние. На примере этих систем ярко демонстрируется, что колоссальное магнитосопротивление и гигантская объемная магнитострикция связаны с модификацией ферромагнитной фазы: ее появлением при $T > T_C$ и ее резким увеличением при $T < T_C$ в результате указанного выше перехода, индуцированного магнитным полем. Хотя в обеих системах существуют три фазы — ФМ, АФМ A -типа и АФМ CE -типа с зарядово-орбитальное упорядочением, — соотношение этих фаз в них различно. По-видимому, в $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($0.4 \leq x \leq 0.45$) при $T < T_C$ доминирует ФМ-фаза, а в $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ — АФМ-фазы CE - и A -типов. В пользу этого предположения свидетельствует металлический тип проводимости в первой системе (ФМ-фаза, в которой сосредоточены носители заряда из-за выигрыша в энергии s - d -обмена, односвязна) и полупроводниковый во второй (ФМ-фаза представлена изолированными друг от друга кластерами, расположенными в АФМ-матрице). Вследствие этого скачки на изотермах намагниченности, магнитосопротивления и объемной магнитострикции, свидетельствующие об индуцированном магнитным полем переходе фазы с зарядово-орбитальным упорядочением в ФМ-состояние, в $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ появляются, начиная с самых низких температур измерения (1.4 К), тогда как в $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($0.4 \leq x \leq 0.45$) — только после термического разрушения ФМ-фазы. По-видимому, из-за малого

объема фазы с зарядово-орбитальным упорядочением, по сравнению с объемом ФМ-фазы в $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($0.4 \leq x \leq 0.45$), эти скачки не заметны при $T < T_C$. В $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ при $T < T_C$ значения намагниченности, объемной магнитострикции и электросопротивления, полученные выше указанного перехода, сохраняются после выключения поля. Это указывает на то, что свободные энергии ФМ-фазы и АФМ-фазы CE -типа близки друг к другу.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 03-02-16100).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Абрамович, Л. И. Королева, А. В. Мичурин, ЖЭТФ **122**, 1063 (2002).
2. Р. В. Демин, Л. И. Королева, Р. Шимчак и др., Письма в ЖЭТФ **75**, 402 (2002).
3. L. I. Koroleva, A. I. Abramovich, R. V. Demin et al., FNT **27**, 379 (2001).
4. A. I. Abramovich, A. V. Michurin, O. Yu. Gorbenko et al., J. Phys.: Condens. Matter **12**, L627 (2000).
5. Э. Л. Нагаев, УФН **166**, 833 (1996); E. L. Nagaev, Phys. Rep. **346**, 387 (2001).
6. В. В. Рунов, Д. Ю. Чернышов, А. И. Курбаков и др., ЖЭТФ **118**, 1174 (2000).
7. E. Dagotto, T. Hotta, and A. Moreo, Phys. Rep. **344**, 1 (2001).
8. А. И. Абрамович, Р. В. Демин, Л. И. Королева и др., Письма в ЖЭТФ **69**, 375 (1999).
9. A. Abramovich, R. Demin, L. Koroleva et al., Phys. Lett. A **259**, 57 (1999).
10. А. И. Абрамович, Л. И. Королева, А. В. Мичурин и др., ФТТ **44**, 888 (2002).
11. Э. Л. Нагаев, *Физика магнитных полупроводников*, Наука, Москва (1979).
12. E. L. Nagaev, *Colossal Magnetoresistance and Phase Separation in Magnetic Semiconductors*, London Imperial College Press (2002).
13. Y. Shapira, S. Foner, and N. Jr. Oliveira, Phys. Rev. B **10**, 4765 (1974).
14. Л. И. Королева, *Магнитные полупроводники*, Изд-во физфака МГУ, Москва (2003).
15. A. Yanase and T. Kasuya, J. Phys. Soc. Jpn. **25**, 1025 (1968).