

11;12

Фазовые переходы в атомной, электронной и магнитной подсистемах пленок LaSrMnO с изменением температуры роста

© З.А. Самойленко,¹ В.Д. Окунев,¹ Е.И. Пушенко,¹ Н.Н. Пафомов,¹
R. Szymczak,² M. Baran,² S.J. Lewandowski²

¹ Донецкий физико-технический институт НАН Украины
83114 Донецк, Украина

² Instytut Fizyki PAN, 02-668 Warszawa, Poland
e-mail: okunev@mail.fti.ac.donetsk.ua

(Поступило в Редакцию 17 июня 2005 г.)

Рассмотрена эволюция кластеризованной структуры в аморфных пленках LaSrMnO с повышением температуры роста от 20 до 300°C. Показано, что при этом имеют место два фазовых перехода типа порядок–беспорядок, различающиеся масштабным параметром. Один из них — формирование мелких ($\sim 20 \text{ \AA}$) аморфных кластеров из неупорядоченно расположенных атомов при $T_s = 100^\circ\text{C}$, что проявляется в экстремальном увеличении интенсивности диффузного рассеяния рентгеновских лучей в виде гало 1 при уменьшении до минимальной интенсивности некогерентного рассеяния (фона). Повышение температуры до $T_s = 150^\circ\text{C}$ приводит к доминированию процессов разупорядочения ($I_{\text{incoh}} = I_{\text{max}}$), предшествующих второму фазовому переходу ($T_s = 250\text{--}300^\circ\text{C}$) — новому этапу упорядочения структуры, при котором из крупных ($> 100 \text{ \AA}$) кристаллических кластеров формируется кристаллическая фаза (переход аморфное состояние–кристалл) с появлением дебаевских линий при одновременном ослаблении интенсивности гало. Показано, что структурный фазовый переход, приводящий к формированию дальнего порядка, сопровождается уменьшением удельного сопротивления образцов LaSrMnO от 10^{10} до $10^1 \Omega \cdot \text{cm}$ с изменением механизма проводимости от свойственного гранулированным системам туннельного механизма с участием металлических кластеров до прыжкового с переменной длиной прыжка, соответствующего закону Мотта: $\rho \sim \exp(T^{-1/4})$. В магнитной подсистеме происходит переход от парамагнитного состояния к ферромагнитному.

PACS: 68.48.Jk

Введение

Как показали предыдущие исследования структуры пленок металлооксидов, из одной и той же мишени, варьируя температуру роста и тип подложек, методами катодного распыления или импульсного лазерного осаждения можно получить широкий диапазон структурных состояний — от аморфных до монокристаллических, с изменением свойств от диэлектрических до металлических и от парамагнитных до ферромагнитных [1–6].

В предлагаемой работе излагаются результаты исследований эволюции атомного порядка в пленках LaSrMnO с изменением температуры роста в интервале $T_s = 20\text{--}300^\circ\text{C}$, в начале которого имеем аморфную структуру, а в конце — переход в кристаллическое состояние с увеличением электропроводности на десять порядков (при $T = 220 \text{ K}$) и с изменением типа магнитного взаимодействия от парамагнитного к ферромагнитному.

Материал и методики эксперимента

Пленки $\text{La}_{0.6}\text{Sr}_{0.2}\text{Mn}_{1.2}\text{O}_3$ были получены методом катодного распыления мишени на постоянном токе в атмосфере кислорода [7] при максимально возможном давлении газа в рабочей камере ($\sim 3 \text{ Torr}$), при котором поддерживается стабильный разряд. Использование

нестехиометрического состава мишени способствовало локальному обособлению структурных групп типа M_2O_3 ($M = \text{La}, \text{Sr}, \text{Mn}$) [4] различного состава: $(\text{LaMnO}_3)_{1-2x}$; $(\text{SrMnO}_3)_x$ и $(\text{Mn}_2\text{O}_3)_x$ и расширению температурных пределов существования аморфной фазы. Толщина пленок составляла $0.3\text{--}2.5 \mu\text{m}$. Электропроводность измерялась стандартными методами. Намагниченность тонких пленок определялась с помощью SQUID-магнетометра. Для получения дифракционных картин использовалось длинноволновое $\text{Cr } K_\alpha$ -излучение, обеспечивающее высокое угловое разрешение диффузного рассеяния, необходимое при анализе тонкой структуры кластеризованных материалов [1].

Экспериментальные результаты и обсуждение

На дифракционных картинах от пленок a -LaSrMnO с $T_s = 20\text{--}300^\circ\text{C}$ одновременно проявляются три вида рассеяния рентгеновских лучей (рис. 1): a — когерентное в виде основных диффузных максимумов (гало); b — когерентное диффузное — флуктуации интенсивности над гало; c — некогерентное диффузное — фон, усиливающийся с ростом угла Θ ($I_{\text{incoh}} \sim \sin^2 \Theta$). Этот результат доказывает наличие в структуре следующих типов разномасштабных группировок атомов: 1 — мелких ($\sim 20 \text{ \AA}$) аморфных кластеров (формируют

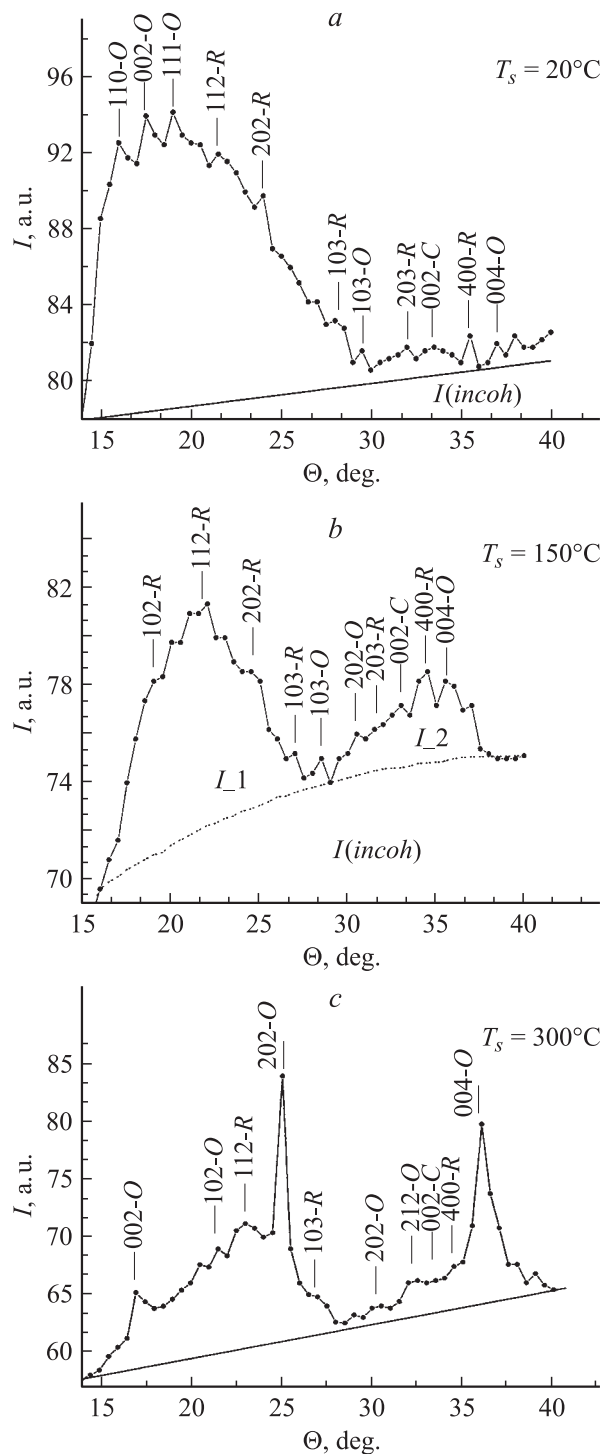


Рис. 1. Дифракционные картины от пленок a -LaSrMnO₃, различающихся температурой роста T_s .

гало); 2 — мезоскопических (100–300 Å) кристаллических кластеров (имеют вид диффузных максимумов над гало); и 3 — разупорядоченной межкластерной среды со средне-статистическим распределением атомов (проявляется в виде фона).

Проанализируем характер изменений интегральных интенсивностей для указанных трех структурных групп в зависимости от температуры роста пленок T_s . Учи-

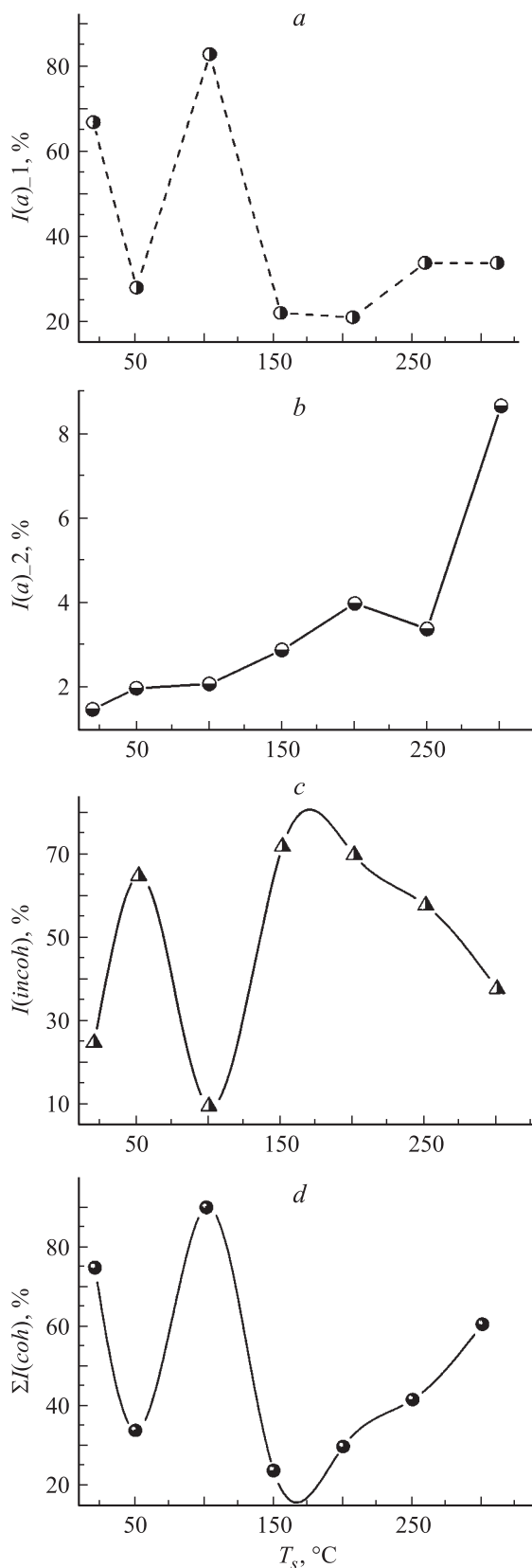


Рис. 2. Зависимость интегральной интенсивности элементов дифракционной картины ($I_{\text{total}} = 100\%$) от температуры роста T_s пленок: a, b — гало 1 и 2 соответственно; c — некогерентного рассеяния; d — суммарного когерентного рассеяния (включая интенсивность флуктуационных максимумов над гало).

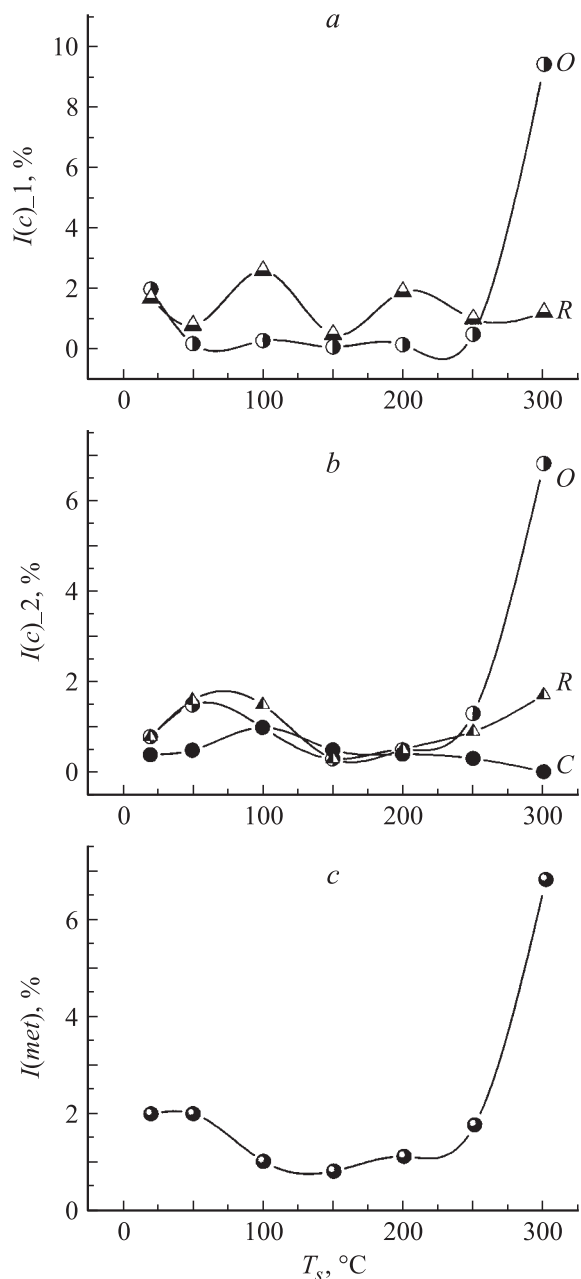


Рис. 3. Зависимость интегральной интенсивности диффузных максимумов от кристаллических кластеров орторомбической и ромбоэдрической фаз для областей: *a* — гало 1; *b* — гало 2; *c* — от кластеров „металлической“ фазы на гало 2.

тывая вид дифракционных отражений и их расположение (рис. 1), проведем анализ для интервала углов $\Theta_{Cr} = 16-40^\circ$. При этом суммарная интегральная интенсивность первого и второго гало $I(a)_1$ и $I(a)_2$ от аморфных кластеров, а также $I(c)_1$ и $I(c)_2$ от кристаллических кластеров; их сумма $\Sigma I(\text{coh})$ и $I(\text{incoh})$ от разупорядченно расположенных центров принимались за 100%. Долевые вклады от мелких групп (аморфных кластеров и разупорядченной среды) представлены на рис. 2, а от более крупных группировок (кристаллических кластеров кубической, орторомбической и ромбоэдрической фаз) — на рис. 3.

Мелкие группировки атомов

Как видно из рис. 2, *a, c, d* в исследованных структурах мелкие группировки атомов занимают основной объем материала ($\sim 80-90\%$). При этом экстремального вида изменения интенсивностей гало (рис. 2, *a, d*) и фона (*c*) имеют противоположный характер, когда максимуму порядка, $I(a)_1 = I_{\max}$ и $I(\text{coh}) = I_{\max}$, соответствует наименьшее разупорядчение, $I(\text{incoh}) = I_{\min}$. Этот результат доказывает противоборство процессов упорядочения и разупорядчения типа фазового перехода беспорядок—порядок [8] в интервалах $T_s = 50-100$ и $150-300^\circ\text{C}$ с промежуточным разупорядчением при $T_s = 100-150^\circ\text{C}$. Следует заметить, что упорядочение и разупорядчение в атомной структуре пленок при температуре роста слоев $T_s < 150^\circ\text{C}$ связано с мелкими фракциями конденсирующейся плазмы, которые представляют основную массу вещества, то с большей плотностью, когда усиливается интенсивность когерентного рассеяния в виде гало 1 ($T_s = 100^\circ\text{C}$), то с меньшей, когда, напротив, усиливается интенсивность некогерентного рассеяния в виде фона ($T_s = 150^\circ\text{C}$). Вклад интенсивности гало 2 в $\Sigma I(\text{coh})$ заметен в структурах, полученных при $T_s > 150^\circ\text{C}$ (рис. 1 и 2, *b, d*). Экспериментально выявленная особенность в увеличении плотности проявилась в том, что пленки, находящиеся в аморфном состоянии и имеющие один и тот же состав, но с более упорядоченным расположением атомов ($T_s = 100^\circ\text{C}$), имеют удельное сопротивление (измеренное при $T = 270\text{ K}$) на три порядка ниже, чем образцы с менее упорядоченным расположением атомов ($T_s = 150^\circ\text{C}$):

$$\rho_{270} = 7.47 \cdot 10^5 \Omega \cdot \text{cm}(T_s = 100^\circ\text{C})$$

$$\ll \rho_{270} = 1.28 \cdot 10^8 \Omega \cdot \text{cm}(T_s = 150^\circ\text{C}).$$

Механизмы электропроводности (туннелирование носителей заряда между кластерами с металлической проводимостью) в этих двух случаях одинаковы.

Следующее усиление (20–60%) интенсивности когерентного рассеяния при $T_s > 150^\circ\text{C}$ (рис. 2, *d*) обусловлено не только упорядочением мелких группировок атомов, поскольку изменение интенсивности рассеяния от них не превышает 10% (рис. 2, *a, b*). Анализ дифракционных картин показал, что существенный вклад в интенсивность когерентного рассеяния вносят максимумы от более крупных группировок атомов — кристаллических кластеров (проявляющихся в виде флуктуационных максимумов интенсивности над гало), особенно в интервале $T_s = 250-300^\circ\text{C}$ (рис. 3).

Крупные группировки атомов

Фазовое разделение. При сравнении дифракционных картин, полученных для образцов с $T_s = 20-150^\circ\text{C}$ (рис. 1, *a, b*) и с $T_s = 150-300^\circ\text{C}$ (рис. 1, *b, c*), видно,

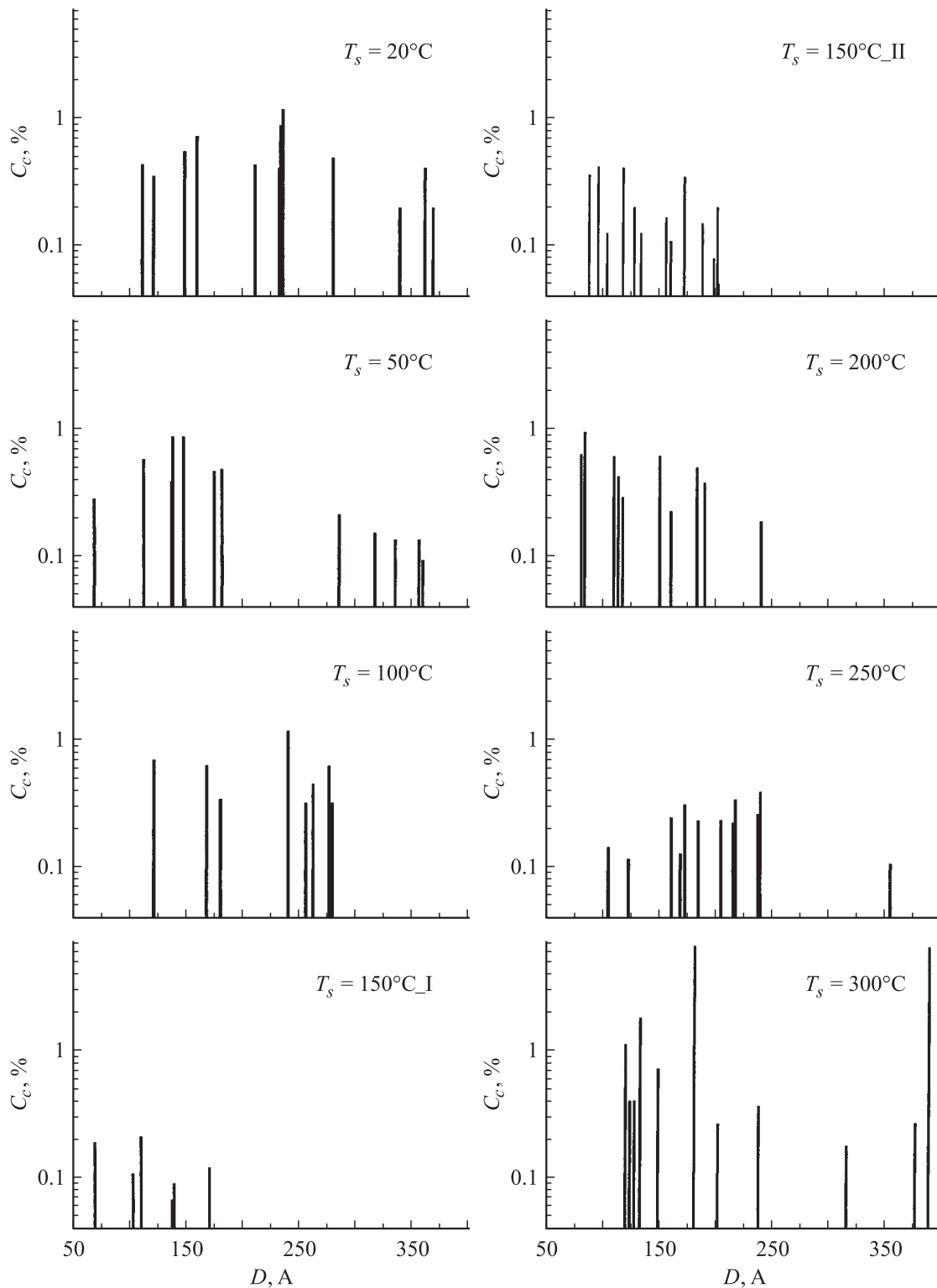


Рис. 4. Штрих-диаграммы распределения интенсивности диффузного рассеяния (пересчитанной в единицы концентрации) от кристаллических кластеров в зависимости от их размера в структурах пленок для различных температур роста T_s .

что для второго интервала характерны более резкие контуры диффузных максимумов над гало с появлением отдельных ярких линий в случае $T_s = 300^\circ\text{C}$ (рис. 1, *c*). Это показывает, что с повышением температуры роста

пленок в их структуре формируются более крупные группировки атомов, характер расположения атомов в которых соответствует скорее дальнему порядку кристаллической структуры, чем разупорядоченной

аморфной среде с ближним порядком в расположении атомов. Используя методику Китайгородского [9], мы оценили размеры кластеров для изучаемых образцов (рис. 4).

Экспериментальные результаты (рис. 4) свидетельствуют о многообразии структурных групп, формирующихся при распылении мишени одного и того же состава в результате изменения температуры роста пленок T_s . Немонотонный характер распределения концентрации и размеров крупных группировок атомов с ростом T_s (рис. 4) свидетельствует о противоборстве порядка и беспорядка в кристаллографических плоскостях, включающих в себя различные сочетания химических элементов, объединяющихся в группировки различных размеров в структуре пленок. При этом выявляются следующие закономерности процесса атомного упорядочения.

Атомное упорядочение. В многокомпонентной системе термодинамически выгодно [10] возникновение гетерогенной структуры, состоящей из малых тонких ($h = D/3$) частиц (кластеров) упорядоченной фазы в гомогенной неупорядоченной аморфной среде. При этом резкая зависимость электронной энергии (энергии косвенного взаимодействия атомов сплава с участием электронов проводимости) от амплитуды и волнового вектора возмущающего потенциала, связанного с неоднородностью параметра порядка (высоким и низким локальным порядком) может приводить к эффективному взаимодействию атомов сплава на расстояниях, значительно превышающих межатомные [10].

С помощью рис. 4, по виду штрих-диаграмм, анализируемые образцы можно разделить на три группы с разным масштабным порядком.

Группа разновеликих кластеров размером $D = 100\text{--}400 \text{ \AA}$

При низкой температуре осаждения пленок ($T_s = 20\text{--}100^\circ\text{C}$) в аморфной структуре присутствуют преимущественно кристаллические кластеры размером $D = 100\text{--}200 \text{ \AA}$. Наряду с этим размер значительного количества кластеров составляет $200\text{--}400 \text{ \AA}$.

Электрические свойства данной группы образцов имеют отличительные особенности, обусловленные сочетанием высоких значений удельного сопротивления ρ с немонотонностью зависимости $\rho(T)$ с наличием на кривых минимума ρ_{\min} и максимума ρ_{\max} (рис. 5, *a*). Следует отметить, что зависимости такого вида с ρ_{\min} и ρ_{\max} характерны для образцов манганитов с монокристаллической структурой и отражают активное влияние магнитного упорядочения в металлических кластерах на их размер D , увеличивающийся с понижением температуры. Подстраивание атомов в периферийных зонах к структуре центральных областей кластеров приводит к уменьшению межкластерного интервала L и снижению удельного сопротивления образцов, которое определяется туннельным механизмом проводимости с

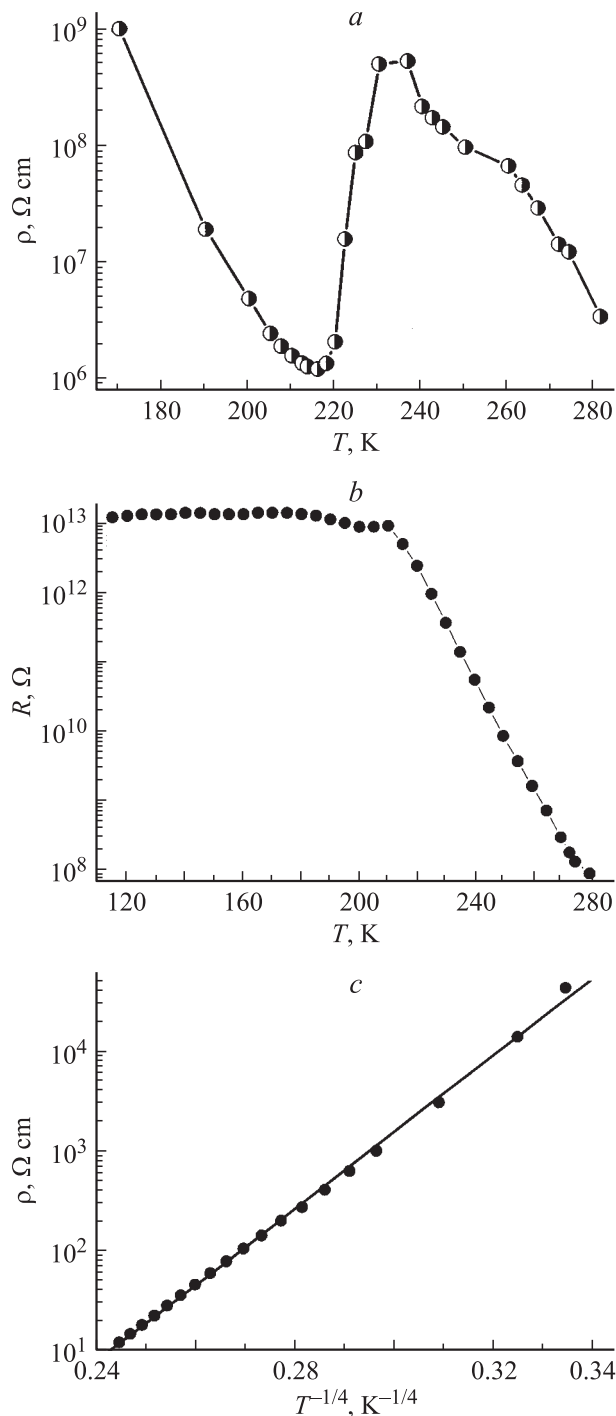


Рис. 5. Типичные температурные зависимости электрического сопротивления для пленок *a*-LaSrMnO, различающихся температурой роста T_s : *a* — 20; *b* — 150; *c* — 300°C.

участием металлических кластеров в диэлектрической матрице [4,5].

При туннелировании электронов между кластерами удельное сопротивление пленок экспоненциально растет с увеличением среднего расстояния (L) между ними:

$$\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{L}{L_0}\right). \quad (1)$$

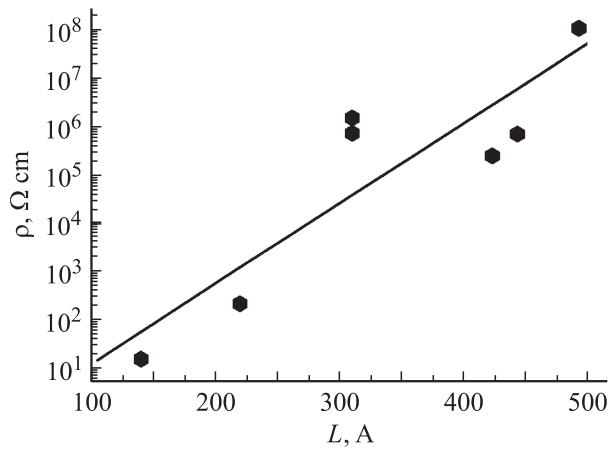


Рис. 6. Величина удельного сопротивления образцов (при $T = 290\text{ K}$) в зависимости от межкластерного расстояния.

Для простой модели, в которой плоские кластеры со стороной D и толщиной $D/3$, расположенные параллельно поверхности пленки, формируют правильную решетку,

$$\rho = \rho_0 \exp\left\{\frac{D}{L_0} \left[(3C_m)^{-\frac{1}{3}} - 1\right]\right\}, \quad (2)$$

где концентрация металлической фазы $C_m = \frac{1}{3}D^3 \frac{1}{(L+D)^3}$ и расстояние между кластерами $L = D[(3C_m)^{-\frac{1}{3}} - 1]$ [5].

Величина C_m определялась из рентгеноструктурных данных. В исследуемых пленках концентрация металлической фазы достигала 0.16 (для $T_s = 200^\circ\text{C}$), что в несколько раз ниже порога протекания, и все образцы проявляли отчетливо диэлектрическое поведение. Сдвиг порога перколяции к $G_m^{\text{crit}} = 0.5-0.6$ свойствен тонкопленочным объектам [11,12]. Для образцов, имеющих на кривых $R(T)$ минимум и максимум, наибольшее значение C_m не превышало 0.06, а удельная электропроводность образцов при T_{max} ($\sigma = 2.3 \cdot 10^{-9} - 3.1 \cdot 10^{-11} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$) на 11–13 порядков ниже минимума металлической проводимости ($\sigma_{\text{min}} \approx 10^2 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ [13,14]). Это является ярким свидетельством того, что природа участка на кривых $R(T)$ при $T < T_{\text{max}}$ с производной $dR/dT > 0$ в манганитах не обязательно связана с реализацией металлической проводимости в окрестности T_{max} и кластеризованных структурах может быть обусловлена увеличением размеров металлических кластеров с понижением температуры [4,5].

На рис. 6, в соответствии с формулой (2), представлена экспериментальная зависимость $\rho = f(L)$, описывающая изменение удельного сопротивления образцов в пределах 7 порядков за счет изменений концентрации и размеров кластеров. Величина $\rho_0 \sim 10^{-1} \Omega \cdot \text{cm}$ на порядок выше значения, соответствующего σ_{min} , что обусловлено не только малым размером кластеров, но и низкой концентрацией свободных дырок в результате их локализации в периферийных областях кластеров.

Группа мелких кластеров

Группа мелких кластеров сформировалась в структурах, полученных при $T_s = 150-200^\circ\text{C}$. Как видно из рис. 4, особенность этих структур представлена кластерами малых размеров $D = 100-200 \text{ \AA}$, соответствующих критической величине устойчивого кристаллического зародыша (100 \AA).

Электрические свойства образцов этой группы обусловлены малыми размерами кластеров, что проявляется в характерных зависимостях $R(T)$ с протяженными участками $R(T) = \text{const}$ (рис. 5, b). Малые размеры кластеров с металлической проводимостью обеспечивают возникновение дискретного энергетического спектра с расстоянием между уровнями размерного квантования δE , превышающим тепловую энергию kT . При температурах ниже критической, т.е. при выполнении условия

$$kT_{\text{crit}} < \delta E = [D^3 N(E_F)]^{-1} \cong [D^3 \rho / E_F]^{-1} \quad (3)$$

($N(E_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми и ρ — концентрация дырок) система мелких металлических кластеров превращается в систему туннельно-связанных квантовых точек [14,15]. Благодаря туннельной связи между квантовыми точками реализуется окно в кулоновской блокаде, и на температурных зависимостях сопротивления образцов возникают участки $R(T) = \text{const}$.

Магнитные свойства. Для образцов обеих групп с $T_s = 20-100$ и $T_s = 150-200^\circ\text{C}$ температурные зависимости намагниченности (и магнитной восприимчивости) типичны для парамагнетиков и подчиняются закону Кюри–Вейсса:

$$\chi(T) = \frac{M(T)}{H} \sim \frac{C}{T - \theta_p}, \quad (4)$$

где $\chi(T)$ — магнитная восприимчивость, $M(T)$ — намагниченность, H — напряженность магнитного поля и θ_p — парамагнитная температура Кюри. В качестве

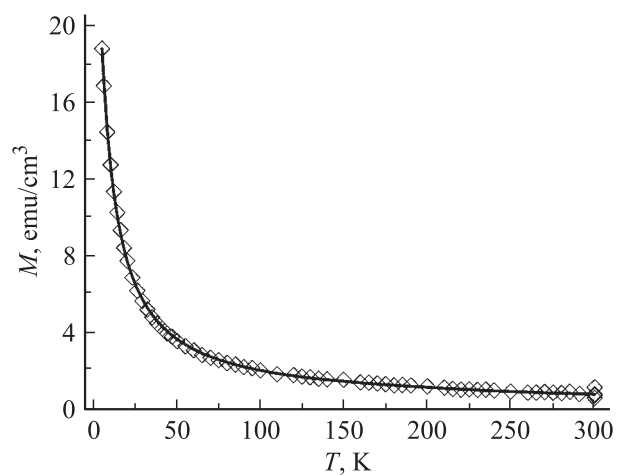


Рис. 7. Температурная зависимость намагниченности для пленки $a\text{-LaSrMnO}$ с $T_s = 20^\circ\text{C}$. Квадраты соответствуют экспериментальным данным, сплошная кривая отображает закон Кюри–Вейсса.

примера на рис. 7 приведена температурная зависимость намагниченности (при $H = 6$ kOe) для образца с $T_s = 20^\circ\text{C}$, которая описывается соотношением:

$$M(T)/H = 4.05 \cdot 10^{-5} + 3.12 \cdot 10^{-2}/(T + 5.045).$$

Отрицательное значение θ_p , в соответствии с (4), характеризует тенденцию к антипараллельной ориентации локальных магнитных моментов в ансамбле атомов парамагнитной пленки [16]. Результаты анализа дифракционных картин (рис. 1) показывают, что в структуре образцов, проявляющих парамагнитные свойства, имеются кластеры, которые по своему атомному порядку соответствуют кластерам, выявляемым в кристаллических ферромагнитных пленках манганитов [4,5]. Однако концентрация и размеры таких кластеров малы, что приводит к слабому взаимодействию между локальными магнитными моментами ансамбля кластеров и препятствует установлению дальнего магнитного порядка.

Группа кластеров большого размера

В структурах, формирующихся при $T_s = 250\text{--}300^\circ\text{C}$, имеет место высокая концентрация кластеров большого размера $200\text{--}300 \text{ \AA}$, часть из которых превратилась в кристаллики, интенсивность рассеяния которых на порядок выше интенсивности рассеяния от остальных кристаллических кластеров. В результате имеем размерный фазовый переход от мезоскопического порядка к дальнему. Изменения характера дифракционной картины, когда появляются интенсивные дебаевские отражения на фоне гало, показывают, что в этих структурах реализуется переход: аморфное состояние—кристалл, в объеме пленки содержится $\sim 20\%$ кристаллической фазы. При этом одна из ярких линий, на гало 2 (рис. 1), соответствует семейству плоскостей (004) орторомбической фазы, включающих $\text{Mn}^{(3-4)+}\text{—O}$ связи. Увеличение концентрации ионов Mn^{4+} стимулирует быстрый рост электрической проводимости (рис. 5, c) и проявление ферромагнетизма (рис. 8, кривые FC и ZFC для пленки с $T_s = 300^\circ\text{C}$).

Электрические свойства. Наличие разновалентных ионов марганца Mn^{3+} и Mn^{4+} в диэлектрической аморфной среде приводит к тому, что при низких температурах основным механизмом электропроводности становится прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка. Температурная зависимость сопротивления (рис. 5, c) образцов этой группы соответствует закону Мотта [17]:

$$\rho = \rho_0 \exp \left[\left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{4}} \right]. \quad (5)$$

Магнитные свойства. Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ образцов этой группы имеют черты, свойственные ферромагнитным пленкам манганитов LaCa(Sr)MnO с кристаллической

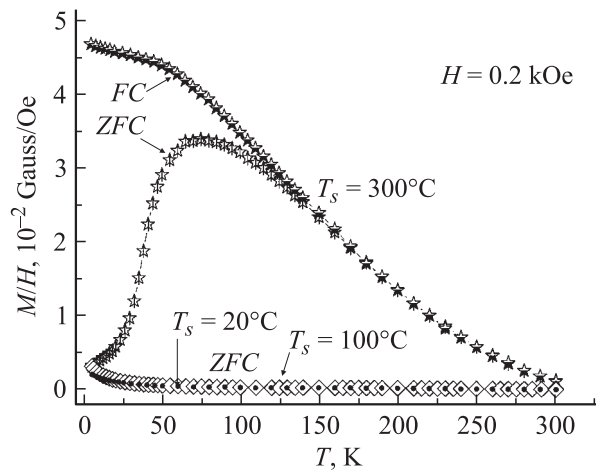


Рис. 8. Типичные температурные зависимости магнитной восприимчивости для пленок $a\text{-LaSrMnO}$ в парамагнитном состоянии (образцы с $T_s = 20$ и 100°C) и при наличии ферромагнитных кластеров (образцы с $T_s = 300^\circ\text{C}$).

структурой [4,5,18]. Наряду с существенным увеличением магнитной восприимчивости (рис. 8) по сравнению с парамагнитным состоянием (кривые для образцов с $T_s = 20$ и 100°C) наблюдается существенное различие между зависимостями, полученными в режимах FC (измерения после предварительного охлаждения образцов в магнитном поле) и ZFC (после охлаждения в нулевом поле). FC-кривые имеют тенденцию к насыщению при низких температурах, что свойственно ферромагнетикам, ZFC-кривые имеют колоколообразный вид, характерный для кластерных спиновых стекол. Различие между FC- и ZFC-кривыми выявляется только в слабых ($H < 1$ kOe) полях. Ферромагнетизм характерен для пленок с $T_s = 250\text{--}300^\circ\text{C}$, в которых локальные области в виде металлических кластеров с магнитным упорядочением испытывают переход от мезоскопического к дальнему атомному порядку в структуре, т.е. при развитии процесса фазового перехода аморфного состояния в кристаллическое. В магнитной подсистеме при этом имеет место фазовый переход парамагнетик—ферромагнетик (рис. 8).

Выводы

На основании исследований полной дифракционной картины когерентного и некогерентного рассеяния рентгеновских лучей аморфными пленками LaSrMnO установлены следующие закономерности эволюции структуры при увеличении температуры роста слоев в интервале $T_s = 20\text{--}300^\circ\text{C}$.

1. Впервые выявлены изменения интенсивности экстремального характера когерентного и некогерентного рассеяния при $T_s = 100^\circ\text{C}$, доказывающие существование фазового перехода типа беспорядок—порядок в мелких группировках атомов (в аморфных кластерах с размером $D \approx 20 \text{ \AA}$) с последующим разупорядочением

структуры при $T_s = 150^\circ\text{C}$, о чем свидетельствует максимум интенсивности некогерентного рассеяния.

2. Усиление интенсивности (от 10 до 60%) когерентного рассеяния в интервале $T_s = 150\text{--}300^\circ\text{C}$ с появлением дебаевских линий на фоне гало свидетельствует о развитии фазового перехода аморфное состояние \rightarrow кристалл с заменой кластерного ($D \approx 100\text{--}200 \text{ \AA}$), мезоскопического, атомного порядка дальним, кристаллическим.

3. Показано, что эволюция атомного строения аморфных пленок $a\text{-LaSrMnO}$ интервале $T_s = 20\text{--}300^\circ\text{C}$ сопровождается перестраиванием электронной и магнитной подсистем и проявляется в снижении удельного сопротивления (при $T = 220 \text{ K}$) на девять порядков: от $3 \cdot 10^{10}$ ($T_s = 150^\circ\text{C}$) до $4.8 \cdot 10^1 \Omega \cdot \text{cm}$ ($T_s = 300^\circ\text{C}$) и смене туннельного механизма проводимости на прыжковый с переменной длиной прыжка.

4. В магнитной подсистеме при переходе от мезоскопического к дальнему атомному порядку осуществляется фазовый переход типа парамагнетик \rightarrow ферромагнетик.

Работа частично поддержана грантом Польского правительства № 2 P03B 044 23.

Список литературы

- [1] Okunev V.D., Samoilenko Z.A., Svistunov V.M., Abal'oshev A., Dynowska E., Gierlowski P., Klimov A., Lewandowski S.J. // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 85. N 10. P. 7282–7290.
- [2] Самойленко З.А., Окунев В.Д., Дьяченко Т.А., Пушенко Е.И., Lewandowski S.J., Gierlowski P., Klimov A., Abal'oshev A.A. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 4. С. 58–65.
- [3] Самойленко З.А., Окунев В.Д., Пушенко Е.И., Дьяченко Т.А., Черенков О.П., Szymczak R., Szymczak H., Lewandowski S.J., Baran M., Gierlowski P. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 5. С. 50–55.
- [4] Okunev V.D., Samoilenko Z.A., Abal'oshev A., Baran M., Berkowski M., Gierlowski P., Lewandowski S.J., Szewczyk A., Szymczak H., Szymczak R. // Phys. Lett. A. 2004. Vol. 325. P. 79–85.
- [5] Okunev V.D., Samoilenko Z.A., Pafomov N.N., Plehov A.L., Szymczak R., Baran M., Szymczak H., Lewandowski S.J., Gierlowski P., Abal'oshev A. // Phys. Lett. A. 2004. Vol. 332. P. 275–285.
- [6] Samoilenko Z.A., Okunev V.D., Pushenko E.I., Abal'oshev A., Baran M., Gierlowski P., Lewandowski S.J., Szymczak R. // Acta Physica Polonica A. 2004. Vol. 105. N 1–2. P. 93–98.
- [7] Окунев В.Д., Пафомов Н.Н., Самойленко З.А., Свистунов В.М. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 5. С. 39–42.
- [8] Китайгородский А.И. Порядок и беспорядок в мире атомов. М.: Наука, 1966. 167 с.
- [9] Китайгородский Л.И. Рентгеноструктурный анализ мелкокристаллических и аморфных тел. М.: Наука, 1952. 588 с.
- [10] Кривоглаз М.А. // Электронная структура и свойства металлов и сплавов: Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1988. С. 3–39.
- [11] Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. 416 с.
- [12] Ханикаев А.Б., Грановский А.Б., Клерк Ж.-П. // ФТТ. 2002. Т. 44. Вып. 9. С. 1537–1539.

- [13] Самойленко З.А., Окунев В.Д., Пушенко Е.И., Дьяченко Т.А., Черенков А., Gierlowski P., Lewandowski S.J., Abal'oshev A., Klimov A., Szewczyk A. // ЖТФ. 2003. Т. 73. С. 118–124.
- [14] Окунев В.Д., Самойленко З.А., Дьяченко Т.А., Szymczak R., Baran M., Gierlowski P. // ФТТ. 2004. Т. 46. № 10. С. 1831–1840.
- [15] Окунев В.Д., Самойленко З.А., Исаев В.А., Klimov A., Lewandowski S.J. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 2. С. 12–20.
- [16] Белов К.П., Бочкарев Н.Г. // Магнетизм на Земле и в Космосе. М.: Наука, 1983. 192 с.
- [17] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982. Т. 1. 368 с.
- [18] Демин Р.В., Королева Л.И., Шимчак Р., Шимчак Г. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 75. Вып. 7. С. 402–406.