

05;06;07;12

Гетероэпитаксиальная структура $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{--Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$: оптические и магнитотранспортные данные

© Ю.П. Сухоруков,¹ Е.А. Ганьшина,² А.Р. Кауль,² О.Ю. Горбенко,²
Н.Н. Лошкарева,¹ А.В. Телегин,¹ М.С. Картавцева,² А.Н. Виноградов²

¹ Институт физики металлов УрО РАН,
620219 Екатеринбург, Россия
e-mail: suhorukov@imp.uran.ru

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 25 апреля 2007 г.)

Исследована гетероструктура $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{--Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, состоящая из слоев с отличающимися температурами Кюри. Сравнение пропускания ИК-излучения и электросопротивления, магнитопротекания и магнитосопротивления, эффекта Керра со стороны пленки и подложки позволило определить температуру Кюри слоев и выявить их вклады в магнитосопротивление и магнитопротекание. Наличие слабой температурной зависимости магнитопротекания и магнитосопротивления указывает на возможность применения манганитов с колоссальным магнитосопротивлением и магнитопротеканием в устройствах без термостабилизации.

PACS: 75.70.Cn, 73.40.-c, 78.20.Ls

Введение

Большинство работ по пленкам сложных оксидов марганца со смешанной валентностью посвящено изучению природы перехода металл–изолятор (*MI*) вблизи температуры Кюри (T_C) и связанного с ним эффекта колоссального магнитосопротивления (*CMR*) [1]. Исследование оптических свойств легированных манганитов показало, что в них также наблюдается оптический отклик на переход *MI* вблизи T_C в ИК-области взаимодействия света с носителями заряда [23] и эффект гигантского магнитопротекания (*MT*), который является высокочастотным аналогом *CMR*. Эти оптические эффекты оказались весьма информативными при изучении фазового расслоения в манганитах (например, [2,4]).

Эффекты колоссального магнитосопротивления и гигантского магнитопротекания наблюдаются в пленках легированных манганитов лантана вблизи температуры Кюри. Устройства, основанные на этих эффектах, требуют точной стабилизации температуры. Можно предположить, что снизить требования к термостабилизации или отказаться от нее позволят гетероструктуры, состоящие из слоев манганитов с отличающимися температурами Кюри, в которых из-за перекрытия зависимостей $\Delta\rho/\rho$ и $\Delta I/I$ (I — пропускание света пленкой, $\Delta I = I(H) - I(0)$, где $I(H)$ и $I(0)$ — пропускание в поле и без поля, аналогично: $\Delta\rho = \rho(H) - \rho(0)$, где ρ — электросопротивление) сумарные величины магнитосопротивления и магнитопротекания будут слабо зависеть от температуры.

На наш взгляд, подходящими объектами для создания гетероструктуры являются $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ и $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$. Из фазовых диаграмм, полученных по данным нейтронной и электронной дифракций, известно,

что керамика $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ является ферромагнитным (*FM*) металлом при $T < 125$ К [5,6]. В интервале концентраций $0.3 < x_{\text{Sr}} < 0.52$ температура Кюри меняется слабо и остается меньше 130 К, что обусловлено большим, значением параметра беспорядка $\sigma^2 = 7.6 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^2$ [7]. При температуре ниже T_C состав $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ становится ферромагнетиком, сосуществующим с антиферромагнитной (*AFM*) фазой *A*-типа масштаба сотни ангстрем [7].

Авторами [7] предполагалось, что в системе $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($0.4 < x < 0.6$) существует вклад зарядового упорядочения с магнитной структурой *CE*-типа. На самом деле зарядовое упорядочение со структурой *CE*-типа здесь отсутствует, как было позднее показано в работах [8,9]. В системе $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ (в ряду $x = 0.4, 0.45, 0.5$ и 0.55) каждый состав имеет отличное от своих соседей основное состояние как в структурном, так и в магнитном плане. Антиферромагнетизм в этой системе проявляется только в виде *A*-структуры. Например, монокристаллы $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ при $x = 0.5$ и 0.55 не являются *FM*, при $T_N = 170$ К в них происходит фазовый переход в *AFM*-состояние *A*-типа [10]. Такое различие в магнитной фазовой диаграмме керамики и монокристаллов $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ связано с аномально большим различием структурных параметров сосуществующих фаз [11,12], что в случае монокристалла делает затраты упругой энергии слишком большими для реализации мезоскопического разделения фаз (типичный размер зерна более 50 нм). В керамическом материале упругие напряжения эффективно релаксируют за счет разной направленности упругих сил в нетекстурированном поликристаллическом агрегате. Таким образом, исследование магнитных свойств состава $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ в пленочном состоянии на монокристаллической подложке, когда напряжения на границе пленка–подложка

могут изменить вид фазовой диаграммы, является достаточно актуальным.

По данным нейтронной дифракции, поликристаллический $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ становится *FM*-металлом при температуре ниже $T_C = 255$ К [13]. В составе $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ в интервале температур $145 \leq T < 220$ К происходит разделение фаз на ферромагнитные и антиферромагнитные *A*-типа [14]. В отличие от $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ в системе $\text{Nd}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ наблюдается зарядовое упорядочение *CE*-типа при $0.47 < x < 0.51$ [15]. Таким образом, следует ожидать в интервале температур ниже 220 К появление зарядовых магнитных неоднородностей. Возникает вопрос, каким образом эти неоднородности проявятся в оптических свойствах гетероструктуры, состоящей из двух эпитаксиальных слоев, сильно отличающихся по температуре Кюри. В такой структуре возможно взаимное влияние слоев, в частности, за счет действия упругих сил (так как переход в ферромагнитное металлическое состояние сопровождается значительным уменьшением мольного объема материала слоя [9]).

Синтез образца, условия эксперимента

Гетероструктура $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{--Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ была выращена на монокристаллической подложке $\text{SrTiO}_3(001)$ (кубическая структура перовскита, пространственная группа *Pm3m*, параметр решетки $a = 3.905$ Å). Толщина слоев определялась по времени напыления отдельных слоев и составляла $d = 450$ nm для $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ и 150 nm для $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$. Контроль относительной толщины слоев осуществлялся с использованием метода рентгеноспектрального микроанализа на сканирующем электронном микроскопе JEOL 840A с системой анализа PGT IMIX. Состав $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ более „податлив“ к внешним воздействиям, в том числе механическим. Он обладает магнитострикцией вблизи T_C на порядок выше, чем для состава $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ [16,17], а также аномальным уменьшением модуля Юнга при *FM*-упорядочении [18]. Предварительные эксперименты показали, что пленки $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ толщиной порядка 500 nm, полученные на подложке SrTiO_3 , не имеют перехода в металлическое состояние в отличие от керамических образцов аналогичного состава. Однако при увеличении толщины пленки того же состава свыше 1000 nm или при длительном высокотемпературном релаксационном отжиге пленки толщиной 500 nm (свыше 100 h) в материале возникает переход металл–диэлектрик, температура которого приближается к значению температуры перехода в керамическом материале. С целью контроля влияния внешних воздействий на слой $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ при создании гетероструктуры первым был выращен слой $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, а затем слой $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$. Толщина $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ более чем в три раза превышает толщину слоя, необходимого для начала релаксации эпитаксиальных напряжений в пленке. Было выдвинуто предположение, что сжатие решетки

Параметры напыления методом MOCVD слоев гетероструктуры $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{--Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ на подложке SrTiO_3

| Параметр | Значение |
|---|----------|
| Общее давление в реакторе, mbar | 5–10 |
| Поток аргона, l/h | 7 |
| Поток кислорода, l/h | 7 |
| Температура испарителя и транспортных линий, °C | 250 |
| Температура реактора, °C | 750–850 |

$\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ при переходе в металлическое состояние должно способствовать фазовому переходу в верхнем слое $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ более эффективно, чем простое увеличение толщины последнего. Поэтому слой $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ был изготовлен достаточно тонким. Осаждение слоев гетероструктуры осуществлялось методом MOCVD (метод химического осаждения паров металлоорганических соединений) на установке с порошковым питателем летучих прекурсоров. В качестве прекурсоров использовались дипивалоилметанаты металлов $\text{Sm}(\text{thd})_3$, $\text{Nd}(\text{thd})_3$, $\text{Mn}(\text{thd})_3$ и аддукт дипивалоилметаната стронция с фенатролином $\text{Sr}(\text{thd})_2 \cdot 2\text{Phen}$ (использование аддукта предохраняет неустойчивый на воздухе $\text{Sr}(\text{thd})_2$ от деградации). Основные параметры напыления гетероструктуры представлены в таблице.

Определение фазового состава, параметров элементарных ячеек и ориентации пленок производилось методом рентгеновской дифракции в симметричной $\theta/2\theta$ геометрии на дифрактометре „Дрон-3М“ с гониометром в конфигурации Брэгга–Брентано. В качестве внутреннего стандарта использовалось отражение монокристаллической подложки, на которую была нанесена пленка. Измерения проводились на $\text{CuK}\alpha$ -излучении с шагом 0.05° . Идентификация фаз проводилась с использованием базы дифрактометрических данных JCPDS.

На рентгенограмме гетероструктуры рефлексы, соответствующие слоям $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ и $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, сильно перекрываются, образуя систему рефлексов (псевдокубический параметр решетки перовскита $a = 0.3854 \pm 0.0002$ nm) с большей шириной, чем у отдельных пленок $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ и $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ на подложке SrTiO_3 (рис. 1). Для индивидуального слоя $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ на SrTiO_3 параметр решетки в направлении нормали составлял 0.3855 ± 0.0003 nm. Для слоя $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ параметр решетки в направлении нормали 0.384 Å получен в результате вычитания пиков $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ из уширенных, но не расщепленных пиков псевдокубических отражений (001) от гетероструктуры. Такое же значение a наблюдается и для пленки $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, полученной непосредственно на подложке SrTiO_3 . Дополнительной причиной отсутствия расщепления рефлексов может быть частичное перемешивание слоев в области их интерфейса, неизбежное вследствие конечной шероховатости поверхности первого слоя.

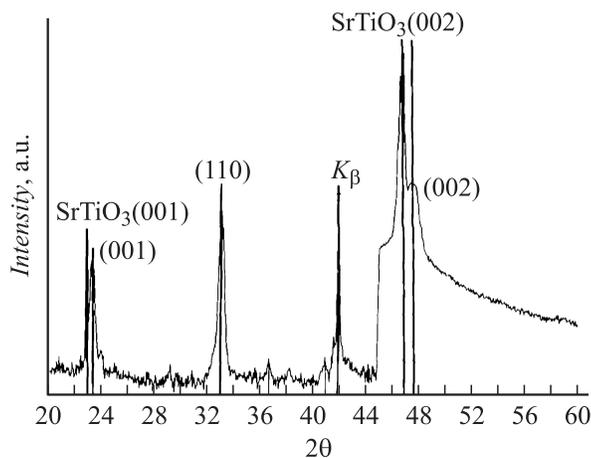


Рис. 1. Рентгеновский $\theta/2\theta$ -скан гетероструктуры $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{-Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ на подложке $\text{SrTiO}_3(001)$ (излучение $\text{CuK}\alpha$).

Среднее значение такой шероховатости в процессе МOCVD кристаллических оксидов без использования летучих сурфактантов составляет ~ 10 nm [19].

Экваториальный эффект Керра исследовался в энергетическом интервале $1.5 < E < 4.2$ eV при температуре до 350 K в режиме нагрева, в магнитном поле до 3.5 kOe, приложенном в плоскости пленки. Экспериментально измерялось относительное изменение интенсивности p -поляризованного отраженного от образца света $\delta = [I(H) - I(0)]/I(0)$, где $I(H)$ и $I(0)$ — интенсивности отраженного света при наличии и в отсутствие магнитного поля. Подробно методика измерения эффекта Керра описана в [20]. Оптические свойства пленок исследовались на высокочувствительном ИК-спектрометре в диапазоне длин волн $0.8 \leq \lambda \leq 14 \mu\text{m}$, температурном интервале 80–380 K и в магнитных полях до $H = 10$ kOe. Температурные зависимости эффекта Керра, интенсивности прошедшего через пленку света (пропускания), магнитопропускания, электросопротивления и магнитосопротивления измерялись в режиме нагрева со скоростью $\sim 1\text{--}3$ grad/min.

Одновременно с оптическими исследованиями измерялось удельное электросопротивление (ρ) двухконтактным методом в температурном интервале 80–380 K в магнитных полях до 10 kOe, направленных перпендикулярно току, перпендикулярно и вдоль плоскости пленки. Серебряные контакты припаивались к пленкам In припоем с помощью ультразвукового паяльника.

Результаты исследований и обсуждение

Для определения температуры магнитных фазовых переходов в гетероструктуре использовались измерения температурных зависимостей эффекта Керра $\delta(T)$ как со стороны пленки, так и со стороны прозрачной немагнитной подложки (рис. 2). Большое значение поглощения в видимой области спектра для пленок замещенных

манганитов позволяет считать, что глубина формирования магнитооптического сигнала для гетероструктуры составляет ~ 50 nm. Таким образом, магнитооптические измерения позволяют определять вклад каждого слоя. Из рис. 2 видно, что при измерении со стороны пленки слой $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ переходит в FM -состояние при эффективной температуре Кюри $T_C^* = 105$ K, что ниже значений $T_C \approx 120$ K для поликристаллов такого же состава [7,21]. Эффективные температуры Кюри слоев гетероструктуры являются условными величинами, так как вследствие магнитной неоднородности гетероструктуры наблюдается температурный гистерезис зависимостей $\delta(T)$ в режиме охлаждения и нагрева образца (например, для слоя $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ — вставка на рис. 2). Величина T_C^* определялась по температуре исчезновения эффекта в режиме нагрева. При измерении со стороны подложки в слое $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ (кривая 2) в режиме

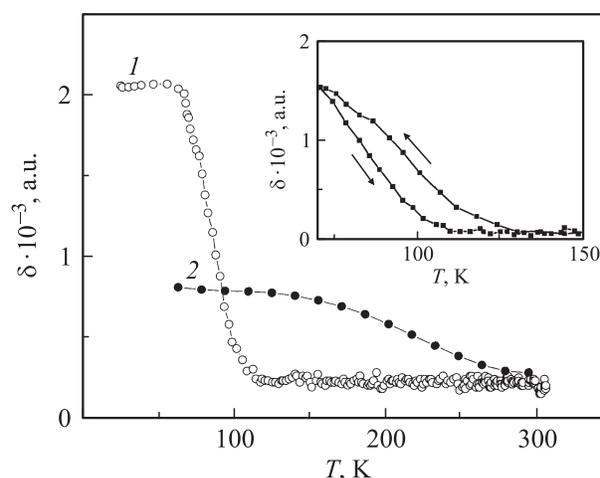


Рис. 2. Температурные зависимости эффекта Кюри (δ) гетероструктуры $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{-Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ со стороны пленки при 3 eV (1) и подложки SrTiO_3 при 2.7 eV (2) в магнитном поле 3 kOe. На вставке — температурный гистерезис кривой 1 в режиме нагрева и охлаждения.

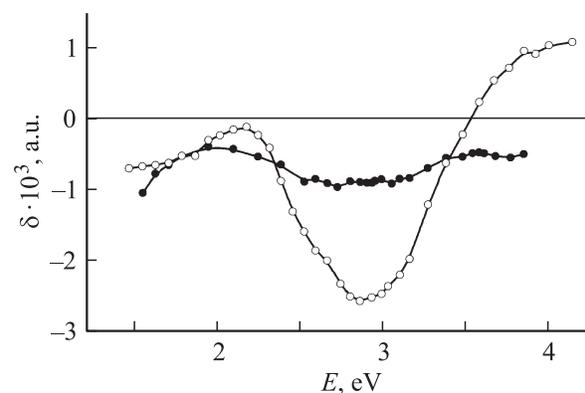


Рис. 3. Спектр эффекта Керра (δ) пленочной гетероструктуры $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{-Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ на подложке SrTiO_3 при $T = 60$ K и $H = 3.5$ kOe; \circ - — спектр со стороны пленки (слой $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$), \bullet - — со стороны подложки ($\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$).

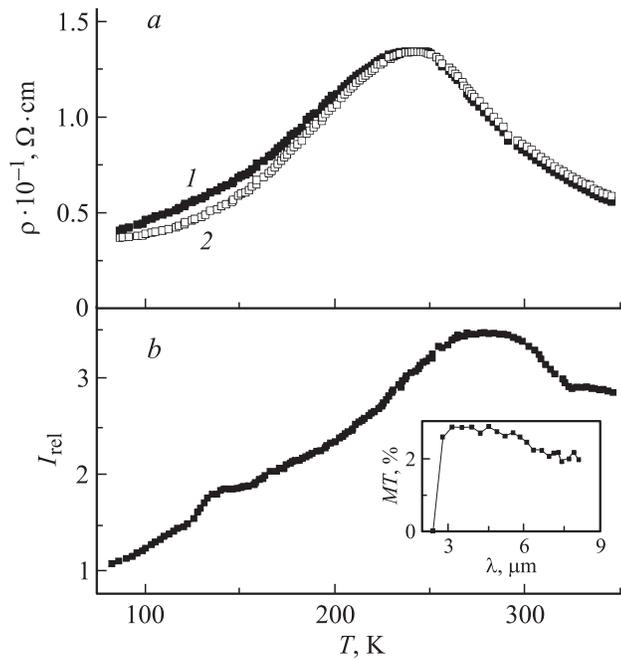


Рис. 4. Температурные зависимости (*a* — электросопротивления и *b* — относительного пропускания света (I_{rel})) при фиксированной длине волны $\lambda = 3 \mu\text{m}$ пленочной гетероструктуры $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{--Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ на SrTiO_3 . Вставка — спектр магнитопропускания в поле 8 кОе и при $T = 250 \text{ K}$; 1 — боковые, 2 — поверхностные контакты.

нагрева значение $T_C^* \approx 260 \text{ K}$ близко к $T_C = 255 \text{ K}$ поликристаллического $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ [13,14].

На рис. 3 приведены спектральные зависимости $\delta(\lambda)$ гетероструктуры $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{--Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, измеренные со стороны пленки и подложки при $T = 60 \text{ K}$ и угле падения света $\phi = 67^\circ$. Спектры имеют вид, характерный для замещенных манганитов лантана [2,3]. Эффект Керра имеет небольшие значения по сравнению с оптимально легированными манганитами $\text{La}(\text{Ca},\text{Sr})\text{MnO}_3$, в которых эффект достигает $\sim n \cdot 10^{-2}$ [2,3]. Это свидетельствует о малом объеме *FM*-фазы в верхнем $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ и особенно нижнем $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ магнитных слоях гетероструктуры. Подобные значения эффекта Керра наблюдались для магнитно-неоднородных пленок $(\text{La}_{1-x}\text{Pr}_x)_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ с $x_{Pr} \geq 0.75$, в которых *FM*- и *AFM*-фазы сосуществовали (см. [2] и ссылки в ней).

Предполагалось, что возможно разделить вклады в проводимость от соответствующих слоев гетероструктуры при нанесении двух боковых и двух поверхностных электрических контактов, так как в первом случае слой $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ с более высокой проводимостью будет шунтировать поверхностный слой $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ с высоким сопротивлением. Однако температурные зависимости электросопротивления при $T > 150 \text{ K}$ (рис. 4, *a*) в обоих случаях имели только одну характерную температуру $T_p \sim 250 \text{ K}$, близкую к T_C^* слоя $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$. Различия в ходе

зависимостей $\rho(T)$ на боковых и поверхностных контактах при низких температурах ($T < 200 \text{ K}$), вероятно, связано с частичным шунтированием верхнего слоя $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ нижним слоем $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ с более высокой проводимостью. Температурная зависимость относительно пропускания ИК-излучения $I_{rel}(T)$ гетероструктурой имеет две особенности: сильно выраженную при $T_1^1 \approx 270 \text{ K}$ и слабо выраженную при $T_2^2 \sim 140\text{--}160 \text{ K}$ (рис. 4, *b*). Относительное пропускание света $I_{rel}(T) = I(T)/I(80 \text{ K})$ — пропускание, нормированное на его значение при 80 К, — измерялось при фиксированной длине волны $3 \mu\text{m}$, при которой достигается максимальное значение магнитопропускания (*MT*) в зависимости $MT(\lambda)$ (вставка на рис. 4, *b*). Магнитопропускание — относительное изменение пропускания света образцом под действием внешнего магнитного поля — $MT = \Delta I/I$. В спектральном интервале $1\text{--}9 \mu\text{m}$ величина магнитопропускания в гетероструктуре $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{--Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ при 250 К определяется только эффектом в тонком слое $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ при высокой T_C . Отрицательное магнитопропускание является высокочастотным аналогом отрицательного колоссального магнитосопротивления (*MR*) для оптимально легированных составов и имеет место в ИК-области спектра. Максимум в температурной зависимости магнитопропускания в манганитах с *CMR* достигается вблизи T_C [2,3]. В температурных зависимостях магнитосопротивления и магнитопропускания гетероструктуры ярко выражены две особенности при $T_{\text{max}1} \sim 240\text{--}260 \text{ K}$ и $T_{\text{max}2} \approx 80 \text{ K}$ (рис. 5). Разложение зависимости $MT(T)$ на три гауссиана показывает, что кривая может быть сформирована температурными за-

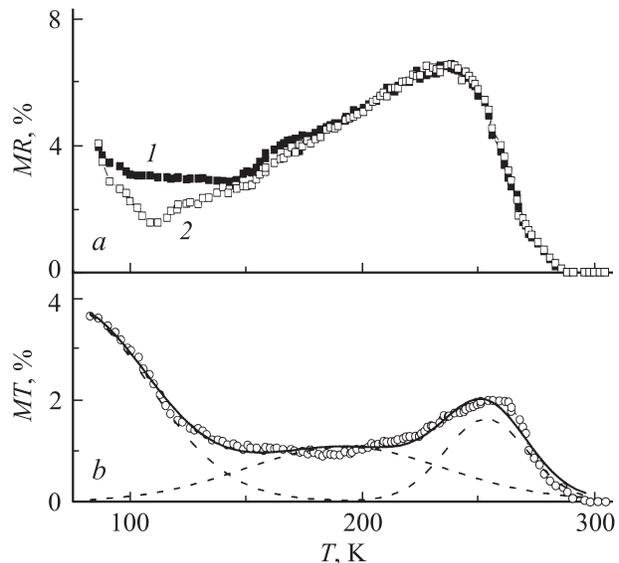


Рис. 5. Температурные зависимости абсолютных величин: *a* — колоссального магнитосопротивления (*MR*) в поле 8 кОе и *b* — магнитопропускания (*MT*) при фиксированной длине волны $\lambda = 3 \mu\text{m}$ пленочной гетероструктуры $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{--Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ на подложке SrTiO_3 ; 1 — боковые, 2 — поверхностные контакты.

висимостями трех магнитных фаз с различными температурами Кюри.

В большой по объему высокотемпературной фазе максимум магнитопропускания наблюдается при $T_{\max 1}^{MT} \approx 260$ К ($MT \sim 2\%$), близкой к $T_C^* \approx 260$ К, согласно данным измерений эффекта Керра (рис. 2), и $T_C = 255$ К для состава $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, согласно фазовой диаграмме [13,14,22]. Таким образом, можно полагать, что первый максимум в температурных зависимостях магнитосопротивления и магнитопропускания связан с проявлением свойств нижнего слоя $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$. С наличием этого слоя связана смена полупроводникового хода кривых $\rho(T)$ и $I_{\text{rel}}(T)$ на „металлический“ в области характерных температур (рис. 4). Существование зарядовых неоднородностей в слое, вероятно, связанных с неоднородностью состава $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ и/или с влиянием интерфейса пленка-подложка, приводит к тому, что CMR достигает максимума при более низких температурах (~ 240 К), чем температура максимума эффекта магнитопропускания, как это имело место в других манганитах [2–4].

Важным моментом является выделение меньшей по объему промежуточной фазы с $T_{\max}^{TM} \sim 185$ К ($MT \sim 1.5\%$) (рис. 5, b). Эта фаза не проявляется в зависимостях $\delta(T)$ и $\rho(T)$, но, по-видимому, дает вклад, который проявляется в виде особенности в $I_{\text{rel}}(T)$ при температуре T_I^2 (рис. 4). Последнее демонстрирует высокую чувствительность оптических методов к фазовому составу внутри объема материала, в то время как транспортные методы показывают усредненные по всему объему данные без каких-либо особенностей. Промежуточная фаза, скорее всего, связана с тонким переходным слоем в гетероструктуре $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{-Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, возникающим при смешивании верхнего и нижнего слоев из-за шероховатости поверхности слоя $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ (~ 10 nm). Можно было ожидать, что соотношение Nd/Sm в промежуточной фазе должно равняться 1/2. Например, манганит состава $(\text{Nd}_{0.55}\text{Sm}_{0.5})_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ имеет $T_C \approx 175$ К [23], близкую к положению $T_{\max}^{MT} \sim 185$ К промежуточной фазы и $T_I^2 \sim 140\text{--}160$ К. Различие в положениях критических температур может быть связано с неоднородностью распределения Nd и Sm в переходном слое. По-видимому, переходный слой дает вклад и в величину $\Delta\rho/\rho(T)$ (рис. 5, a) в виде слабой температурной зависимости.

Наибольшее значение $MT \sim 4\%$ получено при $T_{\max 2}^{MT} \approx 80$ К. Эту особенность $MT(T)$ в гетероструктуре естественно связать с проявлением свойств верхнего низкотемпературного слоя $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ с $T_C^* \approx 105$ К, близкой к T_C поликристаллов такого же состава [5,21]. В температурной зависимости $\Delta\rho/\rho$ вклад от этого слоя привел к росту магнитосопротивления при низких температурах (рис. 5, a).

Анализ накопленной информации [2–4,24,25] по эффектам магнитопропускания и магнитосопротивления пленок манганитов показывает, что в более однородных пленках полевые зависимости магнитосопротивления и

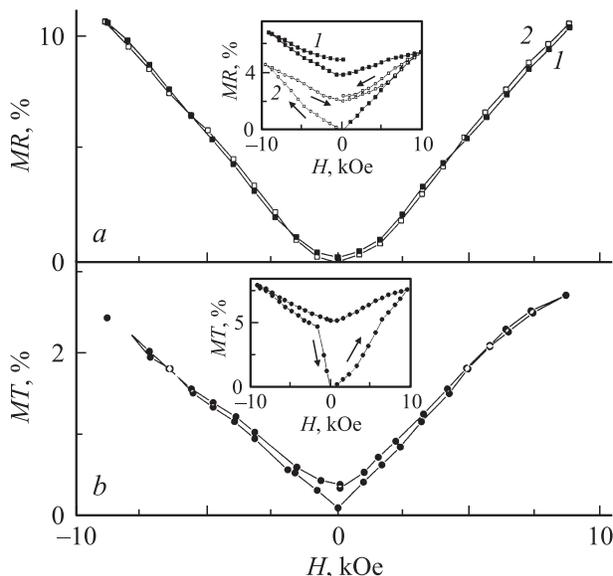


Рис. 6. Полевые зависимости абсолютных величин: *a* — колоссального магнитосопротивления в поле 8 кОе, при температуре $T = 250$ К и *b* — магнитопропускания при фиксированной длине волны $\lambda = 3 \mu\text{m}$ и $T = 260$ К пленочной гетероструктуры $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{-Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ на подложке SrTiO_3 . Сплошные и пунктирные линии — подгоночные кривые. На вставках — полевые зависимости $MR(H)$ и $MT(H)$ при 80 К.

магнитопропускания не имеют гистерезиса и монотонно растут в поле $H > 1$ кОе. Фраза „более однородные пленки“ означает, что пленки слабо напряжены, толщина пленок больше критической, а концентрация легирующего элемента выше порога перколяции, характерные температуры максимумов ρ и пропускания света, T_{\max}^{MR} и T_{\max}^{MT} , близки к T_C . Полевые зависимости магнитопропускания и магнитосопротивления гетероструктуры $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{-Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ демонстрируют разное поведение вблизи T_C^* слоя $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ и $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ (рис. 6) при 250 К, т.е. в слое $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ они не имеют гистерезиса. Отсутствие гистерезиса и монотонный рост полевых зависимостей $MR(H)$ и $MT(H)$ при $H > 0.8$ кОе свидетельствует о том, что нижний слой $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ является достаточно однородным.

Верхний слой $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, по-видимому, является сильно зарядово- и магнитно-неоднородным. В пользу этого свидетельствует наличие гистерезиса в зависимостях $MR(H)$ и $MT(H)$ при 80 К (вставка на рис. 6) и $\delta(T)$ (вставка на рис. 2). Подобное поведение $MR(H)$ и $MT(H)$ наблюдалось в пленках $\text{La}_{0.35}\text{Pr}_{0.35}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ (см. [2] и ссылки в ней) и связывалось с гистерезисом магнитной структуры в переходном слое от диэлектрической AFM -матрицы к FM „металлическим“ каплям. По-видимому, такая ситуация имеет место в интерфейсе пленка-подложка и в большей степени — в промежуточном слое гетероструктуры.

Отметим практическую актуальность исследования температурных зависимостей магнитопропускания и ко-

лоссального магнитосопротивления гетероструктуры. Для создания магнитоуправляемых устройств на основе эффектов *MT* и *CMR* в пленке манганита оптимально легированного состава (состав с односвязной *FM*-областью и максимальной T_C) необходима термостабилизация пленки при температуре максимума используемого эффекта. Система термостабилизации представляет собой сложное электронное устройство, значительно усложняющее всю конструкцию.

Температурные зависимости *MR* и *MT* гетероструктуры $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{-Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ показали возможность получения слабо зависящих от температуры эффектов магнитопротекания и магнитосопротивления (рис. 5). Целенаправленное создание гетероструктуры со слабой температурной зависимостью магнитопротекания и колоссального магнитосопротивления позволит исключить термостабилизацию из состава устройства.

Таким образом, сравнение оптических, электрических, магнитооптических и магнитоэлектрических свойств гетероструктуры $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{-Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ позволило выявить вклады в магнитосопротивление и магнитопротекание слоев с различными T_C , формирующих гетероструктуру. Эти вклады проявляются в виде особенностей вблизи T_C в температурных зависимостях магнитопротекания и магнитосопротивления. Показана возможность создания материала со слабой температурной зависимостью эффектов магнитопротекания и колоссального магнитосопротивления в виде гетероструктуры из слоев манганитов с различными температурами Кюри.

Работа поддержана программой ОФН РАН и президиума РАН „Новые материалы и структуры“, проектом УрО РАН и ДВО РАН, фондом РФФИ (гранты № 07-02-00068 и 06-03-33070).

Список литературы

- [1] *Haghir-Gosnet A.-M., Remard J.-P.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. Vol. 36. R127–R150.
- [2] *Canshina E., Loshkareva N., Sukhorukov Yu.* et al. // JMMM. 2006. Vol. 300. P. 62–66.
- [3] *Sukhorukov Yu.P., Nosov A.P., Loshkareva N.N.* et al. // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 97. P. 103 710.
- [4] *Лошкарева Н.Н., Сухоруков Ю.П., Наумов С.В.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 68. Вып. 1. С. 89–92.
- [5] *Martin C., Maignan A., Hervieu M., and Raveau B.* // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 60. P. 12 191–12 199.
- [6] *Babushkina N.A., Chistotina E.A., Bobrikov I.A.* et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2005. Vol. 17. P. 1975–1984.
- [7] *Рунов В.В., Чернышев Д.Ю., Курбаков А.И.* и др. // ФТТ. 2000. Т. 118. Вып. 5. С. 1174–1187.
- [8] *Бабушкина Н.А., Чистотина Е.А., Горбенко О.Ю.* и др. // ФТТ. 2004. Т. 46. Вып. 10. С. 1821–1826.
- [9] *Курбаков А.И., Трунов В.А., Балагуров А.М.* и др. // ФТТ. 2004. Т. 46. Вып. 9. С. 1650–1656.
- [10] *Попов Ю.Ф., Кадомцева А.М., Воробьев Г.П.* и др. // ФТТ. 2004. Т. 46. Вып. 7. С. 1214–1216.
- [11] *Балагуров А.М., Бобриков И.А., Помякушин В.Ю.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82. Вып. 9. С. 672–679.
- [12] *Styka A.N., Ren Y., Gorbenko O.Yu.* et al. // J. Appl. Phys. 2006. Vol. 100. P. 103–520.
- [13] *Kajimoto R., Yoshizawa H., Kawano H.* et al. // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 60. R. 9506–9517.
- [14] *Ritter C., Mahendiran R., Ibarra M.R.* et al. // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 61. R. 9229–9232.
- [15] *Kuwahara H., Kawasaki R., Hirobe Y.* et al. // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 93. P. 7367–7369.
- [16] *Абрамович А.И., Королева Л.И., Мичурин А.В.* и др. // ФТТ. 2000. Т. 42. Вып. 8. С. 1451–1455.
- [17] *Abramovich A.I., Michurin A.V., Gorbenko O.Yu.* et al. // J. Phys.: Cond. Matter. 2000. Vol. 12. P. L672–L632.
- [18] *Troyanchuk I.O., Khalyavin D.D., Trukhanov S.V.* et al. // J. Phys.: Cond. Matter. 1999. Vol. 11. P. 8913–8920.
- [19] *Bosak A.A., Samoilenkov S.V., Gorbenko O.Yu.* et al. // Chem. Mater. 2001. Vol. 13. P. 981–986.
- [20] *Балыкина Е.А., Ганьшина Е.А., Криччик Г.С.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. Вып. 5. С. 1879.
- [21] *New trends in the characterization of CMR-manganites and related materials* // Ed. by K. Bäner. Research Singnpost: Gottingen, Germany, 2005. 286 p.
- [22] *Tokura Y., Tomioka Y., Kuwahara H.* et al. // Physica C. 1996. Vol. 263. P. 544–549.
- [23] *Moritomo Y., Machida A., Matsuda K.* et al. // Phys. Rev. B. 1997. Vol. 56. N 9. P. 5088–5091.
- [24] *Лошкарева Н.Н., Сухоруков Ю.П., Ганьшина Е.А.* и др. // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. Вып. 3. С. 533–545.
- [25] *Сухоруков Ю.П., Ганьшина Е.А., Лошкарева Н.Н.* и др. // ЖЭТФ. 2007. Т. 13. Вып. 4. С. 642–651.