

02

## Магнитоотражение и эффект Керра в пленках $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ с вариантной структурой

© А.В. Телегин<sup>1</sup>, В.А. Бессонова<sup>1</sup>, Ю.П. Сухоруков<sup>1</sup>, А.П. Носов<sup>1</sup>, Е.А. Ганьшина<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения РАН, 620108 Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

e-mail: telegin@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 05.02.2019 г.

В окончательной редакции 19.09.2019 г.

Принята к публикации 23.09.2019 г.

В пленках  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$  с вариантной структурой, выращенных на подложках  $\text{ZrO}_2(\text{Y}_2\text{O}_3)$ , обнаружена корреляция между эффектом магнитоотражения естественного света и туннельным магнитосопротивлением. Показано, что эффект магнитоотражения в пленках, как и колоссальное магнитосопротивление, максимален в области магнитного упорядочения вблизи комнатной температуры ( $T_C \sim 295$  К). Спектры магнитоотражения пленки  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$  с вариантной структурой формируются теми же механизмами, что и в случае пленок без вариантной структуры, и могут быть описаны в рамках теории магниторефрактивного эффекта. Полевые и температурные зависимости магнитоотражения демонстрируют наличие дополнительного низкотемпературного вклада в отражение пленки  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$  вследствие процессов туннелирования спин-поляризованных электронов через границы структурных доменов.

**Ключевые слова:** магнитоотражение, ИК спектроскопия, манганиты, вариантная структура, туннельное магнитосопротивление.

DOI: 10.21883/OS.2020.01.48836.40-19

### Введение

Изучение магнитооптических (МО) свойств магниторезистивных полупроводниковых магнетиков в поляризованном и естественном свете в области фазовых переходов является актуальным как для физики магнитных явлений, так и для прикладных исследований ввиду существования больших МО эффектов [1,2]. Особое внимание исследователи уделяют инфракрасной (ИК) области спектра, в которой традиционные МО эффекты в магнетиках в поляризованном свете малы, а эффекты магнитоотражения и магнитопропускания (магнитопоглощения) неполяризованного излучения, напротив, имеют высокие значения. Среди большого ряда магниторезистивных полупроводниковых материалов выделяются манганиты с эффектом колоссального магнитосопротивления (КМС) вблизи [3,4] и выше комнатной температуры. Например, сильнолегированные соединения  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$  с температурой Кюри ( $T_C$ )  $\sim 340$  К [5,6]. В серии работ [7–9 и ссылки в них] было показано, что помимо КМС манганиты обладают эффектами магнитоотражения и магнитопропускания неполяризованного ИК излучения вблизи  $T_C$ , достигающими нескольких десятков процентов в магнитном поле менее 10 кОе в широком ИК спектральном интервале. При этом наиболее перспективными для изучения МО эффектов являются тонкие пленки вследствие малых оптических потерь. Однако магнито-транспортные свойства пленок существенно зависят не

только от состава, но и от типа подложки. Например, в пленках с вариантной структурой [10] помимо КМС вблизи  $T_C$  появляется туннельное магнитосопротивление (ТМС), обусловленное процессами туннелирования спин-поляризованных носителей заряда через границы структурных доменов и достигающее максимума вблизи нуля Кельвина. Вариантная (эквивалентная) структура образуется в пленках в виде набора структурных доменов (вариантов) в объеме пленки с кристаллитами размером 30–90 нм, разделенных высокоугловыми гранями вследствие значительного рассогласования параметров кристаллической решетки пленки и подложки (больше 10%) сопровождаемого определенным типом ориентационных отношений при росте пленки на монокристаллической подложке [11]. В [12] было показано, что в пленках манганитов с вариантной структурой формируются проводящие ферромагнитные структурные домены, которые разделены слабопроводящими тонкими ( $\sim 0.4$  нм) границами, что приводит помимо КМС к заметному эффекту ТМС при приложении магнитного поля в области низких температур.

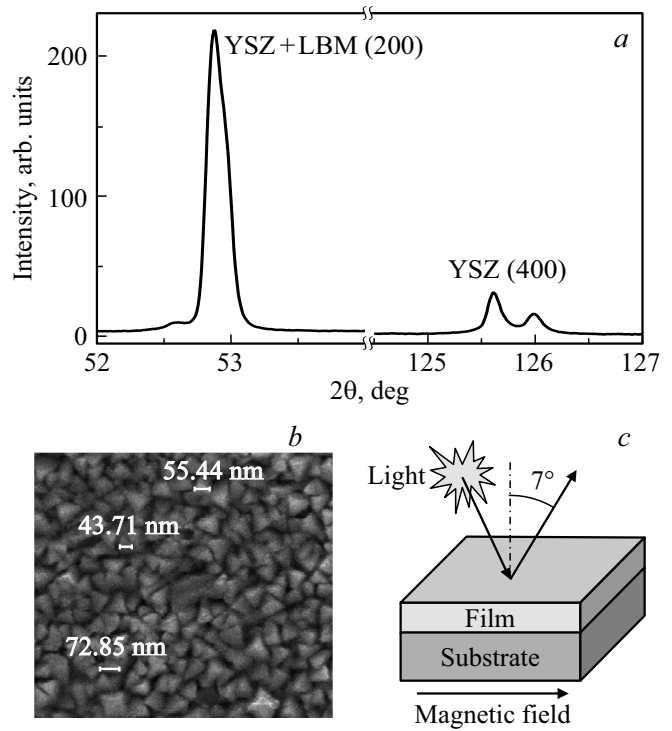
Ранее было показано, что в пленках  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{ZrO}_2(\text{Y}_2\text{O}_3)$  с вариантной структурой в области взаимодействия света с носителями заряда существует эффект магнитопропускания, температурные и полевые зависимости которого коррелируют как с КМС вблизи  $T_C$ , так и с ТМС в области низких температур [13]. Сравнительный анализ оптических и магнитооптических свойств пленок  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ ,

обладающих и не обладающих вариантной структурой, позволил выявить особенности физических механизмов, ответственных за температурные и полевые зависимости магнитопропускания в этих пленках. Однако данные по поведению отражения света в пленках с вариантной структурой отсутствуют.

В настоящей работе приведены результаты изучения спектров отражения и магнитоотражения неполяризованного света в ИК диапазоне спектра в тонких пленках манганитов  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ , обладающих вариантной структурой, а также проведен сравнительный анализ со свойствами пленок того же состава, но не обладающих вариантной структурой.

## Образцы и условия эксперимента

Эпитаксиальные пленки  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$  (LBM) толщиной  $d = 80 \text{ nm}$  были выращены на двух видах монокристаллических подложек: YSZ —  $\text{ZrO}_2(\text{Y}_2\text{O}_3)$  (001) (параметр решетки  $a_0 = 5.140 \text{ \AA}$ ) и STO —  $\text{SrTiO}_3$  (001) ( $a_0 = 3.903 \text{ \AA}$ ) при температуре  $T = 730^\circ\text{C}$  и давлении кислорода  $P = 0.4 \text{ mBar}$  методом лазерной абляции с использованием эксимерного импульсного ArF-лазера ( $\lambda = 247 \text{ nm}$ ). Толщина пленок определялась по времени экспозиции эталона. Для достижения стехиометрии пленки сразу после роста в течение получаса отжигались в ростовой камере при  $T = 630^\circ\text{C}$  и давлении кислорода  $P = 0.5 \text{ Bar}$ . Элементный состав пленок контролировался с помощью рентгеноспектрального микроанализа (EDAX) с относительной погрешностью  $\sim 1\%$ . Анализ рентгенограмм в разных точках поверхности пленок показал, что состав пленок близок к формульному, за исключением кислорода, определение которого затруднено из-за малой массы. Эпитаксиальная природа и однофазность пленок подтверждается наличием четких рефлексов от манганита ( $a_0 = 3.970 \text{ \AA}$ ) и подложки и отсутствием дополнительных рефлексов по данным рентгеновской дифракции (рис. 1, *a*). Данные рентгеноструктурного анализа также показали, что пленка  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$  на подложке  $\text{ZrO}_2(\text{Y}_2\text{O}_3)$ -LBM/YSZ — имеет вариантную структуру с небольшой степенью поликристалличности, пленка  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$  на подложке  $\text{SrTiO}_3$ -LBM/STO — эпитаксиальная без вариантной структуры. В работе будет проводиться сравнительный анализ данных, полученных для этих двух систем. По данным сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) поверхность пленки LBM/YSZ имеет многозеренную структуру со средним размером кристаллитов  $40\text{--}70 \text{ nm}$  (рис. 1, *b*). Подобную картину наблюдали для пленки  $\text{La}_{0.66}\text{Sr}_{0.34}\text{MnO}_3/\text{YSZ}$  в [14]. Такая структура формируется прорастающими по толщине пленки колоннообразными ориентированными кристаллитами, что кардинально отличается от островкового характера роста эпитаксиальных пленок LBM/STO [15]. Средние размеры таких островков в пленках LBM/STO составляют



**Рис. 1.** *a* — данные рентгеновской дифракции для пленки LBM/YSZ, *b* — изображение поверхности пленки LBM/YSZ по данным СЭМ, *c* — схема эксперимента для измерения отражения и магнитоотражения света.

$\sim 0.5 \mu\text{m}$ . Отметим также примерно двукратное увеличение средней шероховатости ( $\sim 50 \text{ nm}$ ) поверхности пленок LBM/YSZ по сравнению с LBM/STO.

Экваториальный эффект Керра (ЭЭК) измерялся при угле падения света  $68^\circ$  в диапазоне энергий от 1.5 до 4.2 eV, температурном интервале от 30 до 350 K и в магнитных полях до 3.5 kOe. Измерялось относительное изменение интенсивности  $p$ -поляризованного отраженного от образца света  $\delta_p = [I_H - I_0]/I_0$ , где  $I_H$  и  $I_0$  — интенсивности отраженного поляризованного света при наличии и отсутствии магнитного поля [16]. Дополнительно были проведены измерения намагниченности ( $M$ ) пленки LBM/YSZ на вибромагнетометре, которые дали близкие значения с полученными из ЭЭК. Эффективная температура Кюри  $T_C^*$  пленок определялась по положению экстремума первой производной зависимостей  $\delta_p(T)$  и составила 302 K для LBM/STO и 295 K для LBM/YSZ, что близко к данным  $M(T)$ .

Коэффициент зеркального отражения определялся как  $R = I_S/I_{Al}$ , где  $I_S$  и  $I_{Al}$  — интенсивности света, отраженного от образца и Al зеркала. Магнитоотражение  $\Delta R/R = [R_H - R_0]/R_0$  измерялось в магнитных полях до 4 kOe, направленных в плоскости образца, при углах падения света  $\sim 7^\circ$  к нормали, в ИК диапазоне  $0.8 \leq \lambda \leq 30 \mu\text{m}$  и температурном диапазоне  $80 \leq T \leq 360 \text{ K}$  (рис. 1, *c*). Величина шероховатости и характерные размеры кристаллитов в пленках LBM/YSZ

и LBM/STO меньше длин волн в области исследования оптических свойств, что удовлетворяет условию исследования коэффициента зеркального отражения. Полевые и спектральные зависимости  $\Delta R/R_0$  измерялись при температурах, соответствующих максимальным значениям эффектов. Относительная погрешность определения коэффициента отражения и магнитоотражения составила  $\sim 0.2\%$ .

Для электрических измерений на поверхность пленок с помощью ультразвукового паяльника были нанесены металлические контакты из индия. Электро- и магнитосопротивление  $\Delta\rho/\rho = [\rho_H - \rho_0]/\rho_0$  пленок, где  $\rho_H$  и  $\rho_0$  — значения удельного сопротивления при наличии и отсутствии магнитного поля, измерялось двухконтактным методом на постоянном токе в полях до 8 кОе, приложенных в плоскости образца.

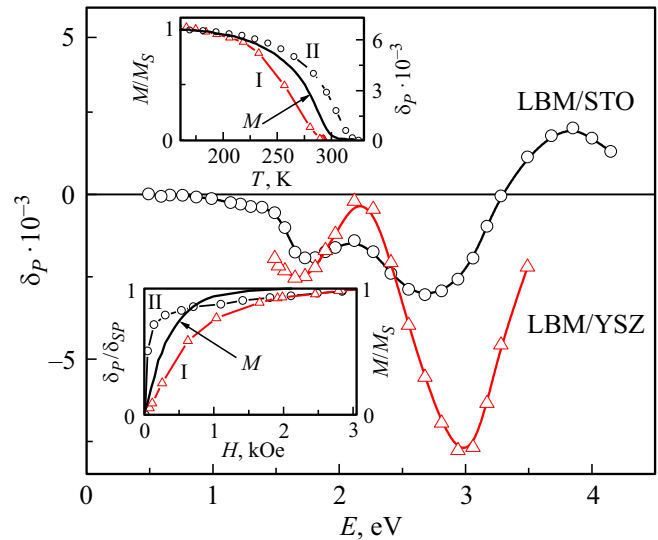
## Результаты эксперимента и обсуждение

### Эффект Керра и намагниченность

В отличие от объемных материалов измерение намагниченности тонких пленок затруднено из-за сильного вклада от диамагнитной подложки. Поэтому поведение намагниченности в тонких пленках удобно изучать, используя МО эффекты, например, экваториальный эффект Керра, который пропорционален намагниченности. Для анализа данных ЭЭК в пленках важную роль играет толщина скин-слоя  $\Delta$ . Оцененная величина  $\Delta = (2\rho/\mu\mu_0\omega)^{1/2}$  в пленке LBM/YSZ сравнима с толщиной пленки и составляет 150 нм при  $T > T_C$  и 60 нм при  $T < T_C$  для  $\omega = 7.5 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$  ( $E \sim 3 \text{ eV}$ ).

По сравнению с данными по намагниченности, температурная зависимость  $\delta_P$  демонстрирует магнитную неоднородность пленок. Пленки содержат две магнитные фазы: основную с эффективной  $T_C < 310 \text{ K}$  и долю высокотемпературной фазы с  $310 < T_C < 320 \text{ K}$  (верхняя вставка на рис. 2). Поскольку состав пленок соответствует формульному, по-видимому, появление магнитных неоднородностей и низкая  $T_C$  пленок по сравнению с монокристаллом [17] связаны с наличием кислородных вакансий [18,19] и механическими напряжениями в пленках [20]. В пленке LBM/YSZ температурная зависимость  $\delta_P$  (кривая I верхней вставки на рис. 2) имеет более пологий наклон по сравнению с относительной намагниченностью  $M/M_S$  (кривая M), чем для LBM/STO. При  $T < 200 \text{ K}$  обе кривые  $\delta_P(T)$  и  $M/M_S(T)$  выходят на насыщение и имеют одинаковый ход. По-видимому, различие между  $\delta_P(T)$  и  $M/M_S(T)$  и более низкая  $T_C$  для LBM/YSZ связаны с влиянием размерного эффекта (разный размер кристаллитов) и границ структурных доменов в пленке [21–23]

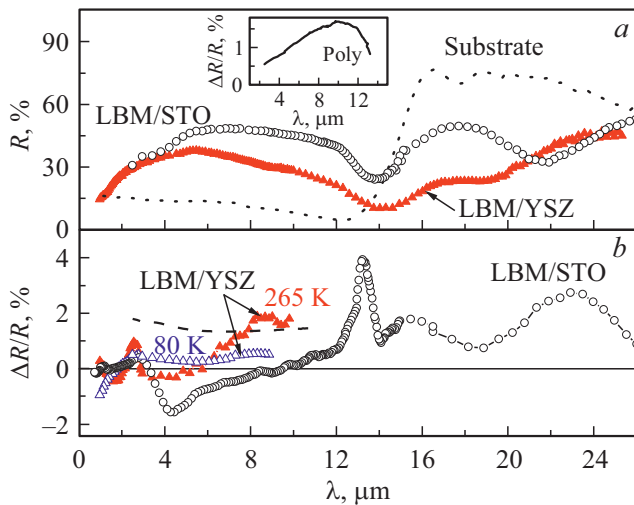
Сравнение полевых зависимостей относительной величины эффекта Керра  $\delta_P(H)/\delta_{SP}(H)$ , где  $\delta_{SP}$  — значение ЭЭК в поле  $H = 3.5 \text{ kOe}$  (нижняя вставка на рис. 2) для пленок показывает, что пленки на YSZ-подложке являются более „магнито-жесткими“ и насыщаются в



**Рис. 2.** Спектры эффекта Керра ( $\delta_P$ ) пленок LBM/YSZ и LBM/STO для  $H = 2.5 \text{ kOe}$  и  $T = 80 \text{ K}$ . На вставках: сверху — температурные зависимости  $\delta_P(T)$  в поле  $H = 2.5 \text{ kOe}$  при  $E = 3 \text{ eV}$  для LBM/YSZ (I), при  $E = 2.7 \text{ eV}$  для LBM/STO (II) и относительной намагниченности  $M/M_S$  для LBM/YSZ (сплошная линия M) в поле  $H = 200 \text{ Oe}$ , внизу — полевые зависимости ЭЭК для LBM/YSZ (I) при  $E = 1.7 \text{ eV}$ , для LBM/STO (II) при  $E = 2.7 \text{ eV}$  и намагниченности  $M/M_S$  пленок при  $T = 80 \text{ K}$  (кривая M).

полях больше 1.7 кОе при  $T = 80 \text{ K}$ . Увеличение наклона кривой намагниченности (кривая II верхней вставки на рис. 2) и ЭЭК (кривая I) пленок с вариантной структурой по сравнению с пленками LBM/STO (кривая II), возможно, связано с влиянием большей концентрации границ структурных доменов на движение стенок магнитных доменов в LBM/YSZ [11,19].

Спектры ЭЭК пленок (рис. 2) подобны спектрам для монокристаллов  $La_{1-x}Ba_xMnO_3$  [24] и других легированных манганитов [25]. При энергиях  $E < 1.5 \text{ eV}$  эффект стремится к нулю, что характерно для поляризованных МО эффектов в манганитах с КМС. В формировании отрицательного экстремума при  $E \sim 1.7 \text{ eV}$  основной вклад вносят разрешенные по спину переходы в ионах Mn разной валентности. Интенсивность этого экстремума слабо меняется как при изменении степени легирования, так и при переходе от монокристалла к пленкам и практически не зависит от наличия вариантной структуры. Напротив, положение и интенсивность отрицательного экстремума при  $2.5 < E < 3.5 \text{ eV}$ , связанного с разрешенными электродипольными переходами с переносом заряда в комплексах  $[MnO_6]^{9-}$  [24,25], зависят как от уровня легирования, так и типа подложки (рис. 2). Таким образом, данные ЭЭК чувствительны к наличию вариантной структуры и свидетельствуют о большей магнитной неоднородности пленки LBM/YSZ по сравнению с LBM/STO.



**Рис. 3.** Спектры: *a* — зеркального отражения  $R$  пленок LBM/YSZ и LBM/STO и подложки  $ZrO_2(Y_2O_3)$  (пунктир) при  $T = 295$  К; *b* — магнитоотражения  $\Delta R/R$  для LBM/YSZ при  $T = 80$  К и  $T = 265$  К и пленки LBM/STO при  $T = 295$  К в поле  $H = 3.5$  кОе. Штриховая линия — расчет  $\Delta R/R$  для LBM/YSZ по выражению (1) при  $T = 265$  К. На вставке сверху — спектр  $\Delta R/R$  поликристаллической мишени LBM при 295 К.

### Спектры зеркального отражения и магнитоотражения света

При комнатной температуре спектральные зависимости коэффициента зеркального отражения  $R(\lambda)$  пленок LBM/YSZ и LBM/STO аналогичны спектрам для монокристалла  $La_{0.75}Ba_{0.25}MnO_3$  [24,26] (рис. 3, *a*). В интервале  $1 < \lambda < 12 \mu m$  спектры  $R(\lambda)$  формируются взаимодействием света со свободными носителями заряда и особенностью в виде минимума при  $\lambda \approx 0.8 \mu m$ , связанной с плазменной частотой  $\omega_p = 1.5$  eV. Более низкая величина  $R(\lambda)$  для пленки с вариантной структурой при  $T > T_C^*$  обусловлена частичной локализацией носителей заряда при температуре выше перехода металл-изолятор [3] и различием в  $T_C^*$  пленок. При  $\lambda \approx 13 \mu m$  в спектрах отражения пленок есть выраженный минимум перед первой фоновой полосой. На профиль этого минимума по сравнению с данными для монокристалла оказывает существенное влияние спектр  $R(\lambda)$  подложки, как это имело место и в работе [15].

Внешнее магнитное поле приводит к изменению интенсивности отраженного света и появлению эффекта магнитоотражения  $\Delta R/R$  (рис. 3, *b*) в пленках в широкой ИК спектральной области от 1 до  $10 \mu m$ . Отметим, что эффект Керра в данной области стремится к нулю (рис. 2).

Спектры магнитоотражения  $\Delta R/R(\lambda)$  для LBM/YSZ подобны спектрам  $\Delta R/R(\lambda)$  для пленки LBM/STO. Как видно из рис. 3, *b*,  $\Delta R/R$  достигает до +2% в пленках LBM/YSZ при  $T = 265$  К и  $H = 3.5$  кОе и до +4% в пленке LBM/STO при  $T = 295$  К и  $H = 3.5$  кОе. Спектры  $\Delta R/R(\lambda)$  пленок имеют сложную форму со сменой знака

и резонансоподобными особенностями вблизи  $\lambda \approx 1.4$ , 2.6 и  $13 \mu m$  (рис. 3, *b*). Особенность при  $\lambda \approx 1.4 \mu m$  можно связать с изменением под действием поля края поглощения [13] и положения  $\omega_p$ . Особенность при  $\lambda \approx 2.6 \mu m$  — с изменением частоты и интенсивности примесной полосы под действием внешнего магнитного поля. Такая полоса наблюдалась ранее в спектрах диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{2xx}$  монокристалла  $La_{0.75}Ba_{0.25}MnO_3$  [24]. Особенность в  $\Delta R/R(\lambda)$  при  $\lambda \approx 13 \mu m$  связана с изменением интенсивности и положения минимума в спектре отражения перед фоновой полосой [2,15]. Магнитоотражение пленок в области  $3 < \lambda < 10 \mu m$  формируется в основном влиянием магнитного поля на процессы взаимодействия света со свободными носителями заряда [2]. Согласно теории магниторефрактивного эффекта, развитой для манганитов с КМС и гранулярных систем [2,9,27], в манганитах оптимально легированного состава с максимальной  $T_C$  магнитоотражение достигает наибольших величин при  $\omega\tau = 1$ , где  $\tau$  — время релаксации импульса электрона. Для манганита LBM частота релаксации электрона составляет  $\gamma = 2.3 \cdot 10^{14} s^{-1}$  или  $\lambda \sim 20 \mu m$  [24], что близко к экспериментально наблюдаемому максимуму в спектре  $\Delta R/R(\lambda)$  для LBM/STO (рис. 3, *b*).

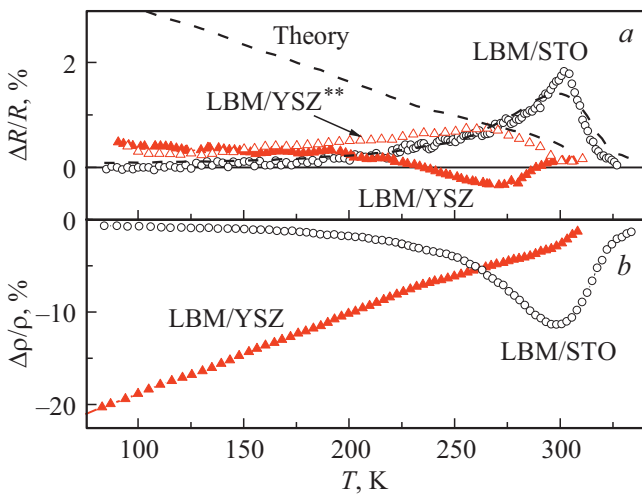
Связь между магнитоотражением  $\Delta R/R$  и статическим магнитосопротивлением  $\Delta\rho/\rho$  при нормальном падении света в первом приближении определяется выражением [28]

$$\Delta R/R = -1/2(1 - R)\Delta\rho/\rho. \quad (1)$$

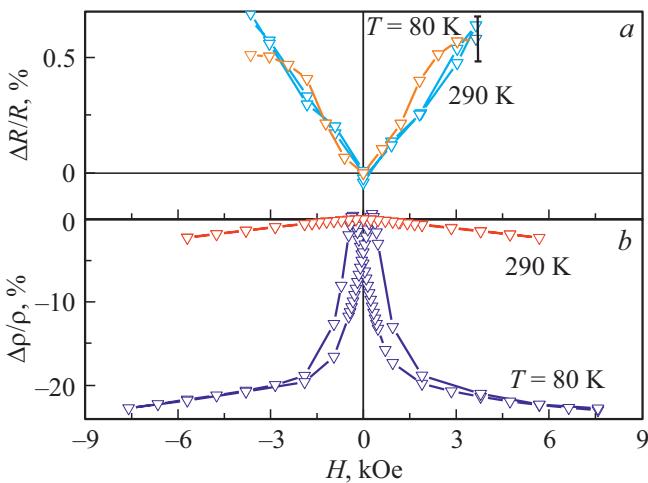
Расчет магнитоотражения для LBM/YSZ и LBM/STO дает качественное согласие с экспериментальными данными, без учета резонансоподобных особенностей, но только вблизи  $T_C$  (рис. 3, *b*). Таким образом, спектральные особенности отражения и магнитоотражения в пленках LBM/YSZ и LBM/STO вблизи  $T_C$  формируются одинаковыми физическими механизмами независимо от типа подложки. Однако температурные и полевые зависимости магнитоотражения и магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho(T)$  пленок с вариантной структурой и без существенно различаются.

### Температурные зависимости магнитоотражения и магнитосопротивления

Для исключения влияния спектральных резонансоподобных особенностей температурные зависимости магнитоотражения  $\Delta R/R(T)$  были измерены вдали от плазменной частоты, примесной полосы и фоновых полос, при  $\lambda = 5$  и  $7 \mu m$ , т.е. в области взаимодействия света с носителями заряда. В отличие от ЭЭК, который выходит на насыщение при  $T < 200$  К (вставка на рис. 2),  $\Delta R/R$  в пленках, как и магнитосопротивление  $\Delta\rho/\rho$ , достигает максимума при  $T \approx T_C^*$  (рис. 4). Наличие максимумов в зависимостях  $\Delta R/R(T)$  и  $\Delta\rho/\rho(T)$  связано с подавлением внешним магнитным полем флуктуаций магнитных моментов, максимальных



**Рис. 4.** Температурные зависимости: *a* — магнитоотражения  $\Delta R/R$  пленок LBM/YSZ для  $\lambda = 5$  и  $7 \mu m$  (LBM/YSZ\*\*) и пленки LBM/STO для  $\lambda = 5 \mu m$  в поле  $H = 3.5$  kOe; *b* — магнитосопротивления  $\Delta \rho/\rho$  пленок при  $H = 7.5$  kOe. Штриховая линия — результат расчета  $\Delta R/R$  пленок по выражению (1).



**Рис. 5.** Полевые зависимости: *a* — магнитоотражения  $\Delta R/R$  пленки LBM/YSZ для  $\lambda = 7 \mu m$  и *b* — магнитосопротивления  $\Delta \rho/\rho$  при температурах 80 и 290 K. Отрезок указывает погрешность измерений.

в области фазового перехода, и является характерным для манганитов с КМС [1,2,8]. При уменьшении температуры ниже  $T_C$  магнитоотражение для LBM/STO падает до нуля (рис. 4, *a*). Теория магниторефрактивного эффекта хорошо учитывает вклад делокализованных носителей заряда и описывает магнитоотражение для пленки LBM/STO с максимумом вблизи  $T_C$  (рис. 4, *a*), но дает сильное расхождение с экспериментом в области низких температур для LBM/YSZ. Для пленки LBM/YSZ в зависимости  $\Delta \rho/\rho(T)$  имеет место только слабая особенность вблизи  $T_C$  на фоне непрерывного роста магнитосопротивления при понижении температуры (рис. 4, *b*), что свидетельствует о достаточной

высокой степени поликристалличности пленки [10,29]. Магнитоотражение достигает почти 1% и может менять знак в зависимости от длины волны (рис. 4, *a*). Разный знак  $\Delta R/R$  вблизи  $T_C$  для пленки LBM/YSZ соответствует спектральным данным и обусловлен различными механизмами магнитоотражения [8,30].

В области низких температур рост  $\Delta \rho/\rho(T)$  в LBM/YSZ обусловлен процессами туннелирования спин-поляризованных электронов через границы структурных доменов [12,31]. В то же время магнитоотражение сохраняется на уровне порядка +0.5% при  $T \gg T_C$  ( $T = 90$  K) в поле  $H = 3.5$  kOe (рис. 4), при этом выявленные особенности со сменой знака в спектре сглаживаются, как для поликристалла LBM (рис. 3).

Соответственно в магнитоотражении вклад носителей заряда становится преобладающим, знак и температурное поведение эффекта для длин волн 5 и  $7 \mu m$  совпадают. Величина туннельного магнитосопротивления составляет примерно 27% при  $T = 13$  K. Оценка степени спин-поляризации электронов ( $P$ ) при  $T = 0$  K по выражению  $\Delta \rho/\rho_0 = 2P^2/(1 - P^2)$  из [10] дает величину  $P \approx 0.36$ , близкую значению  $P$  для пленок  $La_{0.8}Ag_{0.1}MnO_{3+\delta}/ZrO_2(Y_2O_3)$  [32]. Отметим еще раз, что в пленке с вариантной структурой впервые было зафиксировано наличие „туннельного“ магнитоотражения при  $T \ll T_C$ , т.е. в области существования туннельного магнитосопротивления. Ранее [13] нами было показано наличие корреляции между туннельным магнитосопротивлением и магнитопропусканием света в пленке LBM/YSZ. Наличие большого по величине эффекта магнитопропускания при температурах, близких к 0 K объяснялось изменением высокочастотной составляющей проводимости, обусловленным влиянием магнитного поля на процессы туннелирования спин-поляризованных электронов через когерентные границы структурных доменов в пленке с вариантной структурой. Таким образом, появление в пленках LBM/YSZ дополнительного низкотемпературного вклада в магнитоотражение света в области взаимодействия света с носителями заряда при низких температурах также логично связать со спин-поляризованным туннелированием электронов через границы структурных доменов в пленке [13,31,33]. Очевидно, что предложенная теория магниторефрактивного эффекта для манганитов в дальнейшем должна быть доработана для учета нескольких механизмов проводимости, разделенных как по температуре, так и по спектру.

### Полевые зависимости магнитоотражения и магнитосопротивления

Экваториальный эффект Керра показывает насыщение при  $H \approx 1.7$  kOe вследствие перехода пленок в состояние, близкое к монодоменному (рис. 2). В отличие от ЭЖ магнитоотражение, как и  $\Delta \rho/\rho(H)$ , является четным по намагниченности эффектом и вблизи  $T_C$  линейно меняется с полем вплоть до 3.5 kOe (рис. 5).



В то же время уже при  $T = 80$  К туннельное магнитосопротивление пленки с вариантной структурой LBM/YSZ, как и магнитопротекание [13], имеет выраженный гистерезис и быстро насыщается в полях  $H > 2.5$  кОе. Аналогичная корреляция с туннельным магнитосопротивлением наблюдается и для полевых зависимостей магнитоотражения  $\Delta R/R(H)$ , с выходом на насыщение в полях  $H > 2.5$  кОе при  $T = 80$  К. Небольшая асимметрия значений магнитоотражения при смене направления поля обусловлена как изменением температуры образца в процессе измерений, так и возможным вкладом поляризационных эффектов, аналогично как в схеме на пропускание света [34]. Для полного подтверждения корреляции  $\Delta R/R(H)$  и туннельного магнитосопротивления необходимо проведение дополнительных исследований магнитоотражения вблизи гелиевых температур и в более сильных магнитных полях.

## Заключение

Изучены оптические (отражение) и магнитооптические (эффект Керра и магнитоотражение) свойства полученных методом лазерной абляции тонких пленок  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$  на подложках  $\text{ZrO}_2(\text{Y}_2\text{O}_3)$  и  $\text{SrTiO}_3$ , обладающих и не обладающих вариантной структурой соответственно. Продемонстрировано, что в ИК области спектра эффект Керра в изученных образцах близок к нулю, а магнитоотражение неполяризованного излучения имеет высокие значения до +2% в поле 3.5 кОе вблизи температуры Кюри пленок.

Спектры отражения и магнитоотражения пленок с вариантной структурой и без таковой формируются одинаковыми механизмами и могут быть описаны в рамках теории магниторефрактивного эффекта. Вариантная структура приводит к повышенной магнитной и зарядовой неоднородности пленки  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{ZrO}_2(\text{Y}_2\text{O}_3)$ , уменьшению температуры Кюри и размытому максимуму в области колоссального магнитосопротивления, а также корреляции между полевыми и температурными зависимостями магнитоотражения и туннельного магнитосопротивления.

В пленке  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{ZrO}_2(\text{Y}_2\text{O}_3)$  впервые экспериментально получен эффект магнитоотражения неполяризованного ИК излучения в манганитах порядка -0.6% в поле 3.5 кОе при температурах много меньше температуры магнитного фазового перехода ( $T \ll T_C$ ). Низкотемпературный вклад в магнитоотражение связан с изменением высокочастотной проводимости пленки  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$  во внешнем магнитном поле из-за процессов туннелирования спин-поляризованных электронов через границы структурных доменов. Теория магниторефрактивного эффекта дает хорошее согласие с экспериментальными данными, но только в области магнитного фазового перехода в пленках. Существование различных механизмов проводимости и рассеяния носителей заряда, разделенных как по температуре, так

и по энергии, не позволяет в рамках теории магниторефрактивного эффекта удовлетворительно описать наблюдаемое „туннельное“ магнитоотражение в пленке с вариантной структурой.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме „Спин“ № АААА-А18-118020290104-2, при частичной поддержке гранта РФФИ № 18-32-00368 мол\_а.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Sukhorukov Yu.P., Nossov A.P., Bessonova V.A. // Phys. Met. and Metallog. 2018. V. 119. N 13. P. 1280.
- [2] Granovsky A., Sukhorukov Yu., Gan'shina E., Telegin A. // Magnetophotonics: From Theory to Applications, Magnetophotonics / Ed. by Inoue M., Levy M., Baryshev A.V. Berlin, Heidelberg: Springer, 2013. P. 107.
- [3] Нагаев Э.Л. // УФН. 1996. Т. 166. № 8. С. 833.
- [4] Бебенин Н.Г., Зайнуллина Р.И., Устинов В.В. // УФН. 2018. Т. 188. № 5. С. 801.
- [5] Зайнуллина Р.И., Бебенин Н.Г., Машкауцан В.В., Устинов В.В., Муковский Я.М., Арсенов А.А. // ФТТ. 2003. V. 45. P. 1671.
- [6] Vebenin N.G. // ФММ. 2004. V. 1. P. 78.
- [7] Сухоруков Ю.П., Лошкарева Н.Н., Ганьшина Е.А., Кауль А.Р., Горбенко О.Ю., Мостовицкова Е.В., Телегин А.В., Виноградов А.Н., Родин И.К. // ФТТ. 2004. Т. 46. № 7. С. 1203.
- [8] Telegin A., Sukhorukov Yu., Bessonov V. // J. Supercond. Nov. Magn. 2013. V. 26. N 5. P. 1437.
- [9] Сухоруков Ю.П., Телегин А.В., Бессонов В.Д., Ганьшина Е.А., Грановский А.Б., Кауль А.Р., Юрасов А.Н. // Известия РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 10. С. 1482.
- [10] Ziese M. // Rep. Prog. Phys. 2002. V. 65. P. 143.
- [11] Кауль А.Р., Горбенко О.Ю., Каменев А.А. // Успехи химии. 2004. Т. 73. В. 9. С. 932.
- [12] Горбенко О.Ю., Демин Р.В., Кауль А.Р., Королева Л.И. // ФТТ. 1998. Т. 40. В. 2. С. 290.
- [13] Telegin A.V., Barsaume S., Bessonova V.A., Sukhorukov Yu.P., Nosov A.P., Kimel A.V., Gan'shina E.A., Yurasov A.N., Lysina E.A. // J. Magn. Magn. Mater. 2018. V. 459. P. 317.
- [14] Vengalis B., Grigaliunaite-Vonseviciene G., Maneikis A., Klimantavicius J., Juskenas R., Mazeika K. // Thin Solid Films. 2017. V. 625. P. 42.
- [15] Телегин А.В., Сухоруков Ю.П., Носов А.П., Бессонова В.А., Ганьшина Е.А. // ФТТ. 2017. Т. 59. № 2. С. 284.
- [16] Балыкина Е.А., Ганьшина Е.А., Крипчик Г.С. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 5. С. 1879.
- [17] R. von Helmlolt, Wecker J., Holzapfel B., Schultz L., Samver K. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. N 14. P. 2331.
- [18] Tomioka Y., Ito T., Sawa A. // J. Phys. Soc. Jap. 2015. V. 84. P. 024703.
- [19] Zhang N. // Phys. Rev. B. 1997. V. 56. N 13. С. 8138.

- [20] Zhang J., Tanaka H., Kanki T., Choi J.-H., Kawai T. // Phys. Rev. B. 2001. V. 64. P. 184404.
- [21] Gupta A., Gong G.Q., Xiao G., Duncombe P.R., Lecoeur P., Trouilloud P., Wang Y.Y., Dravid V.P., Sun J.Z. // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. N 22. P. 15629.
- [22] Теплых А.Е., Богданов С.Г., Валиев Э.З., Пирогов А.Н., Дорофеев Ю.А., Остроушко А.А., Удилов А.Е., Казанцев В.А., Карькин А.Е. // ФТТ. 2003. Т. 45. № 12. С. 2222.
- [23] Markovich V., Fita I., Wisniewski A., Mogilyansky D., Puzniak R. // J. of Appl. Phys. 2010. V. 108. P. 063918.
- [24] Bebenin N.G., Loshkareva N.N., Makhnev A.A., Mostovshchikova E.V., Nimerovannaya L.V., Ganishina E.A., Vinogradov A.N., Mukovskii Ya.M. // J. Phys.: Cond. Matt. 2010. V. 22 N 9. P. 096003.
- [25] Ganishina E., Loshkareva N., Sukhorukov Yu., Mostovshchikova E., Vinogradov A., Nimerovannaya L. // J. Magn. Magn. Mater. 2006. V. 300. N 1. P. 62.
- [26] Лошкарева Н.Н., Сухоруков Ю.П., Носов А.П., Васильев В.Г., Слободин Б.В., Демчук К.М., Бебенин Н.Г. // ФТТ. 1997. Т. 39. P. 1616.
- [27] Быков И.В., Ганьшина Е.А., Грановский А.Б., Гуцин В.С., Козлов А.А., Масумото Т., Онума С. // ФТТ. 2005. Т. 47. № 2. С. 268.
- [28] Юрасов А.Н., Телегин А.В., Сухоруков Ю.П. // ФТТ. 2016. Т. 58. № 4. С. 656.
- [29] Dörr K., Müller K.-H., Vlakhov E.S., Chakalov R.A., Chakalova R.I., Nenkov K.A., Handstein A., Holzapfel B., Schultz L. // J. Appl. Phys. 1998. V. 83. N 11. P. 7079.
- [30] Сухоруков Ю.П., Лошкарева Н.Н., Телегин А.В., Мостовщицкова Е.В. // Опт. и спектр. 2014. Т. 116. № 6. С. 73.
- [31] Vlakhov E.S., Chakalov R.A., Chakalova R.I., Nenkov K.A., Dörr K., Handstein A., Müller K.-H. // J. Appl. Phys. 1998. V. 83. N 4. P. 2152.
- [32] Сухоруков Ю.П., Телегин А.В., Ганьшина Е.А., Лошкарева Н.Н., Кауль А.Р., Горбенко О.Ю., Мостовщицкова Е.В., Мельников О.В., Виноградов А.Н. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. № 11. С. 78.
- [33] Shreekala R., Rajeswary M., Ghosh K., Goyal A., Gu J.Y., Kwon C., Trajanovic Z., Boettcher T., Greene R.X., Ramesh R., Venkatesan T. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71. P. 282.
- [34] Сухоруков Ю.П., Телегин А.В., Бебенин Н.Г., Бучкевич А.А., Носов А.П., Бессонов В.Д. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 108. № 1. С. 46.