

05,09

Магнитоотражение и магнитооптический эффект Керра в пленках $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ при комнатной температуре

© А.В. Телегин¹, Ю.П. Сухоруков¹, А.П. Носов¹, В.А. Бессонова¹, Е.А. Ганьшина²

¹ Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

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

E-mail: telegin@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 20 июля 2016 г.)

Представлены результаты исследования магнитооптического эффекта Керра и магнитоотражения естественного света в пленках $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{SrTiO}_3$ разной толщины. Показано, что эффект Керра имеет максимальные значения в видимой и ближней ИК-области, а магнитоотражение достигает максимума порядка 10% в среднем ИК-диапазоне при температурах, близких к комнатным. Обсуждены физические механизмы, определяющие величину и знак эффектов, а также влияние тонкопленочного состояния на магнитооптические свойства. Проведена оценка магнитоотражения в рамках теории магниторефрактивного эффекта.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема „Спин“ № 0120146330), программы УрО РАН № 15-9-2-4, проекта РФФИ № 15-02-02077 и гранта Минобрнауки РФ № 14.Z50.31.0025.

DOI: 10.21883/FTT.2017.02.44049.303

1. Введение

Исследование оптических свойств намагниченных сред ведется как в поляризованном (эффекты Фарадея, Фохта, Керра, например, см. [1–3]), так и в естественном свете (эффекты магнитоотражения и магнитопоглощения [4,5]). Особое внимание при изучении магнитооптических эффектов уделяется концентрированным (зонным) магнитным полупроводникам, оптическими свойствами которых можно управлять магнитным и электрическим полем, температурой и давлением. К этому классу материалов относятся манганиты, обладающие колоссальным магнитосопротивлением (КМС) и высокочастотным откликом на КМС — магнитопропускание и магнитоотражение света. Были установлены физические механизмы, ответственные за эти эффекты в манганитах в области видимого и инфракрасного (ИК) излучения, и определены условия достижения максимальной величины эффектов (см. обзор [6] и ссылки в нем). Показано, что на величину и спектральную зависимость магнитоотражения может влиять поверхностная и объемная дефектность монокристаллов, пленок и тонкопленочных структур, а также интерфейсные и резонансные эффекты [6].

В большинстве допированных манганитов с КМС эффекты магнитоотражения наблюдались при температурах ниже комнатной, что ограничивает их возможные прикладные применения. Авторам известно всего несколько работ [7–9], в которых было исследовано магнитоотражение ИК-излучения в манганитах при температурах вблизи 300 К в малых магнитных полях. Известно, что в $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ магнитосопротивление до-

стигает максимума при $T_R \sim 310\text{--}338$ К. Авторами [10] был обнаружен эффект магнитопропускания $\sim 10\%$ в естественном свете в монокристалле $\text{La}_{0.85}\text{Ba}_{0.15}\text{MnO}_3$ в поле $H \sim 8$ кОе при $T \sim 200$ К. Таким образом, можно предположить наличие заметного эффекта магнитоотражения ИК-излучения в оптимально легированном манганите состава $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ при комнатной температуре.

В настоящей работе представлены оригинальные результаты изучения магнитоотражения естественного света в сравнении с данными экваториального эффекта Керра в эпитаксиальных пленках $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ с температурой Кюри выше комнатной.

2. Образцы и условия эксперимента

Эпитаксиальные пленки $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ толщиной 1 — $d = 80$ нм и 2 — 110 нм были выращены на монокристаллических подложках $\text{SrTiO}_3(001)$ ($a_0 = 3.905$ Å), при температуре подложки $T = 730$ К и давлении кислорода $P = 0.4$ мВаг методом лазерной абляции с использованием эксимерного импульсного ArF-лазера ($\lambda = 247$ нм). Толщина пленок определялась по времени экспозиции. В качестве мишени использовали прессованную таблетку диаметром 12 мм из поликристаллического $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ ($a_0 = 3.909$ Å). Пленки в течение получаса отжигались в потоке кислорода при атмосферном давлении и $T = 730$ К для достижения стехиометрии по кислороду. Анализ топологии и магнитной структуры пленок был проведен с помощью автоматического сканирующего зондового микроскопа

„СолверНекст“ компании „НТ-МДТ“ (рис. 1, *a*). Средняя степень шероховатости поверхности пленки составила ~ 25 nm, что превышает значения для тонких эпитаксиальных пленок, полученных магнетронным распылением (например, [11]). Также был отмечен островковый характер образования пленок, что является типичным при использовании данной методики и малых толщинах. Структурное качество пленок аттестовалось с помощью рентгеновского дифрактометра Дрон-4М. Эпитаксиальная природа и однофазность пленок подтверждается наличием четких рефлексов от манганита и подложки и отсутствием дополнительных рефлексов после отжига образцов. Параметр постоянной решетки для пленок составил $a_0 = 3.97 \text{ \AA}$ и не зависел от толщины пленки. Это значение близко к величине постоянной решетки для мишени.

Экваториальный эффект Керра измерялся при угле падения света 68° в диапазоне энергий от 1.5 до 4.2 eV, температурном интервале от 30 до 350 K и в статических магнитных полях до 3.5 kOe. Изменялось 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 [12]. 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 $\Delta R/R_0 = [R_H - R_0]/R_0$ измерялось в магнитных полях до 4 kOe, направленных вдоль поверхности образца и при углах падения света $\sim 7^\circ$ к нормали, в ИК-диапазоне длин волн от 0.8 до $30 \mu\text{m}$, в температурном диапазоне $200 \leq T \leq 360 \text{ K}$ (рис. 1, *b*). Полевые и спектральные зависимости $\Delta R/R_0$ измерялись при температурах, соответствующих максимальным значениям эффектов. Относительная погрешность определения коэффициента отражения и магнитоотражения составила $\sim 0.2\%$. Электро- и магнитосопротивление $\Delta\rho/\rho_0 = [\rho_H - \rho_0]/\rho_0$ пленок, где ρ_H и ρ_0 — значения удельного сопротивления при наличии и отсутствии магнитного поля, измерялось двухконтактным методом на постоянном токе в полях до 8 kOe.

3. Результаты эксперимента и обсуждение

3.1. Экваториальный эффект Керра. Изучение магнитных свойств тонких пленок затруднено, по сравнению с объемными образцами, наличием существенного вклада от диамагнитной подложки. В этом случае наиболее удобным методом исследования является эффект Керра. Поэтому важным параметром становится толщина скин-слоя, поскольку в ее масштабах определяется характер поведения намагниченности в образце. При длине волны излучения $\lambda \sim 0.6 \mu\text{m}$ толщина скин-слоя $s = (2\rho/\mu\mu_0\omega)^{1/2}$ в пленках $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ составила 160 nm в парамагнитном ($T > T_C$) и 60 nm в

ферромагнитном ($T < T_C$) состоянии, что сравнимо или меньше толщины исследуемых образцов. Таким образом, по магнитооптическим данным можно анализировать поведение намагниченности объема пленки, полагая, что подложка не дает вклада в эффект Керра.

Температурная зависимость $\delta_p(T)$ пленок $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ формируется резким ростом интенсивности отраженного поляризованного света вблизи температуры Кюри (вставка на рис. 1). Величина эффективной температуры Кюри $*T_C$ пленок определялась по положению отрицательного экстремума первой производной зависимостей $\delta_p(T)$. Из анализа экспериментальных данных были получены значения $*T_C = 302 \text{ K}$ для пленки 1 и $*T_C = 310 \text{ K}$ для пленки 2. Такое определение $*T_C$ связано с наличием слабого температурного гистерезиса $\Delta_p(T)$ в области магнитного фазового перехода. Значения $*T_C$ исследованных пленок близки данным для пленок такого же состава [11] и на 15–20 K ниже значений T_C для монокристаллов [10], что можно связать с особенностями пленочного состояния, например с влиянием эпитаксиальных напряжений в пленках [13,14]. При увеличении толщины пленки растет как величина эффекта Керра, так и $*T_C$ (рис. 1). Это можно связать с релаксацией эпитаксиальных напряжений и увеличением относительного объема ферромагнитной фазы в пленке. Подобный вывод был сделан и для пленок манганитов других составов [14,15].

Гистерезис и отсутствие насыщения для $\delta_p(T)$ при понижении температуры, скорее всего, связаны с существованием магнитных неоднородностей в пленках в парамагнитной и ферромагнитной областях. Рис. 1, *a* демонстрирует данные магнитно-силовой микроскопии пленки толщиной 80 nm при комнатной температуре, которые можно интерпретировать как наличие магнитных неоднородностей в виде ферромагнитных (более светлые островки) и парамагнитных (темные островки) областей. Подобные результаты по магнитному фазовому расслоению наблюдали и в других манганитах с КМС, например [15,16].

Вид спектра $\delta_p(E)$ для пленок $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ (рис. 1, *c*) при $T = 295 \text{ K}$ близок спектрам для монокристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ [10] и легированных манганитов с КМС (например, см. [6,17] и ссылки в них). При $\sim 3.5 \text{ eV}$ спектры $\delta_p(E)$ формируются электро-дипольными переходами с переносом заряда в октаэдрических комплексах $[\text{MnO}_6]^{9-}$. При $\sim 2 \text{ eV}$ основной вклад вносят разрешенные по спине переходы в ионах Mn разной валентности. Трехкратное уменьшение интенсивности отрицательного экстремума при $\sim 2.7 \text{ eV}$ по сравнению с данными δ_p для монокристаллов [10] и ненулевая величина δ_p между полосами при 2.7 и 1.5 eV также связаны с магнитной неоднородностью пленок. В пользу такого заключения свидетельствует изменение $\delta_p(E)$ и $*T_C$ при увеличении толщины пленки. Аналогичное поведение $\delta_p(E)$ и $*T_C$ наблюдалось для пленок $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$ разной толщины [18]. При энергиях $E < 1.5 \text{ eV}$ эффект Керра стремится к нулю. Такое

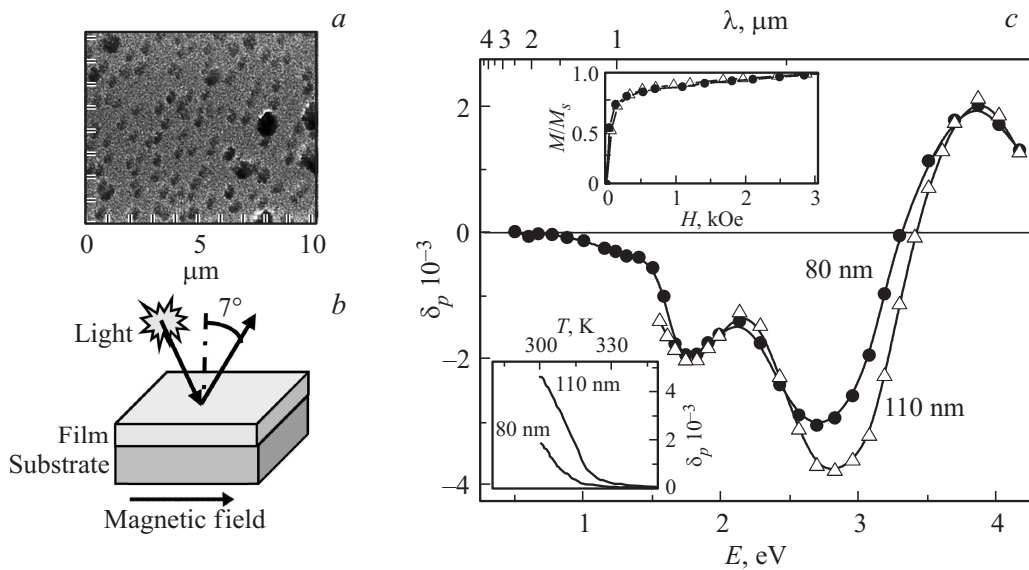


Рис. 1. Манитно-силовая микроскопия (a) (размер сканированной области $10\ \mu\text{m}$), схема эксперимента для измерения магнитоотражения (b) и спектры экваториального эффекта Керра δ_p (c) для пленок $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ при $T = 295\ \text{K}$ и $H = 2.5\ \text{kOe}$. На вставках: вверху — полевые зависимости относительной намагниченности пленок M/M_s при $T = 295\ \text{K}$ и $E = 2.7\ \text{eV}$, внизу — температурные зависимости $\delta_p(T)$ для пленок при $E = 2.7\ \text{eV}$.

поведение является общим для манганитов с КМС [17] независимо от типа допирующего катиона и важным фактом при сравнении с данными магнитоотражения.

Полевые зависимости относительной намагниченности пленок $M/M_s = \delta_p(H)/\delta_{sp}(H)$, где δ_{sp} — значение эффекта Керра при $H = 3.5\ \text{kOe}$ и $E = 2.7\ \text{eV}$ (вставка на рис. 1, c), демонстрируют характерный для магнитомягких материалов резкий рост намагниченности в малых полях и насыщение при $H > 500\ \text{Oe}$. Такое же поведение намагниченности имело место в монокристаллах $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ [10], но при температурах на 10–15 выше, чем для тонкопленочных образцов, исследованных в настоящей работе. По нашему мнению, это также обусловлено магнитной неоднородностью пленок.

Таким образом, особенности спектральных, полевых и температурных зависимостей эффекта Керра, исследуемых пленок, по сравнению с данными для монокристаллов близкого состава, скорее всего, обусловлены их магнитной и зарядовой неоднородностью вследствие наличия эпитаксиальных напряжений и/или нестехиометрией по подрешеткам.

3.2. Отражение и магнитоотражение. Спектральная зависимость коэффициента отражения R пленок $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ при комнатной температуре (рис. 2, a) близка к таковой для монокристалла $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.25$) [10,19]. При $\lambda > 14\ \mu\text{m}$ ($0.09\ \text{eV}$) вид зависимостей формируется взаимодействием света с колебаниями решетки (фононами), а при $\lambda < 14\ \mu\text{m}$ — с носителями заряда. Уменьшение R при длинах волн $\lambda < 4\ \mu\text{m}$, скорее всего, связано с плазменной частотой ω_p (например, $\omega_p = 1.5\ \text{eV}$ для монокристалла $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.25$) при $T = 95\ \text{K}$ [10]).

Спектры $R(\lambda)$ пленок имеют выраженные минимумы при $\lambda \sim 14$ и $\sim 22\ \mu\text{m}$ и более высокие значения коэффициента отражения в области $4 \leq \lambda < 12\ \mu\text{m}$ в отличие от спектра для монокристалла (сплошная кривая). Особенности спектров $R(\lambda)$ пленок связаны с дополнительным вкладом в отражение от перовскитной подложки SrTiO_3 (рис. 2, a) [14,20]. Более высокое значение коэффициента отражения в пленках по сравнению с монокристаллом

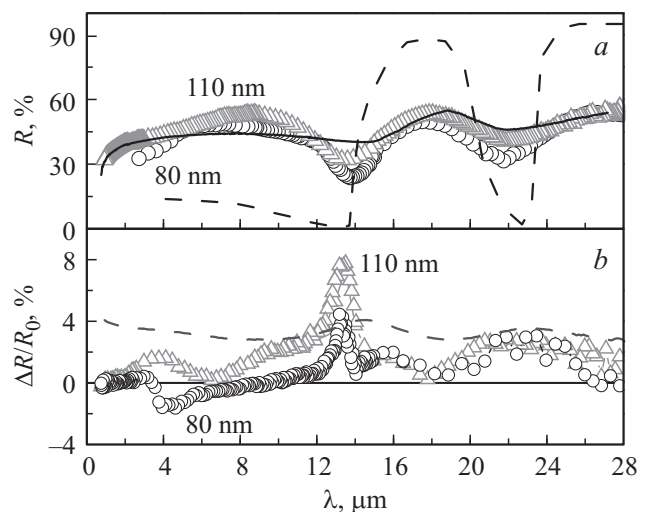


Рис. 2. Спектры отражения R и магнитоотражения $\Delta R/R_0$ для пленок $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ при $T = 300\ \text{K}$ и $H = 3\ \text{kOe}$. На панели a: прерывистая линия — спектр отражения подложки SrTiO_3 , сплошная линия — спектр отражения монокристалла [10]. На панели b: прерывистая линия — расчет спектра $\Delta R/R$ для пленки $d = 110\ \text{nm}$.

также связано с вкладом отражения от подложки, а также, возможно, более высоким значением концентрации делокализованных носителей заряда в пленке.

Следует отметить, что дополнительные термообработки пленок в атмосфере кислорода при температуре синтеза практически не влияли на спектры отражения пленок, что свидетельствует о слабой нестехиометрии в анионной подрешетке.

При уменьшении температуры ($T < T_C$) наблюдается рост коэффициента отражения (вставка к рис. 3), связанный с усилением вклада свободных (делокализованных) носителей заряда. Этот рост максимально выражен в минимуме перед фоновым спектром.

Внешнее магнитное поле приводит к изменению интенсивности отраженного естественного света и появлению эффекта магнитоотражения, величина которого, в отличие от эффекта Керра, максимальна в относительно узком температурном интервале вблизи T_C . Магнитоотражение имеет место в широкой ИК-спектральной области от 1 до $28 \mu\text{m}$ (рис. 2, *b*), в которой эффект Керра для манганитов пренебрежимо мал. В спектрах $\Delta R/R_0$ пленок $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ при комнатной температуре можно выделить интервалы с характерными особенностями: (i) в области плазменной частоты и края поглощения при $\lambda \sim 1 \mu\text{m}$, (ii) в области $\lambda \sim 3 \mu\text{m}$, (iii) вблизи минимума отражения перед первой фоновой полосой при $\lambda \sim 14 \mu\text{m}$ и (iv) вблизи минимума перед второй фоновой полосой при $\lambda \sim 22 \mu\text{m}$. Подобные особенности в спектрах $\Delta R/R_0$ наблюдали ранее в пленках составов $\text{La}_{1-x}\text{K}_x\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ [9,14]. Мы полагаем, что наличие особенности (i) связано с изменением под действием магнитного поля положения плазменной частоты в манганите. Наличие особенности (ii) связано с изменением под действием магнитного поля плотности электронных состояний „узкой примесной полосы“ при энергии $E \approx 0.4 \text{ eV}$ ($\sim 3.1 \mu\text{m}$). Подобная полоса наблюдалась в спектрах диэлектрической проницаемости ϵ_{2xx} для монокристалла $\text{La}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{MnO}_3$ [10]. Особенности (iii) и (iv) связаны со смещением под действием магнитного поля минимумов перед фоновыми полосами в спектрах отражения [21,22]. В работе [14] нами были проанализированы физические механизмы, ответственные за образование особенностей (iii) и (iv). Было показано, что они связаны с влиянием магнитного поля на электрон-фононное взаимодействие и смещением фоновых полос. Авторами [23] наблюдался рост $\Delta R/R_0$ при увеличении толщины пленок Fe_3O_4 , связанный со смещением фоновой полосы, а также с появлением дополнительной фоновой полосы под действием магнитного поля. В случае наших пленок появление дополнительных фоновых полос в магнитном поле не наблюдалось.

По мере увеличения толщины пленок значение $\Delta R/R_0$ увеличивается в два раза в диапазоне длин волн $6 < \lambda < 14 \mu\text{m}$ (рис. 2, *b*). Подобное поведение наблюдали ранее в пленках $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ [14], что объяснялось меньшей зарядовой и магнитной неоднородностью

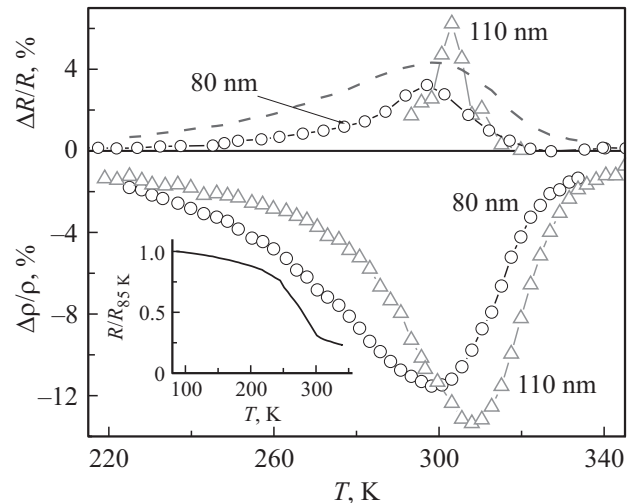


Рис. 3. Температурные зависимости магнитоотражения $\Delta R/R_0$ при $H = 3 \text{ kOe}$ и $\lambda = 13.4 \mu\text{m}$ и магнитосопротивления $\Delta \rho/\rho_0$ при $H = 7.5 \text{ kOe}$ для пленок $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$. Прерывистая кривая — расчет по выражению (1) для пленки $d = 80 \text{ nm}$. На вставке — температурная зависимость приведенной величины отражательной способности $R/R_{85 \text{ K}}$ для пленки $d = 80 \text{ nm}$ и $\lambda = 13.4 \mu\text{m}$.

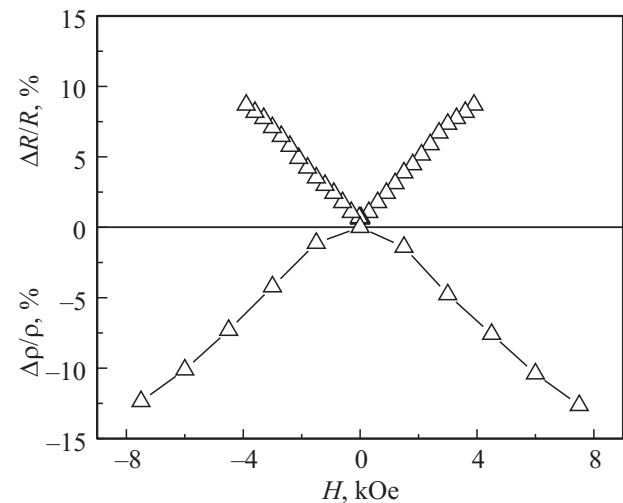


Рис. 4. Полевые зависимости магнитоотражения $\Delta R/R_0$ и магнитосопротивления $\Delta \rho/\rho_0$ пленки $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ толщиной 110 nm при $T = 308 \text{ K}$ и $\lambda = 13.4 \mu\text{m}$.

толстых пленок вследствие релаксации механических напряжений в системе пленка/подложка.

Температурные и полевые зависимости $\Delta R/R_0$ для пленок $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ в области взаимодействия света с носителями заряда коррелируют с ходом зависимости статического магнитосопротивления (рис. 3 и 4). Эта корреляция проявляется в близости положения максимумов эффектов к значениям T_C для пленок, в подобии формы и близости полуширины полос зависимостей $\Delta R/R(T)$ и $\Delta \rho/\rho(T)$. Характер температурного поведения $\Delta R(T)/R_0$ и $\Delta \rho/\rho(T)$ обусловлен подавлением маг-

нитным полем флуктуаций магнитных моментов, максимальных вблизи T_C (рис. 3). Отметим, что в отличие от магнитоотражения максимум эффекта Керра достигается при $T \ll T_C$ в области максимального намагничивания образца (вставка на рис. 1, с).

Корреляция температурных и полевых зависимостей магнитоотражения и статического магнитосопротивления отражена в теории магниторефрактивного эффекта (МРЭ), развитой для манганитов с КМС [6], согласно которой при нормальном падении света в первом приближении $\Delta R/R$ определяется через $\Delta\rho/\rho$ выражением (1) и должно иметь максимум при условии $\omega\tau \leq 1$ [24].

$$\frac{\Delta R}{R} = -\frac{1}{2}(1-R)\frac{\Delta\rho}{\rho}. \quad (1)$$

Оценка $\Delta R/R_0$ при комнатной температуре по выражению (1) без учета особенностей в области минимумов отражения перед фоновыми и плазменной частотами дала удовлетворительное согласие с экспериментальными данными, что свидетельствует о применимости теории МРЭ для манганитов оптимально легированного состава (рис. 2 и 3). Тем не менее, для полноты описания $\Delta R/R_0$ в теории необходимо учитывать дополнительный механизм, влияющий на величину и знак магнитоотражения в манганитах и связанный с плазменной частотой.

Как было показано выше, эффект Керра насыщается в слабых полях вследствие перехода пленки в состояние, близкое к монокристаллическому. В отличие от эффекта Керра $\Delta R/R_0$ является четной функцией магнитного поля и не имеет гистерезиса и насыщения в полях до 8 кОе в разных участках спектра (рис. 4). Это свидетельствует о том, что особенности полевой зависимости $\Delta R/R_0$ в неполяризованном свете связаны с изменением под действием магнитного поля только диагональных компонент комплексной диэлектрической проницаемости, а также об отсутствии заметного вклада нечетных по намагниченности магнитооптических явлений.

4. Заключение

В результате исследования магнитооптических эффектов в поляризованном (эффект Керра в видимой области) и неполяризованном (магнитоотражение в ИК-области) свете в пленках $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ толщинами 80 и 110 нм, с температурами фазового магнитного перехода вблизи комнатной, было показано, что в области длин волн больше $1\ \mu\text{m}$ эффект Керра стремится к нулю, а магнитоотражение, наоборот, увеличивается. Эффект Керра достигает максимума в ферромагнитной области при температурах, существенно ниже температуры Кюри, что связано с процессом намагничивания пленки, в то время как магнитоотражение достигает максимума вблизи температуры Кюри, что связано с подавлением внешним магнитным полем температурных флуктуаций магнитных моментов. Эффект Керра насыщается в слабых полях вследствие перехода пленки

в состояние, близкое к монокристаллическому, тогда как для эффектов магнитоотражения и магнитосопротивления не наблюдается насыщения в полях до 8 кОе.

Эффект магнитоотражения в пленках $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ определяется действием внешнего магнитного поля на положение плазменной частоты и края поглощения, на интенсивность полосы локализованных состояний, на соотношение делокализованных и локализованных носителей заряда и на смещение минимумов перед фоновыми полосами в спектрах отражения света. Рост толщины пленки приводит к увеличению наблюдаемых эффектов вследствие релаксации эпитаксиальных (механических) напряжений в системе пленка/подложка и увеличению объемной доли ферромагнитной фазы.

Получено удовлетворительное согласие экспериментальных спектральных и температурных зависимостей магнитоотражения с данными, рассчитанными в рамках теории магниторефрактивного эффекта. Однако теория требует доработки, связанной с учетом локализованных состояний и вклада, связанного с изменением плазменной частоты.

Эффект магнитоотражения в естественном свете в пленках $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ достигает $\sim 10\%$ в поле 4 кОе при комнатной температуре, что значительно превышает традиционные магнитооптические эффекты в ИК-области. Это делает данные пленки перспективными для создания новых функциональных устройств и элементов магнитооптоэлектроники.

Список литературы

- [1] Ф.Ф. Сизов, Ю.И. Уханов. Магнитооптические эффекты Фарадея и Фохта в применении к полупроводникам. Наук. думка, Киев. (1979). 180 с.
- [2] Г.А. Смоленский В.В. Леманов, Г.М. Недлин, М.П. Петров, Р.В. Писарев. Физика магнитных диэлектриков. Наука, Л. (1974). 454 с.
- [3] Дж.К. Сьюотс. Зарубеж. радиоэлектрон. 12, 53 (1973).
- [4] R.K. Wilardson, A.C. Beer. Semiconductors and semimetals. Academic press, N. Y.–London. (1967). 488 с; [Р. Уилларсон, А. Бира. Оптические свойства полупроводников. Мир, М. (1970). 488 с.].
- [5] И.М. Цидильковский. Зонная структура полупроводников. Наука, М. (1978). 328 с.
- [6] A. Granovsky, Yu. Sukhorukov, E. Gan'shina, A. Telegin. Magnetorefractive effect in magnetoresistive materials. In Magnetophotonics: From Theory to Applications / Ed. M. Inoue, M. Levy, A.V. Baryshev. Springer, Berlin Heidelberg. (2013). 107–133 pp.
- [7] R.F.C. Marques, P.R. Abernethy, J.A.D. Matthew, C.O. Paiva-Santos, L. Perazolli, M. Jafellicci Jr., S.M. Thompson. JMMM 272–276, 1740 (2004).
- [8] D. Hrabovsky, G. Herranz, K. Postava, I.C. Infante, F. Sanchez, J. Foncuberta. Proc. SPIE 7356, 73560R (2009).
- [9] Yu.P. Sukhorukov, A.V. Telegin, V.D. Bessonov, E.A. Gan'shina, A.R. Kaul', I.E. Korsakov, N.S. Perov, L.Yu. Fetisov, A.N. Yurasov. JMMM 367, 53 (2014).
- [10] N.G. Bebenin, N.N. Loshkareva, A.A. Makhnev, E.V. Mostovshchikova, L.V. Nimerovannaya, E.A. Gan'shina, A.N. Vi-

- nogradov, Ya.M. Mukovskii. *J. Phys.: Condens. Matter* **22**, 9, 096 003 (2010).
- [11] Y.-C. Liang, H.-Y. Lee, Y.-C. Liang, H.-J. Liu, K.-F. Wu, T.-B. Wu. *Thin Solid Films* **494**, 1–2, 196 (2006).
- [12] Е.А. Балыкина, Е.А. Ганьшина, Г.С. Криччик. *ЖЭТФ* **93**, 5, 1879 (1987).
- [13] J. Zhang, H. Tanaka, T. Kanki, J.-H. Choi, T. Kawai. *Phys. Rev. B* **64**, 184 404 (2001).
- [14] А.Б. Грановский, Ю.П. Сухоруков, А.В. Телегин, В.Д. Бессонов, Е.А. Ганьшина, А.Р. Кауль, И.Е. Корсаков, О.Ю. Горбенко, Х. Гонзалес. *ЖЭТФ* **139**, 1, 90 (2011).
- [15] A. Biswas, M. Rajeswari, R.C. Srivastava, Y.H. Li, T. Venkatesan, R.L. Greene, A.J. Millis. *Phys. Rev. B* **61**, 14, 9665 (2000).
- [16] J.F. Bobo, D. Magnoux, R. Porres, V. Raquet, J.C. Ousset, A.R. Fert, Ch. Roucau, P. Baulés, M.J. Casanove, E.J. Snoeck. *J. Appl. Phys.* **87**, 9 6773 (2000).
- [17] E. Gan'shina, N. Loshkareva, Yu. Sukhorukov, E. Mostovshchikova, A. Vinogradov, L. Nomerovannaya. *JMMM* **300**, 1, 62 (2006)
- [18] O.V. Melnikov, Yu.P. Sukhorukov, A.V. Telegin, E.A. Gan'shina, N.N. Loshkareva, A.R. Kaul, O.Yu. Gorbenko, A.N. Vinogradov, I.B. Smoljak. *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, 15, 3753 (2006).
- [19] Н.Н. Лошкарева, Ю.П. Сухоруков, А.П. Носов, В.Г. Васильев, Б.В.Слободин, К.М. Демчук, Н.Г. Бебенин. *ФТТ* **39**, 9, 1616 (1997).
- [20] В.Н. Мурзин, Р.Е. Пасынков, С.П. Соловьев. *УФН* **92**, 3, 427 (1967).
- [21] K.-Y. Choi, P. Lemmens, T. Sahaoui, G. Güntherodt, Yu.G. Pashkevich, V. P. Gnezdilov, P. Reutler, L. Pinsard-Gaudart, B. Büchner, A. Revcolevschi. *Phys. Rev. B* **71**, 17, 174 402 (2005).
- [22] V.D. Bessonov, R. Gieniusz, M. Tekielak, A. Maziewski, Yu.P. Sukhorukov, A.R. Kaul, E.A. Gan'china. *Eur. Phys. J. B* **86**, 5, 213 (2013).
- [23] C.S. Kelley, J. Naughton, E. Benson, R.C. Bradley, V.K. Lazarov, S.M. Thompson, J.A.D. Matthew. *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 3, 036 002 (2014).
- [24] А.Б. Грановский, Е.А. Ганьшина, А.Н. Юрасов, Ю.В. Борискина, С.Г. Ерохин, А.Б. Ханикаев, М. Инус, А.П. Виноградов, Ю.П. Сухоруков. *Радиотехника и электроника* **52**, 9, 1152 (2007).