

# МАГНИТОРЕФРАКТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В МАНГАНИТАХ С КОЛОССАЛЬНЫМ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕМ В ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Ю. П. Сухоруков<sup>a\*</sup>, А. В. Телегин<sup>a</sup>, А. Б. Грановский<sup>b,c,d\*\*</sup>, Е. А. Ганьшина<sup>b</sup>,  
А. Жуков<sup>c,d</sup>, Х. Гонзалес<sup>c\*\*\*</sup>, Г. Херранз<sup>e\*\*\*</sup>, Х. М. Кайседо<sup>c\*\*\*</sup>, А. Н. Юрасов<sup>f</sup>,  
В. Д. Бессонов<sup>a</sup>, А. Р. Кауль<sup>b</sup>, О. Ю. Горбенко<sup>b</sup>, И. Е. Корсаков<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук  
620990, Екатеринбург, Россия

<sup>b</sup> Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119991, Москва, Россия

<sup>c</sup> Departamento Fisica de Materiales, Facultad de Quimica, Universidad del Pais Vasco  
20009, San Sebastian, Spain

<sup>d</sup> Ikerbasque, Basque Foundation for Science  
48011, Bilbao, Spain

<sup>e</sup> Institut de Ciència de Materials de Barcelona (ICMAB)-CSIC, Campus de la UAB, Bellaterra  
08193, Catalonia, Spain

<sup>f</sup> Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики  
119454, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 марта 2011 г.

В результате исследования магнитопротекания, магнитоотражения и магнитосопротивления эпитаксиальных пленок  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  и  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  установлено, что пленки обладают значительным магниторефрактивным эффектом (МРЭ) на отражении и пропускании света в области фундаментального поглощения как вблизи температуры Кюри, так и при низких температурах. Показано, что если в ИК-области спектра МРЭ определяется высокочастотным откликом на магнитосопротивление, то в видимой области спектра МРЭ связан с изменением электронной структуры под действием магнитного поля, приводящим к изменению плотности электронных состояний, вероятности межзонных оптических переходов и смещению полос поглощения света. Величины магнитопротекания и магнитоотражения меньше, чем в ИК-области спектра, но в несколько раз превышают линейные магнитооптические эффекты, в результате чего МРЭ, будучи негиротропным эффектом, позволяет исключить анализаторы и поляризаторы света из оптической схемы.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Открытие в 1845 г. эффекта Фарадея — первого из обнаруженных эффектов влияния внешнего магнитного поля на распространение света — ознаменовало начало исследований механизмов взаимодей-

ствия электромагнитного излучения с магнитными материалами при наличии внешнего магнитного поля. Управление внешним магнитным полем отражением и поглощением излучения, направлением распространения света, а также запись сверхплотной магнитной информации и сверхскоростное перемагничивание с помощью излучения [1–3] являются актуальными задачами для многих областей физики и техники.

\*E-mail: suhorukov@imp.uran.ru

\*\*E-mail: granov@magn.ru

\*\*\*J. Gonzalez, G. Herranz, J. M. Caicedo

В 1995 г. Жаке и Валет [4] для обозначения специфического механизма изменения коэффициентов отражения и поглощения ИК-излучения при намагничивании магнитных металлических мультислоев с гигантским магнитосопротивлением ( $\Delta\rho/\rho$ ) ввели термин магниторефрактивный эффект (МРЭ). Этот термин означает изменение оптических индексов рефракции  $n$  и  $k$  при приложении магнитного поля за счет изменения электросопротивления ( $\rho$ ). В ИК-области спектра в металлах связанные со спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) четные и нечетные магнитооптические эффекты малы, непосредственным влиянием внешнего магнитного поля на электронную структуру и поглощением решеткой можно пренебречь и основную роль в оптических свойствах играют внутризонные оптические переходы. Поскольку диэлектрическая проницаемость (диагональные компоненты)

$$\begin{aligned}\varepsilon(\omega, H) &= \varepsilon_r(\omega, H) - i \frac{4\pi\sigma(\omega, H)}{\omega} = \\ &= \varepsilon' - i\varepsilon'' = (n - ik)^2 \quad (1)\end{aligned}$$

линейно зависит от проводимости  $\sigma(\omega, H)$ , изменяющейся при намагничивании образца во внешнем магнитном поле  $H$ , только второй член в выражении (1) определяет магнитоотражение и магнитопропускание, и именно он ответствен за МРЭ. Впоследствии термин МРЭ, характеризующий высокочастотный отклик на магнитосопротивление (МС), стал применяться к любым системам со значительным  $\Delta\rho/\rho$ , в том числе с туннельным и колоссальным МС, причем не только в ИК-, но и в СВЧ-диапазоне [5]. Более того, этот термин стал использоваться практически для обозначения всех, за исключением традиционных четных и нечетных магнитооптических явлений, механизмов магнитоотражения и магнитопропускания, т. е. для обозначения всех механизмов, не определяемых СОВ. Так, например, магниторефрактивным эффектом называют вклады в магнитоотражение и магнитопропускание, связанные с влиянием магнитного поля на межзонные оптические переходы (первый член в формуле (1)) [6], и с влиянием магнитного поля на эффективную массу полярона в немагнитных, не обладающих МС, диэлектриках (первый член в формуле (1)) [7], с подавлением магнитным полем эффекта Яна–Теллера [8]. Хотя, на наш взгляд, это не является последовательным, мы также будем использовать термин МРЭ в широком смысле для обозначения различных механизмов магнитоотражения и магнитопропускания, а не только как высокочастот-

ный отклик на МС, каждый раз, при возможности, конкретизируя причину этих эффектов.

Исследование МРЭ в видимой области спектра находится в начальной стадии. Согласно формуле (1) при переходе от ИК- к видимой области спектра вклад, определяемый МС, должен уменьшаться и поэтому для видимой области спектра, имеющей наибольшее практическое значение, этот вклад можно наблюдать только в магнетиках с чрезвычайно высокими значениями  $\Delta\rho/\rho$ , какими являются манганиты с колоссальным МС. Недавно в работах [8, 9] было показано, что в видимой области спектра четный эффект магнитоотражения вблизи температуры Кюри ( $T_C$ ) в манганитах  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  и  $(\text{Pr}_{0.4}\text{La}_{0.6})_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  может достигать 2 % (при наклонном падении света под углом  $45^\circ$  в поле 7 кЭ), что на один–два порядка больше традиционных нечетных магнитооптических эффектов при тех же температурах и длинах волн, хотя и существенно меньше, чем МРЭ в ИК-области. Эффект исследовался только на отражении, когда отражение от подложки может существенно влиять на величину и спектральную зависимость МРЭ тонких пленок [10], и связывался с влиянием сильного магнитного поля на поляроны [9].

При исследовании МРЭ в манганитах в видимой области спектра возникает ряд принципиальных трудностей. Во-первых, в этой области четные магнитооптические эффекты, определяемые как вклады в диагональные элементы, так и недиагональными компонентами тензора диэлектрической проницаемости, отнюдь не малы и могут давать значительные вклады в магнитоотражение и магнитопропускание (см., например, работу [11] и ссылки там). Экспериментальное разделение вкладов четных по полю и намагниченности магнитооптических эффектов и МРЭ остается нерешенной проблемой. Во-вторых, в манганитах приложение сильного магнитного поля может влиять на соотношение различных магнитных фаз, электронную структуру и на межзонные переходы, одновременно изменяя как первый, так и второй члены в выражении (1). В-третьих, достаточно сильное магнитное поле может изменять и характерные резонансные частоты взаимодействия света с манганитами, например, за счет магнострикции или эффекта Яна–Теллера.

В данной работе приведены результаты исследования магнитоотражения и магнитопропускания в видимой области спектра эпитаксиальных пленок  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  и  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  различной толщины. Причиной выбора разных составов являлось изучение влияния на МРЭ одно- и двухвалентного за-

мещения лантана. Для этих составов хорошо изучены магнитные, магнитотранспортные и оптические свойства, а также особенности МРЭ в ИК-области спектра [10, 12], что позволяет провести сравнительный анализ механизмов магнитоотражения и магнитопропускания в видимой и ИК-областях спектра.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эпитаксиальные пленки  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  толщиной 50 и 320 нм выращены на подложках  $\text{LaAlO}_3(100)_{\text{cub}}$ , пленка  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  (450 нм) — на монокристаллической подложке  $\text{SrTiO}_3(100)_{\text{cub}}$ . Пленки росли в такой же ориентации с эпитаксией типа «куб на кубе». Детали приготовления пленок, их структурные и магнитные свойства описаны в работах [10, 12].

Экваториальный эффект Керра исследовался при угле падения света  $67^\circ$  в энергетическом интервале от 1.5 до 4.2 эВ, температурном интервале от 30 до 350 К и в магнитных полях до 3.5 кЭ по методике, описанной в работе [13]. Экспериментально измерялось относительное изменение интенсивности отраженного  $p$ -поляризованного света при намагничивании образца,  $\delta = [I_H - I_0]/I_0$ , где  $I_H$  и  $I_0$  — интенсивности отраженного поляризованного света соответственно при наличии и отсутствии магнитного поля.

Оптические свойства пленок изучались с помощью монохроматоров Zolux-λ150 и МДР-12 в диапазоне длин волн  $350 \text{ нм} \leq \lambda \leq 1200 \text{ нм}$ . Температурные измерения проводились с помощью оптического гелиевого криостата с рефрижератором замкнутого цикла СТИ-сугогеиис. Коэффициент зеркального отражения  $R$  пленок измерялся при угле падения естественного света близком к нормальному ( $7^\circ$ ) при температурах от 10 до 380 К, в магнитных полях до  $H = 11$  кЭ и определялся по выражению  $R = I_s/I_{\text{Al}}$ , где  $I_s$  и  $I_{\text{Al}}$  — интенсивности света, отраженного соответственно от образца и от алюминиевого зеркала.

Удельное электросопротивление  $\rho$  измерялось двухконтактным методом в магнитных полях до 10 кЭ, направленных перпендикулярно току, вдоль и перпендикулярно плоскости пленки. Серебряные контакты припаивались к пленкам In-припоем с помощью ультразвукового паяльника.

Магнитопропускание  $\Delta t/t$ , магнитоотражение  $\Delta R/R$  неполяризованного света и магнитосопротивление определялись соответственно из соотношений  $\Delta t/t = (t_H - t_0)/t_0$ ,  $\Delta R/R = (R_H - R_0)/R_0$  и  $\Delta\rho/\rho = (\rho_H - \rho_0)/\rho_0$ , где индексы «H» и «0» обо-

значают параметры, измеренные в магнитном поле и без поля. Полевые и спектральные зависимости  $\Delta t/t$  и  $\Delta R/R$  измерялись при температурах, когда эффекты достигают максимальных значений.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

### 3.1. Спектры магнитоотражения и магнитопропускания в области межзонных переходов

Измерения спектров магнитоотражения и магнитопропускания проводились при температурах близких к эффективным температурам Кюри ( $T_C$ ), определенным из температурных зависимостей экваториального эффекта Керра [10]. За  $T_C = 255$  К пленок  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  была взята температура окончания резкого изменения температурной зависимости экваториального эффекта Керра в магнитном поле 3.5 кЭ.

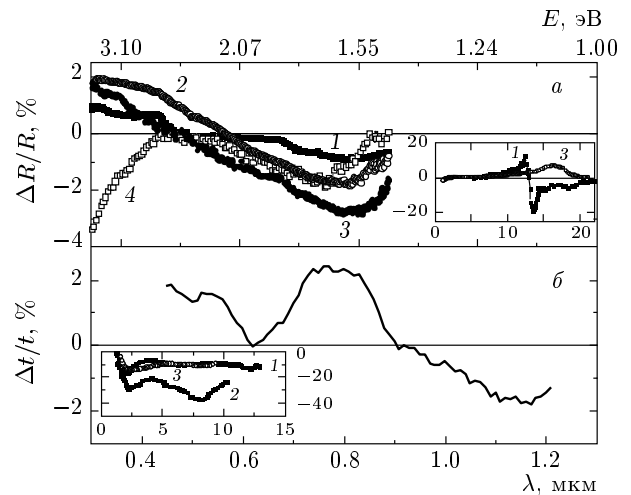


Рис. 1. а) Спектры магнитоотражения  $\Delta R/R$  в магнитном поле  $H = 11$  кЭ пленок  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  толщиной 50 нм — 1, 320 нм — 2 при  $T = 265$  К, пленки  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  при 310 К — 3 и 10 К — 4. На вставке — спектр  $\Delta R/R$  пленки  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  толщиной 50 нм (1) и  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  (3) в ИК-области спектра при 3 кЭ; б) спектры магнитопропускания  $\Delta t/t$  пленки  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  толщиной 180 нм при  $T = 265$  К и  $H = 2.8$  кЭ. На вставке — спектры магнитопропускания пленок  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  толщиной 320 нм (1),  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  толщиной 180 нм (2) и  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  (3) в ИК-области спектра при 8 кЭ

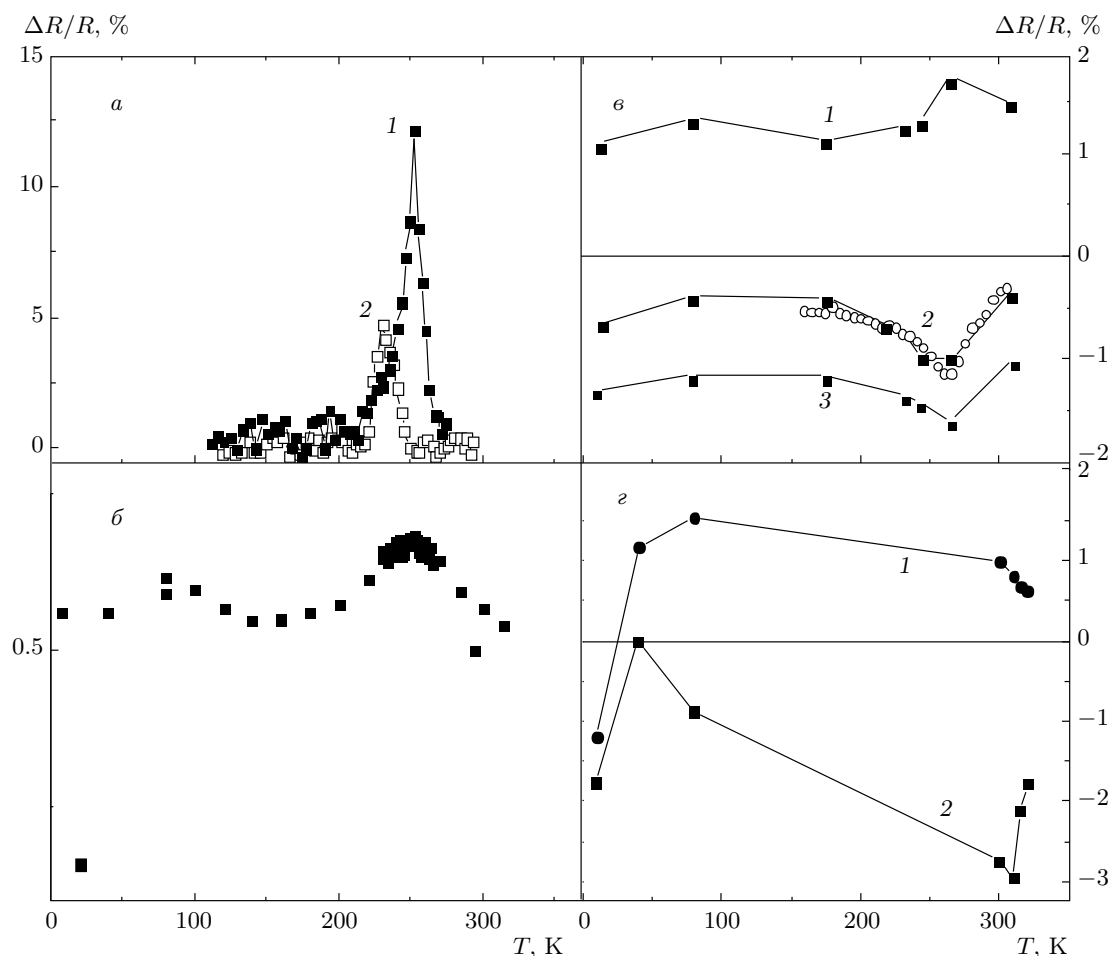
Величины положительного эффекта  $\Delta R/R$  и отрицательного  $\Delta t/t$  в пленках  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  и  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  в ИК-области спектра могут достигать десятков процентов в относительно малых полях от 3 до 8 кЭ [10, 12]. Например, в  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$   $\Delta R/R \sim 20\%$  (вставка на рис. 1а), а  $\Delta t/t \sim 40\%$  (вставка на рис. 1б). Форма ИК-спектра  $\Delta R/R$  определяется изменением под действием магнитного поля отражения света делокализованными носителями и смещением минимума отражения вблизи первой фононной полосы [10]. При исключении поведения вблизи резонанса магнитоотражение в пленках имеет знак противоположный МС, что соответствует теории МРЭ, т.е. вне области резонанса магнитоотражение за счет  $\Delta\rho/\rho$  должно быть положительно и подобно магнитопропусканию убывать, стремясь к нулю при приближении к области межзонных переходов при  $E \sim 1$  эВ (вставки на рис. 1). Следовательно, согласно представлениям о МРЭ как о высокочастотном отклике на МС, надо ожидать положительный знак  $\Delta R/R$  в видимой области спектра. В то же время, как следует из рис. 1а, знак магнитоотражения становится отрицательным при  $\lambda < 0.9$  мкм. Одновременно с этим изменяется знак магнитопропускания (рис. 1б). Затем при дальнейшем уменьшении длины волны до 0.5–0.6 мкм происходят смена знака  $\Delta R/R$  на положительный и увеличение магнитоотражения для всех случаев, кроме пленки  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  при  $T \sim 10$  К (кривая 4 на рис. 1а). Таким образом, судя по знаку эффектов в области 0.5–0.9 мкм, магнитоотражение и магнитопропускание в видимой области спектра имеют другую природу по сравнению с МРЭ в ИК-области, связанным исключительно с высокочастотным МС. Заметим также, что в области смены знака  $\Delta R/R$  при  $E \approx 2.1$  эВ (0.6 мкм) в спектре  $\Delta t/t$  наблюдается только минимум (рис. 1б), а не смена знака, как в области доминирования высокочастотного  $\Delta\rho/\rho$ . Подобное поведение  $\Delta t/t$  величиной около 10% в области первой полосы фундаментального поглощения и минимумом вне нее наблюдали в пленке  $\text{Nd}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  при  $T < T_C$  в сильном магнитном поле равно примерно 89 кЭ [14].

Интересно сравнить наши данные с результатами работы [8] для магнитоотражения пленок близкого состава  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ . В работе [8] измерения магнитоотражения выполнены только при длине волны 0.65 мкм и  $H = 7$  кЭ. Авторами было получено, что  $\Delta R/R > 0$  и составляет порядка 2% при угле падения света  $45^\circ$  и 0.2% при нормальном падении света (рис. 3а из работы [8]). В наших измерениях при  $\lambda = 0.65$  мкм  $\Delta R/R > 0$  и равно примерно

1.5% при угле падения света  $7^\circ$  в поле 11 кЭ. Наши данные согласуются с результатами работы [8] при учете того, что измерения выполнены в поле большей величины, а также учете зависимости МРЭ от угла падения света [15, 16].

Мы связываем найденные спектральные зависимости в видимой области спектра при  $\lambda < 0.9$  мкм вблизи  $T_C$  с влиянием магнитного поля на межзонные переходы. Действительно, поскольку измерения  $\Delta R/R$  и  $\Delta t/t$  выполнены для неполяризованного излучения и при почти нормальном падении, в нашем случае вблизи  $T_C$  роль традиционных магнитооптических эффектов можно считать несущественной. Знаки  $\Delta R/R$  и  $\Delta t/t$  при 0.6–0.9 мкм в окрестности  $T_C$  не соответствуют механизму МРЭ, связанному с магнитосопротивлением. Хотя нельзя полностью исключить возможный вклад за счет влияния магнитного поля на поляроны (см. обсуждение ниже), но по оценкам, аналогичным работе [8, 9], этот вклад в полях порядка 10 кЭ и при нормальном падении света мал. Исследуемые манганиты в видимой области спектра характеризуются двумя полосами фундаментального поглощения примерно при 1.5 эВ (0.82 мкм) и 3.5 эВ (0.35 мкм) [17, 18]. В минимуме между первой и второй полосами фундаментального поглощения в спектре  $\Delta R/R$  приблизительно при 2.1 эВ (0.6 мкм) происходит смена знака эффекта, а в спектре  $\Delta t/t$  наблюдается только минимум (рис. 1б). Следовательно, во-первых, магнитоотражение и магнитопропускание минимальны, когда поглощение света мало, что косвенно указывает на важную роль межзонных переходов, а во-вторых, смена знака  $\Delta R/R$ , как показано в работе [10], однозначно связана со смещением характерной резонансно-подобной полосы поглощения света. Таким образом, магнитное поле приводит не только к изменению интенсивности межзонных переходов, но и к смещению характерных частот этих переходов.

Смена знака в спектре  $\Delta R/R$  пленки  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  отсутствует при низких температурах ( $T = 10$  К), хотя кривая 4 (рис. 1а) приближается к нулевому значению при  $\lambda = 0.45$  мкм. Отсутствие смены знака  $\Delta R/R$  в видимой области спектра имело место и для пленки  $\text{La}_{5/8-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{3/8}\text{MnO}_3$  при  $T = 4.2$  К в полях до 120 кЭ [19]. Причины такого поведения остаются непонятными. Возможно, что при низких температурах в видимой области спектра четный магнитооптический эффект отрицателен и достаточно сильный, чтобы определять поведение магнитоотражения. Например, известно [9, 11], что в некоторых случаях ориентационный магнитооптический эффект, хотя и четный по



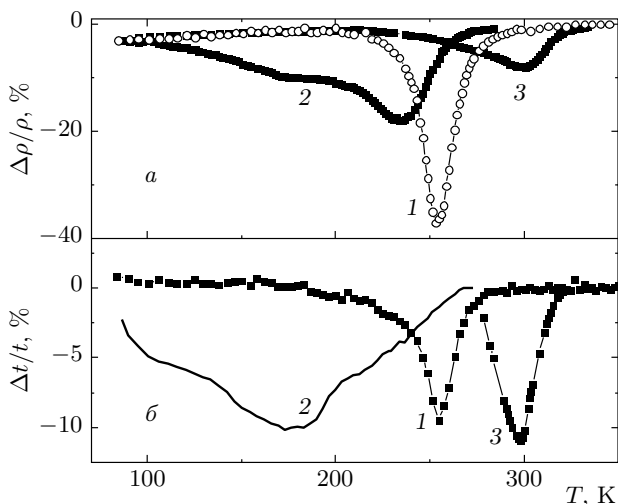
**Рис. 2.** Температурные зависимости магнитоотражения в ИК- и видимой областях спектра: *a* — пленка  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  толщиной 50 нм (кривая 1) при  $\lambda = 13$  мкм и  $H = 3$  кЭ, кристалла (2) при 12.5 мкм; *б* — пленка  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  толщиной 50 нм при  $\lambda = 0.41$  мкм и  $H = 11$  кЭ; *в* — пленка  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  толщиной 320 нм при  $\lambda = 0.41$  мкм (1), 0.65 мкм (2), 0.75 мкм (3) и  $H = 11$  кЭ; *г* — пленка  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  при  $\lambda = 0.41$  мкм (1), 0.75 мкм (2) и  $H = 11$  кЭ

намагниченности, может превышать нечетные магнитооптические эффекты, которые весьма выражены в манганитах (см. обсуждение ниже в разд. 3.3). При таком механизме неясно, почему магнитоотражение резко меняет знак в окрестности  $T = 20$  К (см. ниже рис. 2б,г). Нам более вероятным представляется другой сценарий, согласно которому электронная структура чувствительна как к изменению температуры, так и к изменению поля. Если при понижении температуры две широкие резонансно-подобные полосы в  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  начинают перекрываться намного сильнее, чем в окрестности температуры Кюри, то их смещение при приложении поля не должно приводить к смене знака магнитоотражения. По-видимому, ответ на

вопрос, какой из сценариев более правильный, могут дать измерения полевых зависимостей.

### 3.2. Температурные зависимости магнитоотражения и магнитопротекания

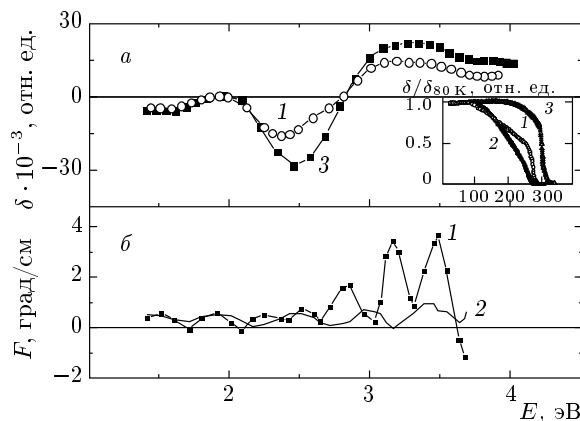
Как было показано ранее [10], в ИК-области  $\Delta R/R$  является оптическим откликом на колоссальное МС с максимумом вблизи  $T_C$  (рис. 2а). В пленках толщиной сравнимой с величиной скин-слоя происходит усиление  $\Delta R/R$  (рис. 2а, кривая 1) вследствие многократного прохождения света через пленку [10]. В видимой области спектра — в области полосы фундаментального поглощения зависимость  $\Delta R(T, H)/R$  пленок



**Рис. 3.** Температурные зависимости: *a* —  $\Delta\rho(T, H)/\rho$  пленок  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  толщиной 50 нм (кривая 1),  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  толщиной 320 нм (2) и  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  (3); *б* —  $\Delta t(T, H)/t$  пленок при  $\lambda = 6$  мкм в поле 8 кЭ

$\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  и  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  существенно усложняется (рис. 2б,в,г). Во-первых, во всех пленках на зависимости  $\Delta R(T, H)/R$  проявляется четко выраженная аномалия вблизи  $T_C$ . Во-вторых, в пленках наблюдается эффект магнитоотражения в парамагнитной области (рис. 2б,в,г), причем при температурах, когда  $\Delta\rho/\rho$  (рис. 3а),  $\Delta R/R$  и  $\Delta t/t$  в ИК-области (рис. 2а и 3б) стремятся к нулю. В-третьих, в ферромагнитной области обнаружена слабая зависимость  $\Delta R/R$  от температуры (рис. 2б,в,г) в полях 11 кЭ, что резко контрастирует с данными для ИК-области спектра (рис. 2а), в которой магнитоотражение стремится к нулю при  $T < 20$  К независимо от наличия или отсутствия резонансного вклада. В-четвертых, при низких температурах около 20 К в пленках наблюдалось резкое изменение  $\Delta R/R$  вплоть до смены знака. Наиболее сильно это проявляется в области минимума между первой и второй полосами фундаментального поглощения в тонкой пленке  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  (рис. 2б) и в  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  (рис. 2г).

Оценим возможность того, что аномалия  $\Delta R/R$  вблизи  $T_C$  обусловлена высокочастотным откликом на колоссальное МС, как в ИК-области спектра. Для этого можно использовать выражения (2), (3) теории МРЭ работы [10]. Тогда учитывая, что в  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  плазменная частота  $\omega_P \approx 1$  эВ (1.24 мкм) [17] и  $\tau \sim 5 \cdot 10^{-15}$  с ( $\sim 1$  эВ), получаем, что в области первой фундаментальной полосы



**Рис. 4.** *a*) Спектры экваториального эффекта Керра пленки  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  толщиной 50 нм (кривая 1) и  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  (3) при  $T = 80$  К,  $H = 3.5$  кЭ; *б*) эффекта Фарадея пленки  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  [20] при  $T = 201$  К (1) и  $T = 300$  К (2),  $H = 2$  кЭ. На вставке — температурная зависимость эффекта Керра пленки  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  толщиной 50 нм (1),  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  толщиной 320 нм (2) и  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  (3)

возможен слабый вклад в магнитоотражение, около 0.3%, в узком температурном интервале от 230 до 300 К с максимумом при  $T \approx 255$  К. Этот вклад мал по сравнению с экспериментальными значениями (рис. 2б) и не определяет поведение  $\Delta R/R$ . Более того, и для температурной зависимости  $\Delta R/R$  во всей исследованной области отсутствует корреляция между  $\Delta R/R$  и  $\Delta\rho/\rho$ . Таким образом, как и при анализе спектральных зависимостей в разд. 3.1, мы приходим к выводу о доминирующей роли влияния магнитного поля и температуры на электронную структуру и, как следствие этого, на межзонные переходы. Аналогичная точка зрения о влиянии магнитного поля и/или температуры на плотность электронных состояний высказывалась ранее [14] при анализе данных относительно магнитопропускания  $\Delta t/t$  для пленки  $\text{Nd}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ .

### 3.3. Сравнительный анализ МРЭ и магнитооптических эффектов

Как было показано ранее, для ИК-области спектра МРЭ, связанный с высокочастотным МС в манганитах, мультислоях, наноккомпозитах, как минимум на один–два порядка превышает нечетные магнитооптические явления [5]. Хорошее согласие теории МРЭ с экспериментом также исключило воз-

возможность заметной роли четных магнитооптических явлений в МРЭ. В видимой области спектра для манганитов такое утверждение справедливо лишь вблизи температуры Кюри. На рис. 4 приведены данные для эффекта Керра и фарадеевского вращения при разных температурах, из которых следует, что вблизи температуры Кюри линейно зависящие от намагниченности магнитооптические эффекты малы, однако это не так при низких температурах. На рис. 4 видно, что в спектре экваториального эффекта Керра относительное изменение интенсивности поляризованного света при намагничивании пленок  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  и  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  может достигать  $\delta \sim 3\%$ , причем в полях насыщения 0.5 кЭ фарадеевское вращение при определенных длинах волн может достигать  $F \sim 40000$  град/см в поле 2 кЭ [20]. Надо сказать, что такие высокие значения магнитооптических эффектов являются типичными для манганитов. Такие же величины эффекта Фарадея получены в  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  [21] и в  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  [22] в полях насыщения  $H_S \sim 1$  кЭ. В результате анализа магнитооптических спектров был сделан вывод о том, что спектры фарадеевского вращения определяются  $d-d$ -переходами в ионах  $\text{Mn}^{3+}$  и  $\text{Mn}^{4+}$  [21, 22]. Спектр экваториального эффекта Керра для манганитов с колоссальным МС определяется также  $d-d$ -переходами в ионах  $\text{Mn}^{3+}/\text{Mn}^{4+}$  и/или разрешенными  $p-d$ -переходами с переносом заряда в октаэдрических комплексах  $[\text{MnO}_6]$  [23]. Сравнение этих эффектов с МРЭ следует провести при тех же значениях полей (с учетом размагничивающего фактора), толщин пленок и одинаковых условиях измерения. Начнем со случая магнитопротекания. При толщине пленки 320 нм величина фарадеевского вращения не превышает  $1.3^\circ$ , что в соответствии с законом Малюса должно приводить к изменению интенсивности примерно на 0.05%. Такое изменение интенсивности прошедшего через образец света за счет фарадеевского вращения на порядок меньше величины магнитопротекания в видимой области, составляющей не менее 0.7% при 1 кЭ. Наши измерения магнитоотражения выполнены при угле падения света  $7^\circ$ , т. е. при условиях, когда экваториальный эффект Керра практически отсутствует. Как известно [14], при увеличении угла падения света до  $50^\circ$ – $60^\circ$  магнитоотражение увеличивается в несколько раз и в нашем случае может превысить десять процентов. Так, в работе [8] для  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  при увеличении угла падения света получено почти десятикратное увеличение магнитоотражения. В то же время максимальная величина экваториального эф-

фекта Керра при этих углах в несколько раз меньше. Таким образом, и на отражении в одинаковых условиях МРЭ больше нечетных магнитооптических эффектов.

Рассмотрим теперь возможную роль четных магнитооптических эффектов. На первый взгляд, раз МРЭ сравним или больше линейных по СОВ и поэтому нечетных по намагниченности магнитооптических явлений, он заведомо больше квадратичных по СОВ четных магнитооптических эффектов. Однако четные магнитооптические эффекты в некоторых случаях могут определяться отнюдь не квадратичным по СОВ вкладом и поэтому могут быть сравнимыми и даже превышать нечетные магнитооптические эффекты [11]. Так, для ортоферритов четные магнитооптические эффекты могут определяться так называемым магнитоупругооптическим механизмом, связанным с магнитоупругими деформациями [11]. Другой механизм следует из феноменологического подхода [9] и связан с тем, что двухспиновый коррелятор в выражении для поляризуемости кристалла может определяться не только квадратичными по СОВ членами, но и членом, пропорциональным произведению СОВ на межатомный обмен. Поскольку магнитоупругость тоже второго порядка по СОВ, а обменное взаимодействие в манганитах порядка СОВ, оба указанных выше механизма в целом не меняют порядок четных магнитооптических эффектов, которые должны быть меньше линейных по СОВ явлений, за исключением, возможно, только определенных узких участков спектра [9, 11]. К сожалению, квадратичная зависимость от намагниченности может быть следствием как четных магнитооптических эффектов, так и МРЭ, а угловые зависимости этих вкладов тождественны. Нет достаточных оснований считать, как в работе [9], что температурные зависимости квадратичных магнитооптических явлений и квадрата от линейных магнитооптических явлений совпадают. Поэтому в настоящее время нет надежного способа разделения этих эффектов. Возможно, что детальное исследование поляризационных и полевых зависимостей для манганитов разного состава, обладающих разными значениями обменного интеграла, магнитоупругости, деформаций позволит решить эту задачу.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе показано, что манганиты  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  и  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  обладают значительным МРЭ на отражении и протекании света в видимой области спектра как вблизи температу-

ры Кюри, так и при низких температурах. Хотя эффекты и значительно меньше, чем в ИК-области спектра, тем не менее они превышают в несколько раз линейные магнитооптические эффекты, измеренные при тех же условиях. Магнитоотражение при  $\lambda = 0.35$  мкм в  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  достигает рекордной для нормального падения света величины 3.5 %.

Если в ИК-области спектра МРЭ в манганитах в основном является высокочастотным откликом на колоссальное МС, то в видимой области спектра этот механизм дает только малый вклад вблизи температуры Кюри. В видимой области определяющим поведение МРЭ является изменение электронной структуры под действием магнитного поля. Такой механизм должен работать в широкой области температур как в парамагнитной области, так и при низких температурах, но особенно может быть выражен вблизи  $T_C$  при переходе металл–диэлектрик. При этом под действием магнитного поля возможно изменение плотности электронных состояний, или, что практически то же самое, относительной доли делокализованных носителей, изменение ширины зоны, смещение зон относительно друг друга или изменение волновых функций, приводящих к изменению сил осцилляторов. В конечном итоге, другие предложенные механизмы МРЭ, такие как изменение массы поляронов в магнитном поле [6] и так называемое подавление полем эффекта Яна–Теллера [8], обусловленное увеличением делокализованных состояний, также сопровождаются изменением электронной структуры.

Спектральные зависимости МРЭ в видимой области спектра указывают на то, что не только изменяется плотность электронных состояний, но происходит и смещение резонансно-подобных полос поглощения света.

При низких температурах не удается разделить МРЭ и вклады четных магнитооптических эффектов. Однако тот факт, что магнитоотражение примерно одного и того же порядка величины как при низких температурах, так и в окрестности температуры Кюри, причем даже в парамагнитной области, косвенно свидетельствует о доминирующей роли предложенного механизма и при низких температурах.

Подчеркнем в заключение, что МРЭ в видимой и ИК-областях спектра, будучи негиротропным эффектом, позволяет избежать использования анализаторов и поляризаторов света, что может иметь практическое значение.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Фонда научных исследований страны Басков (Basque Science Foundation), гранта Президента РФ (№ МК-2261.2011.2, № М-6), а также в рамках Программ ОФН РАН и УрО–СО РАН.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. Kirilyuk, A. Kimel, and T. Rasing, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2744 (2010).
2. M. Inoue, A. Granovsky, O. Aktsipetrov et al., *Magnetophotonic Crystals in Magnetic Nanostructures*, ed. by B. Aktas, L. Tagirov, F. Mikailov, Springer Series in Materials Science **94**, 29 (2007).
3. Ю. П. Сухоруков, А. В. Телегин, Н. Н. Лошкарева и др., *Модулятор инфракрасного излучения*. Патент РФ № 88165, Бюлл. № 30 от 27.10.2009.
4. J. C. Jacquet and T. Valet, *Mater. Res. Symp. Proc.* **384**, 477 (1995).
5. А. Б. Грановский, Е. А. Ганьшина, А. Н. Юрасов и др., *РЭ* **52**, 9 (2007).
6. R. X. Baxter, D. G. Pettifor, E. Y. Tsymbal et al., *J. Phys.: Cond. Mat.* **15**, L695 (2003).
7. В. Г. Кравец, *Опт. и спектр.* **98**, 449 (2005).
8. D. Hrabovsky, J. M. Caicedo, G. Herranz et al., *Phys. Rev. B* **79**, 052401(4) (2009).
9. J. M. Caicedo, M. C. Dekker, K. Dörr et al., *Phys. Rev. B* **82**, 140410(R) (2010).
10. А. Б. Грановский, Ю. П. Сухоруков, А. В. Телегин и др., *ЖЭТФ* **139**, 90 (2010).
11. Е. А. Ганьшина, А. В. Зенков, Г. С. Кринчик и др., *ЖЭТФ* **99**, 274 (1991).
12. Ю. П. Сухоруков, Е. А. Ганьшина, Н. Н. Лошкарева и др., *ЖЭТФ* **131**, 642 (2007).
13. Е. А. Балькина, Е. А. Ганьшина, Г. С. Кринчик, *ЖЭТФ* **93**, 1879 (1987).
14. S. G. Kaplan, M. Quijada, H. D. Drew et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2081 (1996).
15. А. Грановский, М. Инуе, Ж. П. Клерк и др., *ФТТ* **46**, 484 (2004).
16. А. Б. Грановский, И. В. Быков, Е. А. Ганьшина и др., *ЖЭТФ* **123**, 1256 (2003).
17. O. Ripeka Mercier, R. G. Buckley, A. Bittar et al., *Phys. Rev. B* **64**, 035106 (2001).



18. M. Quijada, J. Cerne, J. R. Simpson et al., Phys. Rev. B **58**, 16093 (1998).
19. H. J. Lee, K. H. Kim, T. W. Noh et al., Phys. Rev. B **65**, 115118(6) (2002).
20. E. A. Gan'shina, V. S. Guschin, O. V. Shabanova et al., Proc. Conf. Adv. Magneto-Resistive Mater., Ekaterinburg, March 4-7 (2001), p. C2.
21. J. F. Lawler, J. G. Lunney, and J. M. D. Coey, Appl. Phys. Lett. **65**, 3017 (1994).
22. Ю. П. Сухоруков, А. С. Москвин, Н. Н. Лошкарева и др., ФТТ **71**, 139 (2001).
23. E. A. Gan'shina, N. N. Loshkareva, Yu. P. Sukhorukov et al., J. Magn. Magn. Mat. **300**, 62 (2006).