

DOI: 10.21122/2220-9506-2024-15-3-240-247

Магнитный круговой дихроизм оксидных плёнок: изучение электронных, магнитных и зарядовых состояний

Ю.Э. Самошкина¹, А.В. Черниченко²

¹Институт физики имени Л.В. Киренского, Федеральный исследовательский центр “Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук”,
Академгородок 50, стр. 38, г. Красноярск 660036, Россия

²Московский технический университет связи и информатики,
ул. Авиамоторная, 8а, г. Москва 111024, Россия

Поступила 04.02.2024

Принята к печати 09.09.2024

Полупроводниковые материалы на основе оксидов ZnO и $\text{RE}^{3+}\text{MnO}_3$ рассматриваются как потенциальные кандидаты для спинтроники. В работе представлены методика и результаты исследования эффекта магнитного кругового дихроизма для плёночных структур $\text{Zn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}$, $\text{Zn}_{1-x-y}\text{Co}_x\text{Al}_y\text{O}$ и $\text{RE}_{1-x}\text{A}_x^{3+}\text{MnO}_3$ в диапазоне видимого излучения. Показано, что поведение магнитного кругового дихроизма плёнок манганита отражает не только магнитную, но и зарядовую составляющую материала. Это указывает на возможность исследования магнитных и транспортных характеристик плёнок с помощью магнитного кругового дихроизма спектроскопии. Поскольку магнитный круговой дихроизм также напрямую зондирует основные и возбуждённые электронные состояния плёнки, были получены данные, обновляющие расчётные параметры для описания зонной структуры манганитов. В случае плёнок $\text{Zn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}$ и $\text{Zn}_{1-x-y}\text{Co}_x\text{Al}_y\text{O}$ установлено, что спектральная форма магнитного кругового дихроизма выступает в качестве инструмента для обнаружения наночастиц Co в матрице твёрдого раствора $\text{ZnO}:\text{Co}$ и $\text{ZnO}:(\text{Co}+\text{Al})$.

Ключевые слова: магнито-оптическая спектроскопия, тонкие оксидные плёнки, наночастицы, зарядовая и магнитная подсистемы, электронные состояния

Адрес для переписки:

Самошкина Ю.Э.
Институт физики имени Л.В. Киренского
Сибирского отделения РАН,
Академгородок 50, стр. 38, г. Красноярск 660036, Россия
e-mail: uliag@iph.krasn.ru

Address for correspondence:

Samoshkina Yu.
Kirensky Institute of Physics, Siberian Branch of Russian Academy
of Sciences
Akademgorogok 50, bld. 38, Krasnoyarsk 660036, Russia
e-mail: uliag@iph.krasn.ru

Для цитирования:

Ю.Э. Самошкина, А.В. Черниченко.
Магнитный круговой дихроизм оксидных плёнок: изучение
электронных, магнитных и зарядовых состояний.
Приборы и методы измерений.
2024. Т. 15. № 3. С. 240–247.
DOI: 10.21122/2220-9506-2024-15-3-240-247

For citation:

Samoshkina Yu, Chernichenko A.
Magnetic Circular Dichroism of Oxide Films: Study of Electronic,
Magnetic and Charge States.
Devices and Methods of Measurements.
2024;15(3):240–247. (In Russ.).
DOI: 10.21122/2220-9506-2024-15-3-240-247

DOI: 10.21122/2220-9506-2024-15-3-240-247

Magnetic Circular Dichroism of Oxide Films: Study of Electronic, Magnetic and Charge States

Yu. Samoshkina¹, A. Chernichenko²

¹Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
Akademgorogok 50, bld. 38, Krasnoyarsk 660036, Russia

²Moscow Technical University of Communication and Informatics,
Aviamotornaya str., 8a, Moscow 111024, Russia

Received 04.02.2024

Accepted for publication 09.09.2024

Abstract

Semiconductor materials based on ZnO and RE³⁺MnO₃ oxides are considered as potential candidates for spintronics. This article presents the methodology and results of studying the effect of magnetic circular dichroism for Zn_{1-x}Co_xO, Zn_{1-x-y}Co_xAl_yO and RE_{1-x}A_x³⁺²⁺MnO₃ film structures in the visible radiation range. It has been shown that the magnetic circular dichroism behavior of the manganite films reflects not only the magnetic, but also the charge component of the material. This indicates the possibility of studying the magnetic and transport characteristics of the films using the magnetic circular dichroism spectroscopy. Since the magnetic circular dichroism effect also directly probes the ground and excited electronic states

of the film, it has been obtained data that update calculated parameters for describing the manganites band structure. In the case of the Zn_{1-x}Co_xO and Zn_{1-x-y}Co_xAl_yO films, the magnetic circular dichroism spectroscopy acts as a tool for detecting Co nanoparticles in the solid solution matrix of ZnO:Co and ZnO:(Co+Al).

Keywords: magneto-optical spectroscopy, thin oxide films, nanoparticles, charge and magnetic subsystems, electronic states

Адрес для переписки:

Самошкина Ю.Э.
Институт физики имени Л.В. Киренского
Сибирского отделения РАН,
Академгородок 50, стр. 38, г. Красноярск 660036, Россия
e-mail: uliag@iph.krasn.ru

Для цитирования:

Ю.Э. Самошкина, А.В. Черниченко.
Магнитный круговой дихроизм оксидных плёнок: изучение
электронных, магнитных и зарядовых состояний.
Приборы и методы измерений.
2024. Т. 15. № 3. С. 240–247.
DOI: 10.21122/2220-9506-2024-15-3-240-247

Address for correspondence:

Samoshkina Yu.
Kirensky Institute of Physics, Siberian Branch of Russian Academy
of Sciences
Akademgorogok 50, bld. 38, Krasnoyarsk 660036, Russia
e-mail: uliag@iph.krasn.ru

For citation:

Samoshkina Yu, Chernichenko A.
Magnetic Circular Dichroism of Oxide Films: Study of Electronic,
Magnetic and Charge States.
Devices and Methods of Measurements.
2024;15(3):240–247. (In Russ.).
DOI: 10.21122/2220-9506-2024-15-3-240-247

Введение

Поиск и исследование новых магнитных полупроводниковых материалов, проявляющих высокую спиновую поляризацию носителей при высоких температурах, является актуальной научно-технической задачей. В этом направлении плёнки $\text{Zn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}$, $\text{Zn}_{1-x-y}\text{Co}_x\text{Al}_y\text{O}$ и $\text{RE}_{1-x}\text{A}_x^{3+}\text{MnO}_3$ (RE – редкоземельный элемент, А – щёлочноземельный металл) рассматриваются как потенциальные кандидаты для спинтронных устройств [1, 2]. В данных материалах зарядовая и магнитная подсистемы являются существенно связанными, поэтому образцы демонстрируют уникальные и практически значимые свойства, такие как ферромагнетизм при комнатной температуре [3], колоссальное магнитосопротивление [4] и магнитокалорический эффект [5]. При этом неясен характер связи между зарядовыми и магнитными состояниями, определяющими макроскопические свойства манганитов. Картина электронных состояний материалов вида $\text{RE}_{1-x}\text{A}_x^{3+}\text{MnO}_3$ до конца не установлена.

Теоретическое исследование электронной структуры магнитного материала базируется на его оптических или магнитооптических свойствах [6, 7]. При этом магнитооптические данные являются более информативными. Однако расчёт электронной структуры плёнок на основе спектральной зависимости магнитооптического эффекта Керра (ЭК) также имеет свои недостатки, поскольку ЭК критически зависит от качества поверхности образцов. Поэтому данные об электронных состояниях манганита, полученные в отражённом свете с помощью ЭК ранее, не имеют целостности. Поскольку керровское вращение описывается сложной функцией диагональной и недиагональной компонент тензора диэлектрической проницаемости, наблюдались существенные изменения формы ЭК спектра в зависимости от толщины плёнок [8, 9], концентрации А-элемента [7] и типа эпитаксиальной деформации материала [10].

В случае материалов $\text{Zn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}$ и $\text{Zn}_{1-x-y}\text{Co}_x\text{Al}_y\text{O}$, в которых кобальт представляет собой твёрдый раствор в решётке ZnO (далее ZnO:Co и ZnO:(Co+Al), соответственно), природа магнетизма до сих пор остаётся дискуссионной [3, 11].

Поскольку магнитооптический эффект магнитного кругового дихроизма (МКД) напрямую зондирует различные магнитные вклады в материале, а также его основные и возбуждённые электронные состояния, изучение оксидных плёнок с помощью МКД спектроскопии является чрезвычайно информативным. Следует отметить, что спектральной зависимости эффекта уделяется недостаточно внимания, тогда как именно она отражает обменные и спин-орбитальные взаимодействия в материале. Данный эффект часто используется для исследования магнитных свойств плёнок [12], поскольку МКД линейен по намагниченности и отражает форму её полевой или температурной зависимости, исключая вклад немагнитной составляющей. В настоящей работы основное внимание уделено именно спектральной зависимости МКД плёнок.

Образцы и метод исследования

В качестве плёночных образцов манганита толщиной от 20 до 150 нм исследованы поликристаллические образцы $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ и $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ (LSMO и PSMO, соответственно), осаждённые на подложку $\text{ZrO}_2\text{-Y}_2\text{O}_3$; а также монокристаллическая плёнка $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LCMO) толщиной 50 нм, выращенная на кристалле LaAlO_3 . Поликристаллические плёнки получены методом реактивного высокочастотного магнетронного распыления на постоянном токе [13]. Эпитаксиальная плёнка выращена путём химического осаждения металлоорганических соединений из паровой фазы [14]. После осаждения плёнку LCMO/LAO отжигали в течение часа в атмосфере кислорода при температуре 800 °С. Поликристаллические плёнки $\text{Zn}_{0.78}\text{Co}_{0.22}\text{O}$ и $\text{Zn}_{0.75}\text{Co}_{0.18}\text{Al}_{0.7}\text{O}$ были выращены на стеклянной подложке с помощью стандартной системы радиочастотного магнетронного распыления [15].

Магнитный круговой дихроизм описывается как часть комплексной величины эффекта Фарадея (ЭФ) [16]. В этом случае линейно поляризованная волна рассматривается как суперпозиция двух идентичных круговых волн с разной поляризацией: по левому и правому кругу. При прохождении такой волны через оптически активную намагниченную среду

вдоль направления магнитного поля фазовые скорости и амплитуда право-поляризованной и лево-поляризованной волн отличны друг от друга. Разница в фазовой скорости волн напрямую связана с разностью их показателей преломления (Δn). Разница в амплитуде описывает разницу в показателях поглощения (Δk) указанных волн. Таким образом, ЭФ описывается разностью показателей преломления двух волн с круговой поляризацией и представляет собой поворот плоскости поляризации падающей волны. Разница в показателях поглощения двух волн с круговой поляризацией вызывает эллиптичность падающей волны и представляет собой МКД. Комплексная величина ЭФ в общем виде описывается выражением (1) [16]:

$$\tilde{\alpha}_F \sim (\Delta n - i\Delta k). \quad (1)$$

Феноменологически форма МКД спектра повторяет спектральную зависимость действительной части недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости (ϵ_{xy}), непосредственно отражающей внутреннюю природу материала. МКД эффект описывается выражением:

$$\theta \sim \frac{n\epsilon''_{xy} - k\epsilon'_{xy}}{n^2 + k^2}, \quad (2)$$

где ϵ'_{xy} и ϵ''_{xy} – реальная и мнимая части ϵ_{xy} , соответственно.

Из выражения (2) хорошо видно, что $\theta \sim \epsilon'_{xy}$ при условии $n \ll k$ [16].

Эффект МКД измерялся на оригинальной автоматизированной установке, созданной на базе монохроматора МДР-12, а также фотоэлектронного умножителя Hamamatsu E678-11C. В эксперименте использована модуляция состояния поляризации световой волны. В качестве модулятора выступала призма из плавленого кварца с приклеенным к ней пьезоэлектрическим керамическим элементом. Когда на пьезоэлемент подавалось переменное напряжение частотой ω , соответствующей собственной частоте системы, в кварцевой призме возбуждалась упругая стоячая волна. Круговая поляризация световой волны была сгенерирована на выходе из кварцевой призмы за счёт падения на неё линейно-поляризованной волны с углом 45° между плоскостью поляризации и горизонтальной осью призмы. В случае МКД оптическая плотность (D) для световых волн

правой (D^+) и левой (D^-) круговой поляризации различна. При измерении магнитный вектор и световой луч были направлены нормально плоскости плёнок. Таким образом, величина эффекта (θ) измерялась как разность $D^+ - D^-$ для двух противоположных направлений приложенного магнитного поля (рисунок 1). Спектральные зависимости эффекта в диапазоне 1,1–4,5 эВ были измерены при температуре от 77 до 300 К в приложенном магнитном поле 800 кА/м. Точность измерений величины эффекта составляла 10^{-4} , а спектральное разрешение 0,02 эВ в зависимости от длины волн.

Результаты и обсуждение

Спектры МКД для плёнок $\text{Zn}_{0.78}\text{Co}_{0.22}\text{O}$ и $\text{Zn}_{0.75}\text{Co}_{0.18}\text{Al}_{0.7}\text{O}$ показаны на рисунке 2а.

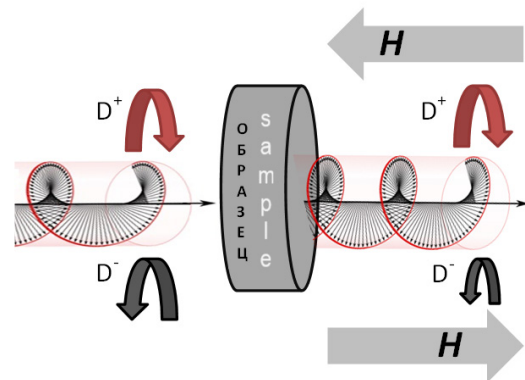


Рисунок 1 – Схематическое изображение природы эффекта магнитного кругового дихроизма и принцип его измерения

Figure 1 – Schematic representation of the nature of the magnetic circular dichroism effect and the principle of its measurement

Видно, что формы спектров практически совпадают, что говорит о единой картине основных и возбуждённых электронных состояний образцов. Спектры характеризуются двумя максимума противоположных знаков: широкий минимум в области 1,3–3,2 эВ и максимум при 3,8 эВ. Спектры МКД исследуемых плёнок сопоставлялись со спектрами МКД плёнок ZnO:Co , не содержащих вторичных фаз и проявляющих ферромагнитное поведение при комнатной температуре [3, 11]. В отличие от плёнок $\text{Zn}_{0.78}\text{Co}_{0.22}\text{O}$ и $\text{Zn}_{0.75}\text{Co}_{0.18}\text{Al}_{0.7}\text{O}$ образцы ZnO:Co характеризуются положительным сигналом МКД в области 1,5–3,5 эВ

(кривая 1 на рисунке 2а). Дополнительно были исследованы спектральные зависимости МКД для сплошной плёнки Co и металлических наночастиц Co, диспергированных внутри матрицы SiO₂ (рисунке 2б). Как и в случае ферромагнитной плёнки ZnO:Co, сплошная плёнка Co характеризуется положитель-

ным сигналом МКД в области 1,1–3,5 эВ, демонстрирующим широкий асимметричный максимум с центром тяжести при 1,8 эВ (кривая 1 на рисунке 2б). При этом спектр МКД для наночастиц Co описывается экстремумом в области 1,3–3,5 эВ (кривая 2 на рисунке 2б).

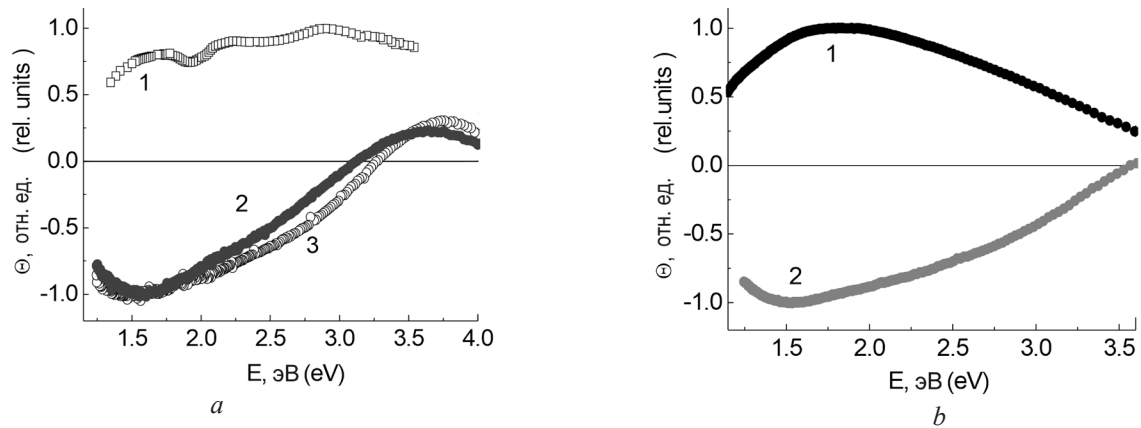


Рисунок 2 – Спектральные зависимости магнитного кругового дихроизма при комнатной температуре и $H = 800$ кА/м: а – плёнка ZnO:Co без содержания вторичных фаз (кривая 1) и плёнки Zn_{0.75}Co_{0.18}Al_{0.7}O и Zn_{0.78}Co_{0.22}O с относительным содержанием металлического кобальта (кривые 2 и 3, соответственно); б – плёнка Co толщиной 30 нм (кривая 1) и наночастицы Co в матрице SiO₂ со средним размером частиц в диаметре $D = 7,7$ нм (кривая 2)

Figure 2 – Spectral dependences of magnetic circular dichroism at room temperature and $H = 800$ kA/m: а – ZnO:Co film without the content of secondary phases (curve 1) and Zn_{0.75}Co_{0.18}Al_{0.7}O and Zn_{0.78}Co_{0.22}O films with a relative content of metallic cobalt (curves 2 and 3, respectively); б – Co film 30 nm thick (curve 1) and Co nanoparticles in a SiO₂ matrix with an average particle size in diameter $D = 7.7$ nm (curve 2)

Таким образом установлено, что форма спектра МКД зависит от состояния, в котором находится кобальт: в виде твёрдого раствора в решётке ZnO, в виде металлической плёнки, в виде металлических наночастиц. Хорошее согласие между спектрами МКД в области 1,3–3,2 эВ, наблюдаемое для образцов Zn_{0.78}Co_{0.22}O и Zn_{0.75}Co_{0.18}Al_{0.7}O, а также для наночастиц Co, свидетельствует о наличии вторичной фазы в исследуемых плёнках. В этом случае, высокоэнергетический максимум при 3,8 эВ следует отнести к поляризованному состоянию носителей заряда в матрице твёрдого раствора ZnO:Co и ZnO:(Co+Al). Обработка и анализ данных для плёнок ZnO:Co подробно изложен в работе [17]. Температура блокировки (T_b) обнаруженных наночастиц Co, а также их средний размер в диаметре ($\langle D \rangle$) исследованы в работе [18]. Величина $\langle D \rangle$ оценивалась по формуле Бина–Ливингстона:

$$T_b = K_{eff}(4\pi r^3/3)/25k_B,$$

где K_{eff} – энергия эффективной магнитокристаллической анизотропии ($4,3 \cdot 10^5$ Дж/м³);

k_B – постоянная Больцмана; r – радиус частицы. Для Zn_{0.78}Co_{0.22}O $T_b = 40$ К и $\langle D \rangle = 3,9$ нм, для Zn_{0.75}Co_{0.18}Al_{0.7}O – 90 К и 5,2 нм, соответственно. Полученные результаты позволяют по-новому взглянуть на спектральное поведение МКД различных материалов, содержащих кобальт. Так, например, спектры МКД для поликристаллических образцов Co-P толщиной ≈ 3 –7 нм [19] указывают на наличие наночастиц Co в приповерхностном слое стеклянной подложки.

Исходя из температурной зависимости электрического сопротивления плёнок манганита, определена точка перехода полупроводник-диэлектрик $T_{пд}$ [12, 13]. Отмечено, что значение $T_{пд}$ зависит от толщины поликристаллических плёнок PSMO ($x = 0,4$) и лежит в интервале 155–200 К [12]. Для эпитаксиальной LC-MO плёнки $T_{пд} \approx 265$ К [13]. Плёнки PSMO ($x = 0,2$) продемонстрировали диэлектрическое поведение во всём исследуемом температурном интервале [12]. Пример спектральной зависимости МКД диэлектрической и полупроводниковой плёнки манганита, представлен на рисунке 3а и рисунке 4а, соответственно.

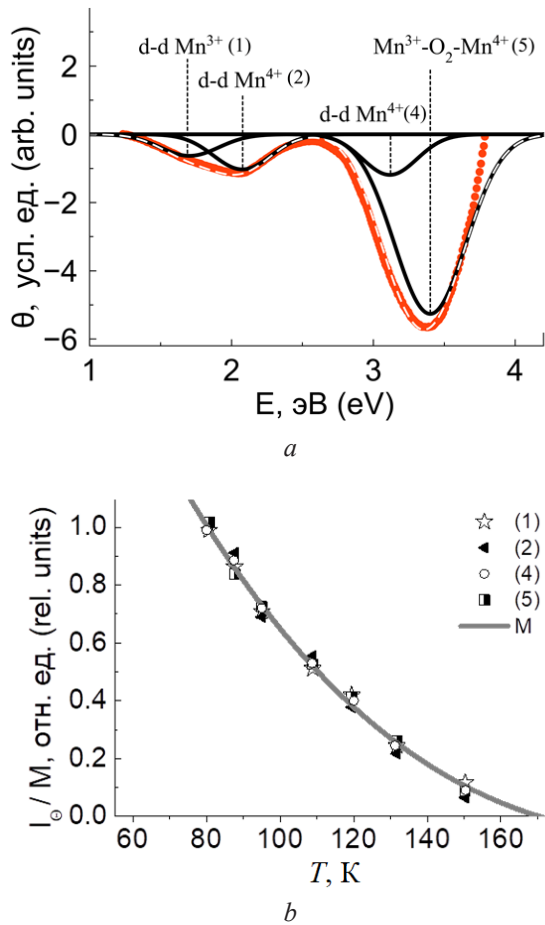


Рисунок 3 – Диэлектрическая плёнка манганита: *a* – схема разложения спектра магнитного кругового дихроизма на линии формы Гаусса, штриховая линия – суперпозиция линий разложения, совпадающая с экспериментальным спектром; *b* – температурные зависимости интенсивности линий разложения (I_0) в сравнении с температурным ходом намагниченности (M) образца во внешнем магнитном поле ($H = 400$ кА/м), направленном нормально плоскости плёнки

Figure 3 – Manganite film in insulating state: *a* – decomposition scheme of magnetic circular dichroism spectrum into Gaussian lines, the dashed line is a superposition of decomposition lines, coinciding with the experimental spectrum; *b* – temperature dependences of the intensity of the decomposition lines (I_0) in comparison with the temperature variation of the sample magnetization (M) in an external magnetic field ($H = 400$ kA/m) directed normally to the film plane

В спектрах наблюдается асимметрия основных максимумов, что говорит о наложении нескольких резонансов. Спектры МКД для плёнок всех типов проводимости были аппроксимированы минимальным количеством линий формы Гаусса. Амплитуда линии, положение и ширина линии на половине высоты являлись

параметрами подгонки. На рисунках хорошо видно, что спектр МКД диэлектрической плёнки описывается четырьмя спектральными линиями (линии (1), (2), (4) и (5) на рисунке 3а), в то время как для полупроводниковой образца характерны пять составляющих компонент в видимом диапазоне спектра (линии (1)–(5) на рисунке 4а).

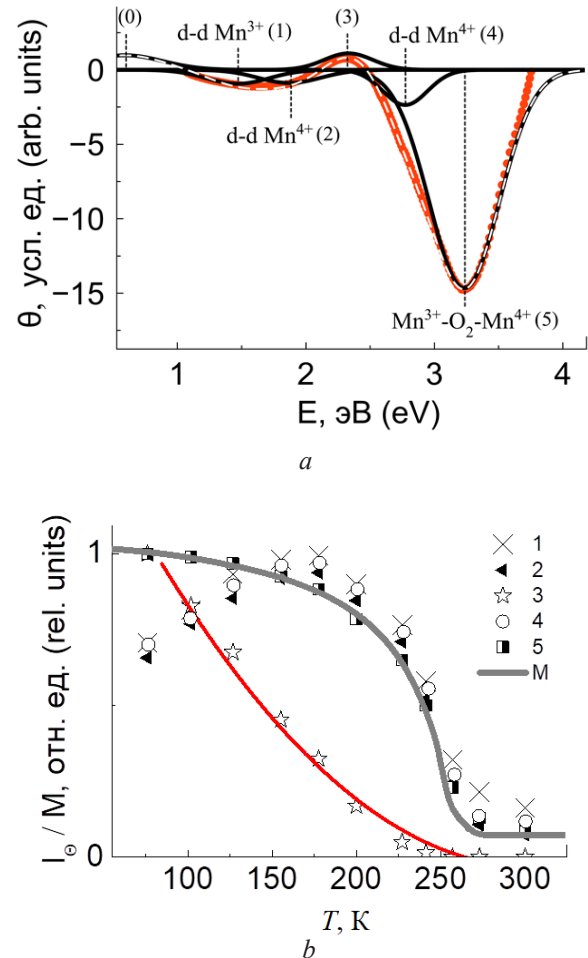


Рисунок 4 – Полупроводниковая плёнка манганита: *a* – схема разложения магнитного кругового дихроизма на линии формы Гаусса, штриховая линия – суперпозиция линий разложения, совпадающая с экспериментальным спектром; *b* – температурные зависимости интенсивности линий разложения (I_0) в сравнении с температурным ходом намагниченности (M) образца во внешнем магнитном поле ($H = 400$ кА/м), направленном нормально плоскости плёнки

Figure 4 – Manganite film in a conductive state: *a* – decomposition scheme of magnetic circular dichroism spectrum into Gaussian lines, the dashed line is a superposition of decomposition lines that coincides with the experimental spectrum; *b* – temperature dependences of the intensity of the decomposition lines (I_0) in comparison with the temperature variation of the sample magnetization (M) in an external magnetic field ($H = 400$ kA/m) directed normally to the film plane

Для качественного спектрального анализа был прослежен температурный ход интенсивности указанных линий (1)–(5) в сравнении с температурным поведением намагниченности плёнок. В случае диэлектрических образцов наблюдается классический случай, когда температурные кривые намагниченности и интенсивности линий совпадают (рисунок 3*b*). Для полупроводникового образца наблюдается нетипичное магнитооптическое поведение, когда только интенсивность линии (5) следует за намагниченностью во всём исследуемом интервале температур (рисунок 4*b*). Интенсивность линий (1), (2) и (4) с понижением температуры растёт до некоторой точки, следуя за намагниченностью образца, а далее изменяет своё направление. Такое изменение хода объясняется перераспределением спектральной интенсивности между возбуждениями различной природы в области 0–2 эВ, типичное для полупроводниковых образцов [23–25]. Следовательно, в области ниже 1 эВ предполагается наличие ещё одного максимума (линия (0) на рисунке 4*a*). Для линии (3) характерен рост интенсивности с понижением температуры, однако её температурный ход отличается от хода намагниченности. Такая картина ещё раз подтверждает, что линия (3) не связана с магнитной подрешёткой материала.

Заключение

Установлено, что эффект магнитного кругового дихроизма, в частности его спектральная форма, является качественным инструментом для обнаружения наночастиц Co в плёночных структурах

$\text{Zn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}$ и $\text{Zn}_{1-x-y}\text{Co}_x\text{Al}_y\text{O}$, а также представляет хорошую альтернативу высокоточной спектроскопии рентгеновского поглощения при синхротронном излучении. Такая методика исследования может быть также применена к другим составам разбавленных полупроводниковых оксидов. В случае замещённых манганитов спектроскопия магнитного кругового дихроизма показала себя качественным инструментом для изучения электронных, магнитных и зарядовых состояний в плёнках вида $\text{RE}_{1-x}^{3+}\text{A}_x^{2+}\text{MnO}_3$.

Впервые обнаружен магнитооптический сигнал в видимом диапазоне спектра,

отражающий изменение в зонной структуре манганита. Следовательно, температуры фазовых переходов «металл–изолятор» и «ферромагнетик–парамагнетик» для манганита могут быть определены, исходя из температурного хода интенсивности спектральных линий магнитного кругового дихроизма.

Установлено, что электронная структура плёнок манганита не зависит от толщины, состава и типа подложки. Ключевую роль играет лишь проводимость материала. Полученные данные обновляют основу для теоретического описания зонной структуры манганитов в целом.

Благодарности

Работа выполнена в рамках научной тематики государственного задания Института физики Сибирского отделения Российской академии наук.

Acknowledgments

The work was carried out within the state assignment of Kirensky Institute of Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences.

References

1. Hirohata A, Yamada K, Nakatani Yo, Prejbeanu I-L, Diény B, Pirro Ph, Hillebrands B. Review on spintronics: Principles and device applications. *J. Mag. Mag. Mater.* 2020;509:166711. DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.166711
2. Haghir-Gosnet A-M, Renard J-P. CMR manganites: physics, thin films and devices. *J. Phys. D Appl. Phys.* 2003;36:R127-R150. DOI: 10.1088/0022-3727/36/8/201
3. Ying M, Blythe HJ, Dizayee W, Heald SM, Gerriu FM, Fox AM, and Gehring GA. Advantageous use of metallic cobalt in the target for pulsed laser deposition of cobalt-doped ZnO films. *Appl. Phys. Lett.* 2016;109:072403. DOI: 10.1063/1.4961223
4. Ramirez AP. Colossal magnetoresistance. *J. Phys. Condens. Matter.* 1997;9:8171-8199. DOI: 10.1088/0953-8984/9/39/005
5. Salazar-Muñoz VE, Lobo Guerrero A, Palomares-Sánchez SA. Review of magnetocaloric properties in lanthanum manganites. *J. Magn. Magn. Mater.* 2022;562:169787. DOI: 10.1016/j.jmmm.2022.169787
6. Jung JH, Kim KH, Eom DJ, Noh TW, Cho EJ, Yu Jaejun, Kwon YS, Chung Y. Determination of

electronic band structures of CaMnO_3 and LaMnO_3 using optical-conductivity analyses. *Phys. Rev. B.* 1997;55:15489. **DOI:** 10.1103/physrevb.55.15489

7. Yamaguchi S, Okimoto Y, Ishibashi K, Tokura Y. Magneto-optical Kerr effects in perovskite-type transition-metal oxides: $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ and $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_3$. *Phys. Rev. B.* 1998;58(11):6862–6870.

DOI: 10.1103/PhysRevB.58.6862

8. Liu HL, Lu KS, Kuo MX, Uba L, Uba S, Wang LM, Jeng H-T. Magneto-optical properties of $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ thin films with perpendicular magnetic anisotropy. *J. Appl. Phys.* 2006;99:043908. **DOI:** 10.1063/1.2173681

9. Veis M, Visnovský S, Lecoœur Ph, Haghir-Gosnet A-M, Renard J-P, Beauvillain P, Prellier W, Mercey B, Mistrik J, Yamaguchi T. Magneto-optic spectroscopy of $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ films on SrTiO_3 (100) and (110) substrates. *J. Phys. D Appl. Phys.* 2009;42:195002.

DOI: 10.1088/0022-3727/42/19/195002

10. Zahradník M, Maroutian Th, Zelený M, Horák L, Kurij G, Malecek T, Beran L, Višnovský Š, Agnus G, Lecoœur Ph, and Veis M. Electronic structure of $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$: Interplay of oxygen octahedral rotations and epitaxial strain. *Phys. Rev. B.* 2019;99:195138.

DOI: 10.1103/PhysRevB.99.195138

11. Varvaro G, Trolío AD, Polimeni A, Gabbani A, Pineider F, de J. Fernandez C, Barucca G, Mengucci P, Bonapasta AA and Testa AM. Giant magneto-optical response in H^+ irradiated $\text{Zn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}$ thin films. *J. Mater. Chem. C.* 2019;7:78–85. **DOI:** 10.1039/C8TC03563F

12. Cho YC, Kim S-J, Lee S, Kim SJ, Cho CR, Nahm H-H, Park CH, Jeong IK, Park S, Hong TE, Kuroda S, Jeong S-Y. Reversible ferromagnetic spin ordering governed by hydrogen in Co-doped ZnO semiconductor. *Appl. Phys. Lett.* 2009;95:172514. **DOI:** 10.1063/1.3257733

13. Samoshkina YuE, Edelman IS, Rautskii MV, Molokeev MS. Correlation between magneto-optical and transport properties of Sr doped manganite films. *J. Alloys Compd.* 2019;782:334.

DOI: 10.1016/j.jallcom.2018.12.158

14. Granovskii AB, Sukhorukov YP, Telegin AV, Bessonov VD, Gan'shina EA, Kaul' AR, Korsakov IE, Gorbenko OYu, and Gonzalez J. Giant magnetorefractive effect in $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ films. *J. Exp. Theor. Phys.* 2011;112:77. **DOI:** 10.1134/S106377611005105X

15. Samoshkina YuE, Edelman IS, Chou H, Lin H-Ch, Dwivedi GD, Petrov DA, Zharkov SM, Zeer GM, Molokeev MS. Structure and physical properties

of hydrogenated (Co+Al)-doped ZnO films: Comparative study with Co-doped ZnO films. *Mater. Sci. Eng., B.* 2021;264:114943. **DOI:** 10.1016/j.mseb.2020.114943

16. Scott GB, Lacklison DE, Ralph HI, and Page JL. Magnetic circular dichroism and Faraday rotation spectra of $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. *Phys. Rev. B.* 1975;12(7):2562–2571.

DOI: 10.1103/PhysRevB.12.2562

17. Samoshkina Yu, Edelman I, Chou H, Petrov D, Zharkov S, Neznakhin D, Stepanova E, Stepanov A. Magnetic circular dichroism of Co nanoparticles localized in matrices of various types. *Materialia* 2023;28:101759.

DOI: 10.1016/j.mtla.2023.101759

18. Samoshkina Yu, Rautskii M, Neznakhin D, Stepanova E, Edelman I, Chou H. Particles-matrix bond in ZnCoO:H and ZnCoAlO:H films: issues of magnetism and spin injection. *Materials* 2023;16:3659.

DOI: 10.3390/ma16103659

19. Burkova LV, Chzhan AV, Sokolov AE, Kosyrev NN, Patrin GS, Tabakaeva KV. Magneto-optical and optical properties of polycrystalline Co-P films with nanometer thickness. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2016;80(11):1314–1316. **DOI:** 10.3103/S1062873816110162

20. Coey JMD, Viret M, von Molnar S. Mixed-valence manganites. *Adv. Phys.* 1999;48:167e293.

DOI: 10.1080/000187399243455.

21. Brik MG, Srivastava AM. On the optical properties of the Mn^{4+} ion in solids. *J. Lumin.* 2013;133:69–72.

DOI: 10.1016/j.jlumin.2011.08.047

22. Czaja M, Lisiecki R, Chrobak A, Sitko R, Mazurak Z. The absorption- and luminescence spectra of Mn^{3+} in beryl and vesuvianite. *Phys Chem Minerals.* 2018;45:475–488. **DOI:** 10.1007/s00269-017-0934-x

23. Kaplan SG, Quijada M, Drew HD, Tanner DB, Xiong GC, Ramesh R, Kwon C, Venkatesan T. Optical evidence for the dynamic Jahn-Teller effect in $\text{Nd}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. *Phys. Rev. Lett.* 1996;77(10):2081–2084.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.77.2081

24. Okimoto Y, Katsufuji T, Ishikawa T, Arima T, Tokura Y. Variation of electronic structure in $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($0 < x < 0.3$) as investigated by optical conductivity spectra. *Phys. Rev. B.* 1997;55(7):4206–4214.

DOI: 10.1103/PhysRevB.55.4206

25. Moritomo Y, Machida A, Matsuda K, Ichida M, Nakamura A. Magnetization dependent behaviors of interband transitions between the exchange-split bands in doped manganite films. *Phys. Rev. B.* 1997;56(9):5088–5091. **DOI:** 10.1103/PhysRevB.56.5088